



انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد ، شماره ۲۲۰

تابش الکترومغناطیسی

تألیف

فرانک . اچ . رید

ترجمه

مهدی خواجوی - تقی عدالتی

۱۳۷۶

Read. Frank Hernry

رید، فرانک هنری

تابش الکترومغناطیسی / تألیف فرانک، ایچ، رید، ترجمه مهدی خواجهوی، تقی عدالتی. مشهد: دانشگاه فردوسی مشهد، ۱۳۷۶.

پانزده، ۲۳۶ ص. : مصور، جدول، نمودار. - (انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد؛ ۲۲۰).
فهرست نویسی بر اساس اطلاعات شیبا (فهرست نویسی پیش از انتشار).

Electromagnetic Radiation

عنوان اصلی:

واژه نامه.

کتابنامه: ص [۳۹۱] - ۳۹۴.

۱. امواج الکترومغناطیسی. - الف. خواجهوی، مهدی، مترجم. ب. عدالتی، تقی. ۱۳۲۴. -
مترجم. ج. دانشگاه فردوسی (مشهد). د. عنوان.

۵۳۹/۲

ت ۲ / ر ۹ / QC ۶۶۱

۶۱۰۳-۷۶ م

۱۳۷۶

کتابخانه ملی ایران

شناسنامه کتاب

نام: تابش الکترومغناطیسی

تألیف: فرانک. ایچ، رید

ترجمه: مهدی خواجهوی - تقی عدالتی

ناشر: انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد

تاریخ انتشار: پاییز ۱۳۷۶

تعداد: ۲۰۰۰ نسخه - چاپ اول

امور فنی و چاپ: مؤسسه چاپ و انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد

قیمت: ۸۳۰۰ ریال

شابک: ۹۶۴ - ۶۳۳۵ - ۰۴ - ۷ - (ISBN: 964 - 6335 - 04 - 7)

فهرست مطالب

یازده	پیشگفتار مترجمان
سیزده	مقدمه مؤلف
۱	فصل اول - مقدمه
۱	۱-۱ بیناب الکترومغناطیسی
۲	۲-۱ تاریخچه امواج نوری و فوتونها
۱۳	فصل دوم - معادلات ماکسول و امواج الکترومغناطیسی
۱۴	۱-۲ معادلات ماکسول
۱۸	۲-۲ وجود امواج الکترومغناطیسی
۲۹	۳-۲ شارش انرژی امواج تخت در فضای آزاد
۳۱	۴-۲ انتشار امواج تخت در محیطهای دی الکتریک و رسانا
۳۶	۵-۲ انعکاس در مرزها
۴۶	۶-۲ فشار تابش
۴۹	مسائل فصل ۲

۵۱	فصل سوم - بررسی کلاسیکی تولید و اندرکش امواج الکترومغناطیسی
۵۱	۱-۳ تولید امواج الکترومغناطیسی
۵۳	۱-۱-۳ پتانسیلهای Φ و A
۵۸	۲-۱-۳ تابش دو قطبی در حال نوسان
۶۴	۳-۱-۳ دو قطبی مغناطیسی و تابش چهار قطبی الکتریکی
۶۷	۴-۱-۳ تابش حاصل از یک بار شتابدار
۷۰	۵-۱-۳ تابش سنکروترون
۷۶	۶-۱-۳ تابش ترمزی
۷۸	۷-۱-۳ تابش اتم «کلاسیکی»
۸۳	۸-۱-۳ تابش چرنکوف
۸۵	۲-۳ شکست
۸۶	۱-۲-۳ گاز الکترون آزاد
۹۱	۲-۲-۳ گازی از اتمهای «کلاسیکی»
۹۶	۳-۲-۳ شکست در مایعات و جامدات
۹۹	۴-۲-۳ انتشار در میدان ناهمسانگرد
۱۰۴	۵-۲-۳ آثار غیرخطی
۱۰۸	مسائل فصل ۳
۱۱۱	فصل چهارم - مقدمه ای بر ایده های کوانتومی
۱۱۲	۱-۴ تابش در تعادل گرمایی
۱۲۳	۲-۴ ثابتهای A و B اینشتاین
۱۳۰	۳-۴ محاسبه احتمالات گذار
۱۳۷	۴-۴ قواعد انتخاب
۱۳۷	۱-۴-۴ اندازه حرکت زاویه ای و زوجیت حالت های اتمی
	۲-۴-۴ اندازه حرکت زاویه ای و زوجیت وابسته به فوتون
۱۴۰	در انتقال دو قطبی الکتریکی

- ۱۴۴ ۳-۴-۴ قواعد انتخاب برای انتقال‌های دو قطبی الکتریکی
- ۱۴۷ ۵-۴ انتقال‌های ممنوع نوری
- ۱۵۵ مسائل فصل ۴

فصل پنجم - همدوسی

- ۱۵۷
- ۱۵۸ ۱-۵ همدوسی چیست؟
- ۱۶۲ ۲-۵ همدوسی زمانی و فضایی
- ۱۶۷ ۳-۵ اندازه‌گیری همدوسی
- ۱۷۲ ۴-۵ همدوسی نور چشمه‌های واقعی
- ۱۷۲ ۱-۴-۵ همدوسی فضایی نور یک چشمه دور با کوچک
- ۱۷۸ ۲-۴-۵ همدوسی زمانی
- ۱۷۹ ۳-۴-۵ حجم همدوسی
- ۱۸۲ ۵-۵ همبستگی‌های شدت
- ۱۸۳ ۱-۵-۵ نور آشوبناک
- ۱۸۷ ۲-۵-۵ همبستگی‌های فوتونی
- ۱۹۱ مسائل فصل ۵

فصل ششم - لیزرها

- ۱۹۳
- ۱۹۶ ۱-۶ یک سیستم دو ترازه ساده
- ۲۰۸ ۲-۶ سیستم‌های چند ترازه
- ۲۰۹ ۱-۲-۶ لیزر یاقوتی
- ۲۱۲ ۳-۶ پهنای تراز و مدگزینی
- ۲۲۴ ۴-۶ میزرها و لیزرهای خاص
- ۲۲۶ ۱-۴-۶ لیزر آمونیاکی
- ۲۲۹ ۲-۴-۶ لیزرهای تخلیه‌گازی
- ۲۳۴ ۳-۴-۶ لیزرهای رزینه‌ای (رنگی)

- ۲۳۹ ۴-۴-۶ لیزرهای نیمه رسانا
- ۲۴۲ مسائل فصل ۶
- ۲۴۵ **فصل هفتم - خواص و کاربردهای نور لیزر**
- ۲۴۶ ۱-۷ خواص نور لیزر
- ۲۴۶ ۱-۱-۷ پهنای خط طیفی
- ۲۵۰ ۲-۱-۷ جهت پذیری
- ۲۵۲ ۳-۱-۷ همدوسی
- ۲۵۴ ۴-۱-۷ تولید تپهای کوتاه
- ۲۵۷ ۲-۷ فنها و کاربردهای لیزر
- ۲۵۷ ۱-۲-۷ دوبرابری سازی بسامد
- ۲۶۰ ۲-۲-۷ بیناب نمایی بدون اثر دوپلری
- ۲۶۵ ۳-۲-۷ هولوگرافی (تمام نگاری)
- ۲۷۱ ۴-۲-۷ ارتباطات
- ۲۷۳ ۵-۲-۷ اندازه گیری فاصله و سرعت
- ۲۷۴ ۶-۲-۷ گرم کردن و برش
- ۲۷۵ مسائل فصل ۷
- ۲۷۷ **فصل هشتم - پراکندگی و جذب تابش الکترومغناطیسی**
- ۲۷۹ ۱-۸ پراکندگی تابش توسط الکترونهای آزاد
- ۲۷۹ ۱-۱-۸ پراکندگی تامسون
- ۲۸۳ ۲-۱-۸ پراکندگی کامپتون
- ۲۸۹ ۲-۸ پراکندگی و جذب و تابش توسط اتمها و مولکولها
- ۲۸۹ ۱-۲-۸ پراکندگی رایله
- ۲۹۲ ۲-۲-۸ پراکندگی و جذب ناکشسان
- ۲۹۵ ۳-۲-۸ پراکندگی رامان
- ۲۹۸ ۴-۲-۸ اثر فوتوالکتریک

۳۰۲	تولید زوج ۵-۲-۸
۳۰۷	پراکندگی و جذب تابش توسط جامدات و مایعات ۳-۸
۳۰۷	پراکندگی بریلوئن ۱-۳-۸
۳۱۱	هدایت و گسیل فوتونی ۲-۳-۸
۳۱۹	مسائل فصل ۸
۳۲۱	فصل نهم- آشکارسازی تابش الکترومغناطیسی
۳۲۲	آشکارسازی تابش فرسرخ ۱-۹
۳۲۲	تابش سنجها و ترموکوپلها ۱-۱-۹
۳۲۶	آشکارسازهای هدایت نوری ۲-۱-۹
۳۲۸	آشکارسازی تابش مرئی ۲-۹
۳۲۸	آشکارسازهای گسیل نوری ۱-۲-۹
۳۳۲	عکاسی و زیراکس ۲-۲-۹
۳۳۴	آشکارسازی تابشهای فرابنفش، ایکس، و گاما ۳-۹
۳۳۴	شمارنده های یونشی گازی ۱-۳-۹
۳۴۴	آشکارسازهای سوسوزن ۲-۳-۹
۳۵۹	آشکارسازهای نیمه رسانا ۳-۳-۹
۳۶۳	آشکارسازهای بارشی چرنکوف ۴-۳-۹
۳۶۴	مسائل فصل ۹
۳۶۷	ضمیمه الف
۳۶۷	برخی فرمولهای مفید در محاسبات برداری
۳۷۱	ضمیمه ب
۳۷۱	تولید فوتون

تابش الکترومغناطیسی

۵۵

۳۷۷

ضمیمه پ

۳۷۷

بررسی کوانتوم مکانیکی میدان تابش

۳۹۱

ضمیمه ت

۳۹۱

منابع برای مطالعه بیشتر

۳۹۵

ضمیمه ث

۳۹۵

جواب مسأله های انتخابی

پیشگفتار مترجمان

کتاب حاضر سومین* کتاب از مجموعه دوره فیزیک منچستر است که به فارسی ترجمه و منتشر می شود . دوره مزبور مجموعه ای از کتابهای درسی است که در دانشگاه منچستر برای دوره سه ساله لیسانس فیزیک تألیف شده و انتشار یافته است .

تصنیف و تألیف کتابهای فیزیک به شکل مجموعه ای هماهنگ و هدفدار در بسیاری از دانشگاههای معتبر کاری است جدی و مستمر که متأسفانه در دانشگاههای کشور ما حتی قدمهای اولی نیز در این زمینه برداشته نشده است . گروههای آموزشی فیزیک و استادان میرز و مجرب باید به صورت طرحهایی جامع به نگارش و تألیف متون درسی معتبر و مناسب و منطبق با هدفها و برنامه های دوره کارشناسی فیزیک همت کنند و دانشگاهها نیز از سرمایه گذاری در این زمینه مضایقه نکنند تا بتدریج در امر آموزش از اتکای صرف به متون ترجمه شده بی نیاز گردیم .

بهر حال تا وقتی که نگارش و تألیف متون درسی فیزیک به نحوی منسجم عملی نشده ، ترجمه این قبیل مجموعه های درسی می تواند مفید و کارساز باشد .

در خاتمه از شورای انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد که همت به نشر این گونه کتب کمک درسی می نماید تشکر می شود . همچنین از مدیریت و کارکنان محترم چاپخانه دانشگاه فردوسی که در مراحل مختلف چاپ این کتاب همکاری صمیمانه داشته اند ، قدر دانی می کنیم .

مهدی خواجوی - تقی عدالتی

اعضای هیأت علمی گروه فیزیک دانشگاه فردوسی مشهد

تیرماه ۱۳۷۶

* دو کتاب الکترونیک و الکترومغناطیس از این مجموعه توسط مرکز نشر دانشگاهی چاپ و منتشر

شده است .



مقدمه مؤلف

این کتاب بر مبنای یک دوره درسی با همین عنوان تألیف و توسط مؤلف در دانشگاه منچستر ارائه شده است. در این دوره دانشجویان سال سوم کارشناسی فیزیک، همراه تعدادی محدود از دانشجویان سال اول کارشناسی ارشد شرکت می کردند. برای یکپارچگی و تکمیل بیشتر کتاب، برخی مباحث مقدماتی سال دوم به آن افزوده شده است.

تابشهای الکترومغناطیسی ترکیب واحدی از موضوعات جالب را دربر می گیرد. برجسته ترین اینها وسعت گستره بسامدها در بیناب الکترومغناطیسی است، از امواج رادیویی با بسامد کمتر از 10^4 کیلو هرتز که در ارتباطات زیر دریایی مورد استفاده اند، تا پرتوهای گاما با بسامد بیشتر از 10^{24} هرتز که به صورت بخشی از شار پرتوهای کیهانی مشاهده می شود (یعنی گستره ای با اختلاف بزرگی بیش از 10^{20} همراه با این گستره از تنوع زیاد فونونی باید نام برد که در تولید و آشکار سازی تابشهای الکترومغناطیسی به کار می روند. در یک انتهای بیناب فنها منحصرأ مبتنی بر خواص موجی است، حال آن که در انتهای دیگر فقط طبیعت فوتونی تابش دخالت دارد. در قسمت اعظم بخش میانی بیناب هر دو طبیعت موجی و ذره ای نور دارای نقش اند، و فهمیدن این دوگانگی مطمئناً یکی از نکات برجسته در توسعه علم فیزیک می باشد. در واقع، یکی از مفیدترین جنبه های موضوع طریقه ای است که بتوان با آن این همه پدیده را برحسب امواج یا ذرات بطور کامل توصیف و درك کرد. علاوه بر همه این موضوعات جالب به بحث لیزر باید اشاره کرد، چشمه نور بی همتایی که به خاطر بحث نظری و کاربردهای عملی بسیارش از جذابیت فوق العاده ای برخوردار است.

در این کتاب این موضوعات در یک بررسی جامع به هم پیوند خورده، همه جنبه های مهم تولید، انتشار، و آشکارسازی تابشهای الکترومغناطیسی را در بر می گیرد. سطح این کتاب برای یک درس فیزیکی در سال سوم (سال آخر) دوره کارشناسی، در دانشگاههای انگلیسی یا امریکایی مناسب است.

کتاب با بررسی مختصری از مقاطع برجسته تر تاریخی موضوع آغاز می شود. ارائه این بررسی تنها به لحاظ جذابیت جستارهای تاریخی نیست، بلکه برای باور نیز مبتنی است که آشنایی با سیر تاریخی یک موضوع به دانشجو بینش و دید بهتری برای مطالعات بعدی اش می دهد. فصل ۲ را با یادآوری مختصر از معادلات ماکسول شروع می کنیم، و آنگاه به بحث درباره نتایج آنها، وجود امواج الکترومغناطیسی کلاسیکی و نحوه انتشار امواج در خلأ و ماده می پردازیم. در فصل ۳ باز هم روشهای کلاسیکی را دنبال می کنیم تا نشان دهیم چگونه تابش الکترومغناطیسی توسط شکلهای مختلف بار شتابدار تولید می شود. در این جا عناوین متفاوتی مثل دوقطبی هرتزی، تابش سنکروترون، تابش ترمزی و چرنکوف را بررسی و ارتباط آنها را از طریق ایده های کلاسیکی مطالعه می کنیم. در قسمت دوم این فصل فرآیندهای شکست، از شکست امواج رادیویی در جو تا شکست نور مرئی در بلورها، بحث شده، نمایشی هماهنگ برای تمام گستره ارائه می دهیم. موضوع فصل ۴ طبیعت کوانتومی نور است که با نظریه بسیار بنیادی پلانک آغاز می شود. این نظریه ما را به کار انیشتاین درباره گسیل القایی، و ارتباط آن با مکانیک کوانتومی رهنمون می گردد. در سرتاسر این فصل بر رابطه بین نتایج کلاسیکی و کوانتومی تأکید شده است.

در فصل ۵ به بررسی همدوسی نور از دیدگاههای کلاسیکی و کوانتومی پرداخته، آزمایشهای مهم هانبری-براون و توویس، و کاربردهای عملی اندازه گیریهای همدوسی را مطرح کرده ایم. فصلهای ۶ و ۷ به موضوع لیزر اختصاص دارند. ابتدا نظریه لیزر و سپس به عنوان مثال اولگین لیزر، لیزر یاقوتی میمن، مورد بررسی قرار می گیرد. آن گاه انواع مهمتر لیزر، از قبیل لیزر رنگی، و لیزر جامد معرفی می شوند. این قسمت از کتاب را با مطالعه خواص و کاربردهای نور لیزر، از هولوگرافی تا برش و جوشکاری، به پایان می بریم. ساز و کار فیزیکی پراکندگی و جذب نور موضوع فصل ۸ است. در این جا عناوین متفاوتی همچون پراکندگی نور در تاج خورشیدی، ساز و کار سلول خورشیدی را بررسی و باز هم به نگرشی واحد از موضوع می رسیم. سرانجام در فصل ۹، وسایل مختلف آشکارسازی و

اندازه‌گیری تابش‌های الکترومغناطیسی، از تابش سنج برای بسامدهای فرسرخ تا آشکارسازهای هسته‌ای برای پرتوهای گاما، را معرفی می‌کنیم.

تمام کتاب برای یک دوره درسی در حدود ۴۰ جلسه در نظر گرفته شده، لکن با انتخاب مناسب مطالب، ارائه آن در دوره‌های کوتاهتر نیز میسر است. نمودار راهنمای سیر مطالعاتی در داخل جلد فصلهای مستقل را نشان می‌دهد، ضمن این که در زیر نمودار نیز مثالهایی از زیرمجموعه‌های مناسب برای دوره‌های کوتاهتر ارائه شده است.

مجموعه متنوعی از مسائل را در انتهای هر فصل آورده‌ایم، که بسیاری از آنها برای تأکید بر نکات خاص طرح شده است. پاسخ بیشتر این مسائل در آخر کتاب داده شده، یا در خود مسأله گنجانده شده و یا به صورت راهنمایی ارائه گردیده است. در سرتاسر کتاب یکاهای SI را به کار برده‌ایم.

مایلم از دانشجویان بسیاری تشکر کنم که پرسشها و تذکرهاى آنان دستنویسهای اولیه کتاب را اصلاح کرد، و سپاسگزاری قلبی خود را از همکارانم در گروه فیزیک (بویژه دکتر هانی. ای. کینگ، اچ. بیکر، و آز بوث) به خاطر کمکهایشان در بعضی از فصلها، و بخصوص از سه همکار خودم دکترها آر. جی. الیسون، آی، اس، گرانت، و اف - مندل به پاس راهنماییهایشان در محتوای کل کتاب ابراز دارم. همچنین از دکتر جی. مارش از گروه تاریخ علوم و فنون دانشگاه صنعتی منچستر (UMIST) به سبب مساعدتهایش در جزئیات تاریخی کتاب، دوشیزه لسلی برنز برای ماشین نویسی دقیق و سریع، آقای جان راوکرافت به خاطر تهیه بسیاری از شکل‌های کتاب، و سرانجام از همسر من به لحاظ شکیبایی و حوصله اش در طول نگارش این کتاب ممنون و سپاسگزارم.

فرانک. اچ. رید

منچستر، آگوست ۱۹۷۹



مقدمه

۱-۱ بیناب الکترومغناطیسی

ایزاک نیوتون^۱، اوکین فردی بود که نشان داد باریکه های نور با رنگهای مختلف ذاتاً از بعضی جنبه ها تفاوت دارند . کنجکاوی او در برپایی نمایشی از پدیده های مهیج رنگها، برانگیخته شد . او از یک منشور شیشه ای استفاده کرد، تا باریکه ای از نور خورشید را که از یک سوراخ کوچک وارد می شد، شکست دهد . وی، بر روی دیوار مقابل، شکل دایره ای رنگینی را که انتظار داشت، مشاهده نکرد؛ بلکه یک بیناب مستطیل شکل را دید که قرمز در پایین و بنفش در بالای آن وجود داشت . تجربیات بیشتر، نشان داد که محل رنگهای مختلف، تغییر ناپذیر است . عبارات شخص «نیوتون» در زیر نقل می شود :

«هنگامی که نوعی از پرتو کاملاً از انواع دیگرش جدا شد، از آن پس، ترتیب رنگها ثابت باقی ماند و علی رغم تلاش بسیار، موفق به تغییر آن نشدم .»

البته در حال حاضر می دانیم که رنگهای مختلف با بسامدهای متفاوتی مشخص می شوند که بوضوح تغییر ترتیب آنها غیر ممکن است . آنچه نیوتون محتملاً تصور نکرده بود، گستره وسیع «رنگهای» نور بود، که در حال حاضر از وجود آن آگاهیم . این گستره، از امواج رادیویی با

بسامد کمتر از ده کیلو هرتز (که برای ارتباطات زیر دریایی به کار می رود)، تا بسامدهای پرتوهای گاما بیشتر از 10^{22} هرتز (که به عنوان بخشی از شار پرتو کیهانی مشاهده شده است) یک پهنه کلی بیشتر از 10^{20} ! را دربر می گیرد. قسمتی از این بیناب که توسط نیوتون مشاهده شده بود، در واقع جزء بسیار کوچکی از گستره کلی را شامل می شود که پهنه ای از بسامدها را با کمتر از ضریب ۲ می پوشاند.

در طول این کتاب، خواننده با قسمت اعظم این بیناب، آشنا خواهد شد، ولی قبل از این آشنایی، جالب است که کل آن را در شکل (۱-۱) ملاحظه کند. حدود انتهایی هر نوع تابش، فقط بطور تقریب تعریف شده است؛ و همان گونه که در شکل دیده می شود در حالت کلی روی هم افتادگی بین دو نوع تابش مجاور، وجود دارد. سه مشخصه مختلف (ولی معادل) برای «رنگ» یعنی بسامد، انرژی و طول موج در شکل داده شده است. رابطه بین اینها، در زیر داده می شود:

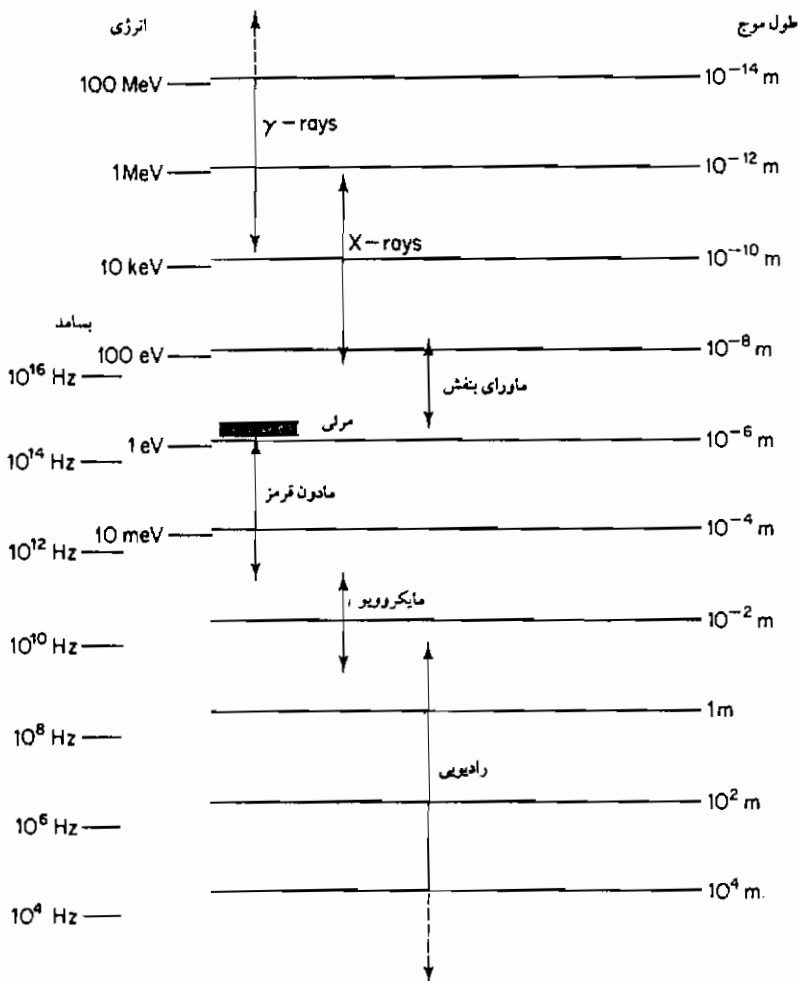
بسامد	انرژی	طول موج
متر $2,9979 \times 10^8 \equiv$ الکترون ولت	$4,1366 \times 10^{-15} \equiv$ هرتز	۱
متر $1,2398 \times 10^{-6} \equiv$ الکترون ولت	۱ \equiv هرتز	$2,4180 \times 10^{12}$
متر ۱ \equiv الکترون ولت	$1,2398 \times 10^{-6} \equiv$ هرتز	$2,9979 \times 10^8$

بدیهی است آشناترین جزء بیناب، قسمتی است که ما می توانیم ببینیم، یعنی از قرمز پُررنگ با طول موج ۷۲۰ نانومتر، تا بنفش با طول موج ۴۰۰ نانومتر.

۲-۱ تاریخچه امواج نوری و فوتونها

دو دیدگاه در مورد نور که حتی جذابتر از گستره بیناب آن است، به سؤال مشکل ماهیت اصلی نور، بر می گردد؛ که مجادلات زیادی را به دنبال داشته است. سؤالات «نور چیست؟» و بعدها «آیا نور، شامل امواج یا فوتونهاست؟» به یقین پاسخهای بیشتری را در پی داشته و تلاشهای عالمانه اکثر دانشمندان بزرگ را در سه قرن گذشته، در مقایسه با هر موضوع دیگر فیزیکی، به خود مشغول داشته است. اگر چه ما از این دیدگاه به بحث می پردازیم و می کوشیم که به سؤال مربوط به ماهیت نور، پاسخ دهیم؛ متأسفانه فقط امکان این را خواهیم داشت که جزئیات تاریخی مسأله را به اختصار یادآور شویم. برای رفع این نقیصه، اکنون خلاصه ای از

سال شمار، نامها و کشفیات مهم را همراه با اشاراتی به اهمیت آنها، ارائه می‌دهیم. این اشارات الزاماً مختصر خواهند بود؛ و در مورد بسیاری از آنها، فرض بر این است که خواننده اطلاعاتی از آنچه در فصلهای بعدی خواهد آمد، دارد. مع هذا، امید است خواننده در این مرحله بتواند برخی تأکیدات جذاب و عمیق را دربارهٔ موضوعی که در جستجوی آن است، به دست آورد. برای سادگی، سال شمار، به هفت «دوره» تقسیم شده است، که هر یک نشان‌دهندهٔ تحوکی مهم در پیشرفت موضوع است.



شکل ۱-۱- بیناب الکترومغناطیسی

- دوره اول
الگوهای ذره‌ای و موجی، مورد بررسی قرار می‌گیرند؛ و سرانجام الگوی
اخیر، پذیرفته می‌شود
- ۱۶۲۱ اسنل^۱ بطور تجربی قانون حاکم بر شکست نور را در عبور از مرز بین دو محیط،
کشف می‌کند.
- ۱۶۳۷ دکارت^۲ توضیحی از این قانون را برحسب نظریه ذره‌ای نور، منتشر می‌کند؛ و
مجبور می‌شود فرض کند که این ذرات در محیط چگال بسیار سریعتر از داخل هوا
سیر می‌کنند.
- ۱۶۵۷ فرما^۳ اصل کمترین زمان را به صورت «طبیعت همیشه از کوتاهترین مسیر عمل
می‌کند» اعلام می‌دارد، و آن را برای استنتاج قوانین انعکاس و انکسار، به کار
می‌برد. نتایج تجربی، با این شرط که نور در محیط چگال خیلی کندتر از محیط
هوا سیر می‌کند، قابل توضیح است.
- ۱۶۶۵ هوک^۴ تشریحی از مشاهداتش از رنگهای ایجاد شده بر اثر تاباندن نور سفید بر فیلم
نازک را انتشار می‌دهد (در واقع، این پدیده قبلاً توسط بویل^۵ مطالعه شده بود). او
مشاهده کرد که نور به خط مستقیم منتشر نمی‌گردد، بلکه تحت زوایای کوچکی
به طرف سایه هندسی شی خمیده می‌شود (این پدیده نیز قبلاً توسط گریمالدی^۶
مطالعه شده بود، که وی آن را پراش نام گذاشته بود). هوک، فرضیه‌ای را پیشنهاد
می‌کند مبنی بر این که نور شامل ارتعاشاتی از یک اتر می‌باشد و به توصیف انکسار
برحسب انحراف یک جبهه موج، می‌پردازد. جبهه موج، در محیط چگال خیلی
آهسته‌تر از محیط هوا، سیر می‌کند. او تفاوت رنگها را به اختلاف در بسامد
ارتعاش یا سایر خواص ذاتی نور، ارتباط نمی‌دهد.
- ۱۶۶۹ بارتولینوس^۷ خواص اسپار ایسلند^۷ را که دو تصویر برای یک شی تولید می‌کند
(شکست دوگانه) بیان می‌دارد.
- ۱۶۷۱ نیوتون پس از مطالعه جدایی رنگها بر اثر شکست در یک منشور، پیشنهاد می‌کند

1- Snell

2- Descartes

3- Fermat

4- Hooke

5- Boyle

6- Grimaldi

7- Bartholinus

- که باریکه‌ها با رنگهای مختلف ذاتاً در بعضی جهات، تفاوت دارند. او فرضیهٔ هوک را رد می‌کند، زیرا به نظر نمی‌رسد که بتواند در میان سایر دلایل، دلیل موجّهی برای انتشار مستقیم الخطّ نور، اقامه کند. در عوض، او گسترهٔ وسیعی از الگوها را ارائه می‌دهد، ولی بعدها مؤلفان الگوی ذره‌ای را انتخاب می‌کنند.
- ۱۶۷۵ نیوتون «فرضیه‌ای» را پیشنهاد می‌دهد که ذره‌های نور تحت شرایط معینی در اتر حرکات موجی تولید می‌کنند. او این فرضیه را برای تشریح «حلقه‌های نیوتون»، رنگ فیلمهای نازک و پراش در یک لبهٔ مستقیم به کار می‌برد.
- ۱۶۷۵ رئومر^۱ مشاهده می‌کند که زمانهای گرفتگی یک قمر مشتری، به مواضع نسبی سیارهٔ مشتری و زمین، بستگی دارد، و بدین ترتیب، کشف می‌کند که نور دارای سرعت معینی است.
- ۱۶۷۸ هویگنس^۲ یک نظریهٔ موجی را توسعه می‌دهد که در آن، هر نقطه از جبههٔ موج، به عنوان منبع موجکهای ثانوی، در نظر گرفته می‌شود. این نظریه، قوانین انعکاس و انکسار را به دست می‌دهد، و مبنایی برای محاسبهٔ موقعیت نسبی تصاویر در شکست دوگانه را ارائه می‌کند، و با انتشار مستقیم الخطّ، سازگاری دارد. در هر صورت، این نظریه، کوششی در ارائه دلیل موجّه برای تداخل یا پراش انجام نمی‌دهد.
- ۱۷۰۴ نیوتون، نخستین اثرش، اپتیک^۳ را انتشار می‌دهد. ذرات نور و امواج اتر همراه در «فرضیه» وی، اکنون با ذراتی که حالت‌های تناوبی را می‌پذیرند، تعویض می‌شود. در چاپهای بعدی، او برای ذرات نور، ابعادی نیز در نظر می‌گیرد؛ تابدان وسیله برای شکست دوگانه، دلیل موجّهی ارائه کند.
- ۱۷۲۸ برادلی^۴ گزارش می‌دهد که راستای ظاهری یک ستاره، بستگی به راستای مؤلفه‌ای از سرعت زمین دارد که بر خطّ دید، عمود است. این مطلب، بر مبنای معین بودن سرعت نور، تفسیر می‌شود.
- ۱۸۰۱ هرشل^۵ تابش مادون قرمز را کشف می‌کند؛ و نتیجه می‌گیرد که گرمای تابشی،

1- Roemer

2- Huygens

3- Opticks

4- Bradley

5- Herschel

- ذاتاً همان ماهیت نور مرئی را دارد .
- ۱۸۰۱ یانگ^۱ حلقه‌های نیوتون را بر مبنای تداخل بین قطارهای موج مختلف تشریح می‌کند؛ و این، شروعی برای پذیرش عمومی نظریه موجی نور است .
- ۱۸۰۸ مالوس^۲ قطبش را از طریق انعکاس، کشف می‌کند .
- ۱۸۱۶ فرنل^۳ نظریه موجی نور را برای محاسبه طرحهای پراش به کار می‌برد که با مشاهدات تجربی توافق دارد .
- ۱۸۱۷ یانگ پیشنهاد می‌کند که پدیده‌های قطبش معینی می‌تواند با این تصور که ارتعاشات نور عمود بر راستای انتشار است، تشریح شود .
- ۱۸۶۰ کیرشهف^۴ قضیه خود را چنین بیان می‌کند که نسبت w ضریب گسیل یک سطح به ضریب جذب آن، تنها به طول موج و دما بستگی دارد؛ و به ماهیت سطح، وابسته نیست . تلاشهای نظری جهت یافتن شکل $\mu(\lambda, T)$ و چگالی انرژی وابسته به تابش گرمایی $\mu(\lambda, T)$ ، نهایتاً منجر به قانون پلانک و کشف فوتون می‌گردد .
- دوره دوم طبیعت الکترومغناطیسی نور، محقق می‌شود
- ۱۸۶۴ ماکسول^۵ مقاله‌ای تحت عنوان «نظریه دینامیکی میدان الکترومغناطیسی» را برای انجمن سلطنتی قرائت می‌کند . او در می‌یابد که سرعت امواج الکترومغناطیسی دارای مقداری نزدیک به آن عددی است که توسط ستاره شناسان برای سرعت نور پیدا شده است؛ و بنابراین، نتیجه می‌گیرد که نور یک آشفتگی الکترومغناطیسی است، و این آغازی برای بررسی تابش الکترومغناطیسی می‌باشد (و همچنین نقطه شروعی برای مباحث این کتاب است) .
- ۱۸۷۹ استفان^۶ بطور تجربی در می‌یابد که چگالی انرژی کل تابش گرمایی متناسب با T^4 است، لذا برای نخستین بار، ارتباط بین انرژی تابش گرمایی و دما را نشان می‌دهد .
- ۱۸۸۷ هرتز^۷ با تجربه‌ای مبنی بر ایجاد جرقه در عرض یک شکاف کوتاه در یک مدار

1- Yong

2- Malus

3- Fresnel

4- Kirchhoff

5- Maxwell

6- Stefan

7- Hertz

به هنگامی که در مجاورت یک سیم پیچ القای در حال تخلیه قرار می گیرد، تابش الکترومغناطیسی با طول موج بلند را کشف می کند. در سال بعد، او نشان می دهد که آشفته‌گی با سرعت c انتشار می یابد. وی همچنین با ملاحظه این که در اثر تاباندن نور ماورای بنفش روی الکترودهای شکاف خیلی آسانتر ایجاد جرقه می گردد، اثر فوتوالکتریک را کشف می کند.

۱۸۹۳ وین^۱ کشف می کند که تابع $u(\lambda, T)$ که چگالی انرژی تابشی را در طول موج λ و دمای T به دست می دهد، دارای شکل $T^5 f(\lambda T)$ می باشد.

۱۸۹۵ رونتگن^۲ متوجه می شود که کاغذ آغشته به پلاتینو - سیانید باریم، در مجاورت لوله کروکس نورانی می شود؛ و بدین ترتیب، پرتوهای ایکس را کشف می کند.

۱۸۹۶ وین در می یابد که تابع چگالی انرژی دارای شکل $F(\lambda, T) \propto \lambda^{-3} \exp(-b/\lambda T)$ است که به استثنای طول موجهای بلند، با نتایج تجربی توافق دارد.

۱۹۰۰ ویلارد^۳ پرتوهای گاما را کشف می کند.

۱۹۰۰ لرد رایله^۴ چگالی انرژی تابشی را با فرض همپاری انرژی محاسبه می کند و $u(\lambda, T) = 8\pi kT\lambda^{-4}$ را به دست می آورد. اما، مشخص می گردد که این رابطه در طول موجهای کوتاه نمی تواند صحیح باشد.

دوره سوم فرضیه کوانتومی، پیشنهاد می شود؛ ولی بطور عام پذیرفته نمی گردد

۱۹۰۰ پلانک^۵ مقاله ای در انجمن فیزیک آلمان قراءت می کند که در آن، قانون صحیحی را برای تابش، به صورت $u(\lambda, T) = 8\pi ch\lambda^{-3} [\exp(hc/\lambda kT) - 1]^{-1}$ ارائه می دهد. این نخستین باری است که عنوان می شود «تشدیدکننده ها» در دیواره های حاوی تابش دارای انرژیهای پیمانه ای (کوانتایی) $\epsilon = h\nu$ هستند. پلانک معتقد نیست که خود میدان تابشی پیمانه ای است.

۱۹۰۲ لنارد^۶ کشف می کند که یک بسامد آستانه برای اثر فوتوالکتریک، وجود دارد؛ و انرژی جنبشی فوتوالکترونها، مستقل از شدت نور است.

1- Wien

3- Villard

5- Planck

2- Rontgen

4- Lord Rayleigh

6- Lenard

- ۱۹۰۵ اینشتاین^۱ مقاله ای در سالنامه فیزیک^۲ (در همان جلدی که مقالات برجسته اش در مورد نظریه نسبیت خاص و حرکت براونی چاپ شده بود) منتشر می کند. او، در این مقاله، استدلال ترمودینامیکی را به کار می برد تا نشان دهد که میدان تابشی بر حسب یکاهای $h\nu$ پیمانه ای است. وی، معادله فوتوالکتریک را به دست می آورد؛ و مشخصات اصلی مشاهدات تجربی را تشریح می کند، و این تولد فوتون است.
- ۱۹۰۹ اینشتاین^۱ وقت و خیزهای انرژی و اندازه حرکت را در میدان تابش بررسی می کند؛ و پی می برد که عبارات نظری، هم برای امواج، و هم ذرات در میدان کاربرد دارند.
- ۱۹۱۱ بارکلا^۳ دوسری از پرتوهای ایکس ثانویه تولید شده در شرایط قابل قیاس با فلورسانسی نور را مشخص می کند.
- ۱۹۱۲ فردریک^۴ و نینینگ^۵ در تعقیب پیشنهاد لاوه^۶، دریافتند که پرتوهای ایکس توسط بلور سولفات مس پراشیده می شود.
- ۱۹۱۴ معادله فوتوالکتریک اینشتاین توسط ریچاردسون^۷ و کرامپتون^۸ و همچنین وسیله هیوز^۹ بطور تجربی تأیید می گردد، ولی اعتبار معادله، به عنوان دلیلی بر اعتبار فرضیه کوانتومی نور، تلقی نمی شود.
- ۱۹۱۵ دوآن^{۱۰} و هانت^{۱۱} بطور تجربی در می یابند که رابطه بین پتانسیل V در دوسریک لوله پرتو ایکس و بسامد بیشینه ν_{\max} پرتوهای ایکس عبارت است از $h\nu_{\max} = eV$. این عبارت به شکل یک قانون فیزیکی در می آید؛ ولی به عنوان یک نتیجه بدیهی وجود فوتون، تلقی نمی گردد. در سال ۱۹۱۸ م. راترفورد، این قانون را به صورت زیر، بیان می کند: «در حال حاضر، هیچ توصیف فیزیکی ممکن از این ارتباط قابل ملاحظه بین انرژی و بسامد وجود ندارد».
- ۱۹۱۷ اینشتاین، طی مقاله ای، به وجود گسیل تحریک شده، اشاره می کند؛ و آنچه را که

1- Einstein

2- Annalen der physik

3- Barkla

4- Fridrich

5- Knipping

6- Laue

7- Ricardson

8- Crompton

9- Hughes

10- Doune

11- Hunt

اکنون به عنوان ضرایب A و B اینشتاین معروف است، به دست می‌آورد؛ و مجدداً قانون تابش پلانک را نتیجه می‌گیرد؛ و نشان می‌دهد که فوتونها دارای اندازه حرکت $h\nu/c$ هستند.

۱۹۲۲ بوهر به هنگام اخذ جایزه نوبل خود، عقیده متداول این زمان را بدین گونه بیان می‌کند که «فرضیه کوانتای نور اینشتاین که کاملاً با پدیده معروف تداخل، ناسازگار است؛ علی‌رغم اهمیت ابتکاری اش، قادر به روشن کردن ماهیت نور نیست.»

دوره چهارم وجود کوانتای تابش، محقق می‌شود؛ ولی اشکالات مفهوم دوگانگی موج-ذره، به قوت خود باقی است

۱۹۲۳ کمپتون، مقاله ای در مجله *Physical Rev* منتشر می‌کند؛ در آن، نتایج پراکندگی پرتو ایکس برحسب پراکندگی کوانتوم تابشی با انرژی $h\nu$ و اندازه حرکت $h\nu/c$ توسط الکترونهاى آزاد، توجیه می‌گردند. او، قبل از این، هر توصیف قابل تصور دیگری را به کار گرفته بود. این بیان، آغازی است بر پذیرش عمومی فرضیه فوتون.

۱۹۲۳ دی بای^۱ طی مقاله ای در مجله *Physikalische Zei* مستقلاً یک نظریه کوانتومی پراکندگی را برای توصیف نتایج کمپتون، پیشنهاد می‌کند.

۱۹۲۴ بوز^۲ و اینشتاین، هریک بطور مستقل، آماری را که امروز به عنوان آمار بوز-اینشتاین شناخته می‌شود، بسط می‌دهند. فوتونها و برخی ذرات معین، از این آمار، تبعیت می‌کنند.

۱۹۲۴ دو بروی^۳ در رساله دکترای خود، استدلال می‌کند که یک طول موج $\lambda = h/p$ می‌تواند با ذرات با اندازه حرکت p همراه باشد. سه سال بعد، این مطلب بطور تجربی توسط دیویسن^۴ و گرم^۵ تأیید می‌شود. آنها طرحهای پراش ناشی از پراکندگی الکترونهاى کُند را وسیله تک بلور نیکل، ثبت می‌کنند. این تجربه، نشان می‌دهد که نور، تنها نوع تابشی نیست که هم ماهیت موجی و هم ماهیت ذره‌ای از خود بروز می‌دهد.

1- Debye

2- Bose

3- de Broglie

4- Davison

5- Germer

دوره پنجم مفهوم دوگانگی موج-ذره درک می شود

- ۱۹۲۵ هاینبرگ^۱ مکانیک ماتریسی را کشف می کند .
- ۱۹۲۵ بورن^۲ و جُردن^۳ مکانیک را بسط می دهند و آن را در مورد نوسانگر هماهنگ به کار می گیرند . همچنین، آنها به مطالعه کوانتش میدان الکترومغناطیسی، می پردازند .
- ۱۹۲۶ شرودینگر^۴ معادله اش را از بسط ایده های دوبروی، به دست می آورد؛ و بدین ترتیب، مکانیک موجی را بنا می کند . او، سپس در همان سال، نشان می دهد که مکانیک ماتریسی و مکانیک موجی، هم ارزند .
- ۱۹۲۶ کوانتای تابش توسط جی . ان . لوئیس^۵ فوتون نامگذاری می شود .
- ۱۹۲۷ هاینبرگ، اصل عدم قطعیت را عنوان می کند؛ و در سال بعد، بوهر، اصل مکملی را معرفی می نماید . این اصول، فهم روشتری از ماهیت دوگانگی موج-ذره را ارائه می دهد .
- ۱۹۲۷ دیراک، و بعد، جُردن و پاولی^۶ نظریه کوانتومی میدان تابشی خالص را بسط می دهند .

دوره ششم فنهای الکترودینامیک کوانتومی، توسعه می یابند

- ۱۹۲۹ هاینبرگ و پاولی، نظریه عمومی الکترودینامیک کوانتومی را بسط می دهند .
- ۱۹۴۷ لم^۷ و راترفورد بطور تجربی، کشف می کنند که انرژی حالت های $2s_{1/2}$ و $2p_{1/2}$ هیدروژن اتمی، اندکی اختلاف دارند . اکنون، این اختلاف به عنوان انتقال لم شناخته می شود . بلافاصله از این پس تعبیری نظری برحسب اندرکنش الکترونها با میدان تابشی دنبال می شود .
- ۱۹۴۹ کامسler^۸ موضوع تشدید مضاعف و دمش نوری را پیشنهاد می کند؛ و بعداً آزمایشهایی در این مورد انجام می دهد؛ و بدین ترتیب، راه برای انجام مطالعات بسیاری درباره سیستمهای دو فوتونی و چند فوتونی، گشوده می شود .

1- Heisenberg

2- Born

3- Jordan

4- Schrödinger

5- G. N. Lewis

6- Pauli

7- Lamb

8- Kastler

دوره هفتم میزر و لیزر اختراع می شود؛ و موضوع اپتیک کوانتومی، آغاز می گردد

- ۱۹۵۴ باسوف^۱ و پروخوروف^۲ جزئیات کشف نظری میزر را منتشر می کنند، و گوردون^۳، زیگلر^۴ و تاونز^۵ بطور مستقل، جزئیات ساخت و عمل میزر آمونیاکی را به دنبال ایده اصلی تاونز، انتشار می دهند.
- ۱۹۵۶ هان بری - براون^۶ و توئیس^۷، همبستگی شدت بین باریکه های همدوس نور را نشان می دهند.
- ۱۹۶۰ میمن^۸ عمل موفقیت آمیز یک لیزر یاقوتی را اعلام می کند.
- ۱۹۶۰ جوان^۹ نخستین لیزر هلیوم - نئون را می سازد.
- ۱۹۶۶ سوروکین^{۱۰} و لانکارد^{۱۱}، جزئیات یک لیزر قابل تنظیم، یعنی لیزر رنگی را انتشار می دهند. این امر، انجام آزمایشهای بسیار متنوعی را در فیزیک اتمی و مولکولی، ممکن می سازد.

راستی، این پایان داستان نیست. هنوز فعالیت شدیدی در زمینه لیزر وجود دارد؛ که به نمونه های جدیدی از لیزر و کاربردهای آن منجر می گردد. کار بنیادی تر، وحدت اندرکنشهای الکترومغناطیسی و ضعیف بطور نظری انجام شده و بطور تجربی تأیید گردیده است. چه کسی می تواند شک کند که پژوهش در این موضوع هنوز ممکن است شگفتیهای بیشتری را بیافریند؟

1- Basov

3- Gordon

5- Townes

7- Twiss

9- Javan

11- Lankard

2- Prokhorov

4- Zeigler

6- Hanbury-Brown

8- Maiman

10- Sorokin



فصل دوم

معادلات ماکسول و امواج الکترومغناطیسی

معادلات ماکسول، بیان دقیق ریاضی از قوانین الکتریسته و مغناطیس می باشد، که حاصل کار پُر تلاش چندین دانشمند بزرگ در طول نیمه اول قرن نوزدهم بوده است. نقش برجسته خود ماکسول، آن بود که جمله ای را به یکی از معادلات اضافه کرد که با وسایل قابل دسترس در آن زمان بطور تجربی مشاهده نشده بود، و بدون آن، تابش الکترومغناطیسی نمی توانست وجود داشته باشد. هدف این فصل، معرفی معادلات و بحث در مورد انواع امواج حاصل از آنهاست.

قبل از زمان ماکسول، به هیچ وجه روشن نبود که میدانهای الکتریکی و مغناطیسی، ربطی به انتشار نور و حرارت، داشته باشد. این ارتباط، برای نخستین بار، به نحو قانع کننده ای توسط مایکل فاراده ارائه شد. البته او این ایده را فقط توانست بطور کیفی بیان کند. وی، در ایجاد این ارتباط، تصور پدیده های الکتریکی و مغناطیسی را به صورت الگوها بر معادلات ریاضی ترجیح داد. بخصوص او از یک الگوی قوی و واضح استفاده کرد که در آن، میدانهای الکتریکی و مغناطیسی، حاوی خطوط نیرویی در نظر گرفته می شوند که در امتداد این خطوط تحت کشش قرار دارند؛ و از طرفین، دو به دو، یکدیگر را دفع می کنند. او توانست با این الگو برای مثال نیروهای جاذبه یا دافعه بین دو جسم باردار را درک کند: خطوط نیروی الکتریکی،

سیستمی از تنش را در ناحیه بین (و اطراف) دو جسم به وجود می آورد که منجر به یک نیروی برآیند جاذبه ای یا دافعه ای بین خود دو جسم می گردد. چون همه محیطها، حتی خلأ، شامل این خطوط نیرو می باشند، طبیعی بود پیشنهاد شود که نور می تواند شامل ارتعاشات عرضی باشد که مشابه با موج سیار در طول یک طناب کشیده در راستای خطوط نیرو انتشار یابد. با چنین برداشتی، فاراده نخستین کسی بود که اعلام کرد نور دارای ماهیت الکترومغناطیسی است. او، همچنین اولین فردی بود که بطور تجربی رابطه ای بین مغناطیس و نور برقرار کرد. وی، در این تجربه، دریافت که در بعضی شرایط، میدانهای مغناطیسی می توانند صفحه قطبش یک باریکه نور را تغییر دهند.

علی رغم مفید بودن الگوی فاراده، تا وقتی که قوانین الکتریسته و مغناطیس در یک شکل دقیق و کامل ریاضی بیان نشده بود؛ در درک جزئیات انتشار نور، پیشرفتی حاصل نگردید. بنابراین، بحثمان را با خلاصه ای از مجموعه معادلاتی آغاز می کنیم که معرف قوانین الکترومغناطیس کلاسیک می باشد.

۱-۲ معادلات ماکسول

بدیهی است در این مبحث، نقطه شروع، خود معادلاتند. در فضای تهی، این معادلات، به صورت زیرند:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{E} &= 0 \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0 \\ \operatorname{curl} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \operatorname{curl} \mathbf{B} &= \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{aligned}$$

که \mathbf{E} و \mathbf{B} میدانهای الکتریکی و مغناطیسی، و ϵ_0 و μ_0 به ترتیب تراوایی^۱ مطلق و گذردهی^۲ مطلق فضای آزاد می باشند. مقدار عددی μ_0 بنا به تعریف، عبارت است از:

1- permeability

2- permittivity

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^7 \text{ henry metre}^{-1}.$$

و مقدار عددی μ_0 با استفاده از اندازه گیریهای تجربی، به صورت زیر، به دست می آید:

$$\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} (\approx 1/36\pi \times 10^9) \text{ farad metre}^{-1}.$$

حاصل ضرب $\mu_0 \epsilon_0$ دارای ابعاد T^2 (سرعت)، و مقدار آن، برابر است با:

$$\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2,$$

که:

$$c = 2.998 \times 10^8 \text{ m/s}.$$

در بخش آتی خواهیم دید که این سرعت، سرعت نور در فضای آزاد است.

نخستین معادله از معادلات مزبور، به علت غیاب هرگونه منبع میدان الکتریکی (یعنی بارها)، در فضای آزاد، حاصل می شود. دومین معادله، به روش مشابهی به دست می آید؛ زیرا منابع نقطه ای میدان مغناطیسی (یعنی قطبهای مغناطیسی آزاد که گاهی تک قطبهای مغناطیسی نامیده می شود) وجود ندارد؛ بنابراین، حتی در حضور ماده نیز این معادله به کار می رود. در حالت میدانهای ایستا، سومین معادله، به صورت $\text{curl } \mathbf{E} = 0$ در می آید. این نتیجه، حاصل این واقعیت است که خطوط شار الکتریکی ایستا، از بارهای الکتریکی شروع، و به آنها ختم می گردد؛ و لذا نمی توانند حلقه های بسته تشکیل دهند. سومین معادله در حالت وابسته به زمان، در واقع قانون فاراده برای القای الکترومغناطیسی است.

سهم خود ماکسول در این معادلات، جمله دست راست چهارمین معادله است. نکته ای که بی درنگ در مورد این جمله متوجه می شویم، آن است که این جمله، یک تقارن کلی به \mathbf{E} و \mathbf{B} در معادله چهارم می دهد. این واقعیت که معادله چهارم شامل سازه $\mu_0 \epsilon_0$ است؛ و حال آن که سومین معادله چنین نیست - که در واقع ناشی از دستگاه یکاهایی است که به کار می بریم - لطمه ای به تقارن نمی زند. نکته دیگر، آن است که این جمله به قدری کوچک می باشد که با ابزاری که محققان اولیه در دسترس داشته اند، از نظر تجربی قابل مشاهده نبوده اند. بنابراین، اگرچه فاراده قادر به کشف پدیده القای الکترومغناطیسی گردید، اما وی در مشاهده پدیده مشابه القای مغناطی الکتریکی، توفیق نیافت.

معادلات ماکسول در حضور ماده، و جریانها و بارها، عبارتند از:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{D} &= \rho_f \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0 \\ \operatorname{curl} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \operatorname{curl} \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j}_f \end{aligned}$$

که ρ_f و \mathbf{j}_f بار آزاد و چگالی جریان مربوط می شوند، و \mathbf{D} جابه جایی الکتریکی، و \mathbf{H} شدت مغناطیسی است.

منشأ معادله اول، با بررسی یک محیط دی الکتریک شامل مولکولهای قطبش پذیر، نشان داده می شود. هر مولکول، یک گشتاور دو قطبی متوسط \mathbf{p} به دست می آورد که با میدان الکتریکی محلی وارد بر آن $\mathbf{E}^{\text{local}}$ متناسب است. اگر در هر واحد حجم N تا از این مولکولها وجود داشته باشند، قطبش ماکروسکوپی \mathbf{P} به صورت زیر، داده می شود:

$$\mathbf{P} = N\mathbf{p} = N\alpha\epsilon_0\mathbf{E}^{\text{local}}, \quad (9-2)$$

که α قطبش پذیری مولکولی است. میدان الکتریکی محلی وارده بر یک مولکول، مجموع میدان خارجی \mathbf{E} و میدان اضافی ناشی از مولکولهای قطبیده محیط است، ولی برای محیطهای یکروند این مؤلفه اضافی خود با \mathbf{E} متناسب است (مگر آن که مقدار \mathbf{E} خیلی بزرگ باشد) و بنابراین، می توان نوشت:

$$\mathbf{P} = \chi\epsilon_0\mathbf{E}. \quad (10-2)$$

این معادله پذیرفتاری الکتریکی دی الکتریک، χ ، را تعریف می کند. حال، جابه جایی الکتریکی، به صورت زیر تعریف می شود:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P} = (1 + \chi)\epsilon_0\mathbf{E} = \epsilon\epsilon_0\mathbf{E}, \quad (11-2)$$

که ϵ ، گذردهی نسبی دی الکتریک است. میدان خارجی \mathbf{E} در اصل ناشی از چگالی بارهای

آزاد خارجی ρ_f است، درحالی که منشأ قطبش P چگالی بارهای قطبشی، ρ_p می باشد. البته چگالی بار کل ρ مجموع ρ_f و ρ_p است. با بررسی واگراییهای E و P می توان نشان داد که واگرایی D همان طور که در معادله (۲-۵) داده شده است، تنها به بارهای آزاد، بستگی دارد.

دومین معادله ماکسول، همانند حالت مربوط به فضای آزاد، به گونه ای که قبلاً اشاره رفت، باقی می ماند. حضور ماده بر شکل سومین معادله، باز هم به خاطر وجود قطبهای مغناطیسی آزاد، تأثیری ندارد. اگر چنین قطبهایی وجود داشتند، معادلات ماکسول با افزودن یک جمله چگالی قطب در معادله دوم، و یک جمله جریان قطب در معادله سوم، کاملاً متقارن می شدند. چهارمین معادله، شامل شدت مغناطیسی در مکان میدان مغناطیسی است، که در معادله هم ارز فضای آزاد (۲-۴) ظاهر می شود. در غیاب مواد مغناطیسی، H بطور ساده، با عبارت زیر، تعریف می شود:

$$H = B / \mu_0. \quad (12-2)$$

در حضور مواد مغناطیسی میدان اعمال شده B یک چگالی جریان مغناطیسی J_M ، و از این رو، یک مغناطیس M در ماده القا می کند. این امر، مشابه ایجاد قطبش الکتریکی توسط یک میدان الکتریکی است. در مورد مواد غیر فرومغناطیس، رابطه بین B ، M و H عبارت است از:

$$B = \mu_0 H + M = \mu \mu_0 H, \quad (13-2)$$

که μ تراوایی ویژه محیط است. با این تعریف B معادله چهارم ماکسول را می توان برای میدانهای ایستا، به صورت زیر نوشت:

$$\text{curl } B = \mu \mu_0 j_f \quad (14-2)$$

که شکلی از قانون آمپر است.

بالاخره در معادله چهارم ماکسول، به جمله $\partial D / \partial t$ می رسمیم. این جمله جریان جا به جایی نامیده می شود که مشابه عبارت سمت راست معادله هم ارز فضای آزاد می باشد؛ با این تفاوت که به دلیل امکان وجود مواد دی الکتریک، تصحیح شده است. در مورد فضای آزاد، جریان جا به جایی، عبارت است از: $\epsilon_0 \partial E / \partial t$.

ماکسول، با ملاحظه بقای بار الکتریکی آزاد نشان داد که جریان جا به جایی، باید وجود داشته باشد. فرض کنید که یک حجم V دارای سطح S و شامل بار کل Q باشد. همچنین فرض

کنید چگالی بار در داخل حجم ρ_f و چگالی جریانی که از سطح جاری می شود j_f است. حال، اگر بار بقا داشته باشد، جریان کلی که از سطح به سمت خارج جریان می یابد، باید برابر آهنگ کاهش بار کل داخل سطح باشد:

$$\int_S \mathbf{j}_f \cdot d\mathbf{S} = -\frac{dQ}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_V \rho_f d\tau.$$

با استفاده از قضیه واگرایی (ضمیمه ۱۶ الف)، طرف دست چپ را تغییر می دهیم:

$$\int_S \mathbf{j}_f \cdot d\mathbf{S} = \int_V \text{div } \mathbf{j}_f d\tau,$$

و رابطه زیر را به دست می آوریم:

$$-\frac{\partial \rho_f}{\partial t} = \text{div } \mathbf{j}_f. \quad (15-2)$$

این معادله پیوستگی برای بارهای آزاد است. با استفاده از معادله اول ماکسول، معادله فوق را می توان به صورت زیر نوشت:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\text{div } \mathbf{D}) + \text{div } \mathbf{j}_f = 0,$$

که با معکوس کردن ترتیب عملگرهای $\partial/\partial t$ و div عبارت اخیر، به صورت زیر، در می آید:

$$\text{div} \left(\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j}_f \right) = 0. \quad (16-2)$$

گام بعدی، به دست آوردن واگرایی دو طرف معادله (۱۶-۲) است. چون $\text{div } \text{curl } \mathbf{F}$ برای هر بردار \mathbf{F} صفر است (ضمیمه ۱۴ الف)، مجدداً معادله (۱۶-۲) را به دست می آوریم. از این مطلب، در می یابیم که معادله پیوستگی، در صورتی که جریانی جا به جایی در معادله (۱۶-۲) منظور نشود، صادق نیست.

۲-۲ وجود امواج الکترومغناطیسی

برای فهمیدن این که چگونه امواج صوتی در هوا سیر می کنند؛ یا چگونه امواج

جابه‌جایی در طول یک ریزمان کشیده حرکت می‌کنند؛ یا در واقع، چگونه هر حرکت موجی در یک محیط کشسان انتشار می‌یابد، مشکلی وجود ندارد. یک آشفتگی یا جابه‌جایی در هر نقطه از محیط، نیرویی ایجاد می‌کند که روی نقاط مجاور اثر می‌گذارد، و باعث انتشار آشفتگی در تمام محیط می‌شود. همچنین، نقاط مجاور و نقاط دور که معمولاً با یک تأخیر زمانی بر روی نقاط آشفته شده‌ی اولیه تأثیر می‌گذارد؛ بنابراین، موجب جابه‌جایی‌هایی بر حسب زمان برای همه نقاط محیط می‌گردد که بطور داخلی وابسته‌اند.

مفهوم انتشار در غیاب یک محیط، بسیار مشکلتر است. چگونه یک جابه‌جایی x یا میدان E می‌تواند منتشر شود، بدون آن که چیزی وجود داشته باشد که بر آن اثر کند، و یا چنانچه محیطی وجود نداشته باشد؛ چه می‌تواند بر روی آن، عکس‌العمل داشته باشد؟

پاسخ به این پرسش در مورد امواج الکترومغناطیسی، در وجود دو میدان E و B و تأثیر متقابل بین آنها، نهفته است. از معادلات فضای آزاد ماکسول، می‌توان دید که یک میدان الکتریکی وابسته به زمان، منجر به یک میدان مغناطیسی می‌شود، و چنانچه این میدان نیز وابسته به زمان باشد، به نوبه خود، منجر به یک میدان الکتریکی می‌گردد. این حلقه برگردنده نوعی «کشسانی» به میدان الکتریکی می‌دهد؛ و از این رو، انتشار میدان الکتریکی را ممکن می‌سازد. همین کشسانی برای میدان مغناطیسی همراه وجود دارد، و دو میدان به قدری به یکدیگر ارتباط نزدیک دارند که انتشار را فقط می‌توان به عنوان یک میدان الکترومغناطیسی بیان کرد. همان گونه که در آغاز فصل قبل بحث شد، به نظر می‌رسد فاراده اولین کسی بود که اعلام کرد ممکن است انتشار نور با میدانهای الکتریکی یا مغناطیسی مرتبط باشد؛ ولی این امر، نیاز به طبقه‌بندی و توصیف دقیقی از قوانین الکترومغناطیسی داشت، و همان گونه که خواهیم دید قبل از این که این پیشنهاد مورد تأیید قرار گیرد، همراه با شناسایی جریان جابه‌جایی $\partial D/\partial t$ توسط ماکسول انجام پذیرفت.

در فصل حاضر، انتشار امواج الکترومغناطیسی به روش کاملاً کلاسیکی بررسی می‌شود. بنابراین، فرض می‌شود که ماده بدون هیچ ساختار اتمی پیوسته است و محدودیتی در مورد انرژی میدان الکترومغناطیسی وجود ندارد. مسائل اساسی تولید، آشکارسازی، جذب و کوانتس میدان از نظر اتمی و کوانتومی، موضوع فصلهای بعدی خواهد بود. همچنین این بحث، محدود به محیطهایی با تراواییهای نسبی و گذردهیهای ϵ است که یک روند و خطی‌اند.

معادلات موج

با استفاده از چهار معادله فضای آزاد، مایلیم که \mathbf{E} یا \mathbf{B} را حذف کنیم و معادله ای را بر حسب تنها یکی از میدانها به دست آوریم. این کار، در سه مرحله، انجام می شود. نخست گردش 'دو طرف معادله (۳-۲) را به دست می آوریم:

$$\text{curl curl } \mathbf{E} = -\text{curl } \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}.$$

سپس، ترتیب مشتقهای زمانی و مکانی را عوض می کنیم:

$$-\text{curl } \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}(\text{curl } \mathbf{B}).$$

در مرحله سوم، با استفاده از معادله (۴-۲) نتیجه می گیریم:

$$\text{curl curl } \mathbf{E} = -\epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (۱۷-۲)$$

حال، طرف چپ معادله فوق را می توان با استفاده از اتحاد (معادله ضمیمه ۱۵) ساده کرد:

$$\text{curl curl } \mathbf{E} = \text{grad div } \mathbf{E} - \nabla^2 \mathbf{E}.$$

با توجه به معادله (۱-۲) و جمله دوم که بسادگی بر حسب مشتقات جزئی مرتبه دوم بیان می شود، جمله اول سمت راست عبارت فوق، برابر صفر است. سرانجام، معادله زیر، حاصل می شود:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

به روشی مشابه، می توان ثابت کرد که:

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2}$$

معادلات فوق، معادلات موج برای میدان الکترومغناطیسی است. اینها ساده ترین و در واقع تنها معادلاتی هستند که به ازای هر بسامد و با هر سرعت ثابت، دارای جوابهایی به صورت امواج برداری نامیرایند که در فضای سه بُعدی سیر می کنند.

امواج تخت

برای این که اهمیت این معادلات را ببینیم، با مثال ساده ای از میدان مغناطیسی شروع می کنیم که در آن راستای E فقط در امتداد محور x هاست، و بزرگی E تنها به زمان t و جا به جایی z بستگی دارد:

$$\mathbf{E} = \mathbf{i}_x E_x(z, t).$$

واضح است که راستای z راستای انتشار این میدان است (با فرض این که بعداً نشان خواهیم داد میدان انتشار پیدا می کند). این نوع موج، موج تخت نامیده می شود. با جایگزینی این شکل E در معادله (۲-۱۸) (و همچنین با به کار بردن معادله (ضمیمه ۱۱ الف) برای ∇^2) به دست می آوریم:

$$\mathbf{i}_x \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \mathbf{i}_x \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2}. \quad (2-20)$$

یک حل ممکن برای این معادله، عبارت است از:

$$E_x(z, t) = f(z - ct), \quad (2-21)$$

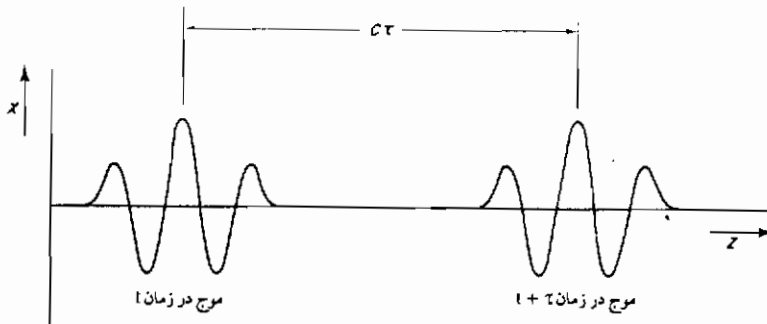
که f تابعی است که دوبار قابل مشتق گیری است. برای ملاحظه این مطلب، $df(u)/du$ را با $f'(u)$ نمایش می دهیم و می نویسیم:

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{df(z-ct)}{d(z-ct)} \frac{\partial(z-ct)}{\partial t} = -cf'(z-ct),$$

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = c^2 f''(z - ct),$$

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = f''(z - ct).$$

حال تابع $f(z - ct)$ در زمان $t + \tau$ و موضع $z + c\tau$ دارای همان مقدار تابع در زمان t و موضع z است. شکل (۱-۲) مثالی از یک میدان الکتریکی از این نوع را نشان می‌دهد. این شکل یک بسته موج را که با سرعت c در راستای z سیر می‌کند، بوضوح نشان می‌دهد.



شکل ۱-۲ یک بسته موج جابجین شده $E_x(z - ct)$ که در راستای z با سرعت c سیر می‌کند

یک حل معتبر معادل دیگر معادله (۲۰-۲) عبارت است از:

$$E_x(z, t) = g(z + ct), \quad (22-2)$$

که g باز هم یک تابع دوبار قابل مشتق‌گیری است. معادله اخیر، مربوط به یک بسته موج است که در راستای z با همان سرعت c سیر می‌کند. هیچ نوع حل دیگری برای معادله (۲۰-۲) وجود ندارد؛ و بنابراین، حل عمومی را می‌توان به صورت یک ترکیب خطی از معادلات نوع (۲۱-۲) و (۲۲-۲) نوشت، یعنی:

$$E_x(z, t) = f(z - ct) + g(z + ct). \quad (23-2)$$

با استفاده از معادله (۳-۲) می‌توانیم ببینیم که میدان مغناطیسی مربوطه، به صورت زیر، به دست می‌آید:

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = -\frac{\partial E_x}{\partial z} = -f'(z - ct) - g'(z + ct),$$

که با انتگرال گیری آن، نتیجه می شود :

$$B_v(z, t) = \frac{1}{c} [f(z - ct) - g(z + ct)]. \quad (24-2)$$

بنابراین، میدان مغناطیسی نیز شامل دو موج متحرک با سرعت c در جهت‌های مخالف است.

سرعت نور

قبل از بررسی سایر جوابهای معادلات موج (2-18) و (2-19) در این مرحله، در مورد مقدار سرعت c توضیح می دهیم. اندازه گیری دقیق این سرعت، موضوع بسیاری از تحقیقات تجربی دقیق و طولانی بوده است؛ و در زمانهای قدیم، هر بررسی جامع در موضوع تابش الکترومغناطیسی، بحثی در اندازه گیری سرعت نور در فضای آزاد را در برداشته است. ولی، حالا مقدار عددی این سرعت بیشتر، یک کمیت تعریف شده است تا یک کمیت اندازه گیری شده. دلیل این مطلب، آن است که یکاهای طول و زمان، هر دو برحسب خواص اتمی تعریف می شود، یعنی به ترتیب طول موج یک انتقال در Kr^{84} (۶۰۵/۷۸۰۲۱۰۵ نانومتر) و بسامد یک انتقال در Cs^{133} (۹۱۹۲/۶۳۱۷۷ مگاهرتز). از آن جا که طول موج و بسامد یک انتقال مفروض، به صورت زیر، به هم مربوطند :

$$\lambda \nu = c \quad (25-2)$$

اندازه گیری c تنها با مقایسه مستقیم یا غیرمستقیم طول موجها یا بسامدهای انتقالهای کریپتون و سزیم، حاصل می شود. بر این اساس، در سال ۱۹۷۳ کمیسیون مشورتی تعریف متر*، ابراز امیدواری کرد که مقدار متوسط پذیرفته شده سرعت نور در فضای آزاد، یعنی :

$$c = 299\,792\,458 \text{ ms}^{-1}, \quad (26-2)$$

با هر تصحیح کوچکی که بعداً در تعریف مجدد متر بیاید، تثبیت گردد. البته برای اغلب مقاصد عملی، به قدر کافی صحیح است که مقدار $3 \times 10^8 \text{ m/s}$ برای c به کار رود.

میدانهای سینوسی

شکل خاصی از $f(z - ct)$ که یک نوسان پیوسته با تک بسامد ν ، طول موج λ و دامنه E_0 را

* The 1973 committé consultatif pour la Définition du Mètre.

توصیف می‌کند، عبارت است از :

$$E_x = E_0 \cos \left[2\pi \left(\frac{z}{\lambda} - \nu t \right) \right]. \quad (27-2)$$

میدان مغناطیسی همراه را می‌توان از معادله (۲۴-۲) به صورت زیر، نتیجه گرفت :

$$B_y = \frac{1}{c} E_0 \cos \left[2\pi \left(\frac{z}{\lambda} - \nu t \right) \right]. \quad (28-2)$$

این موج الکترومغناطیسی، در شکل (۲-۲) نشان داده شده است. معمولاً در خواهیم یافت که بیان این نوع جواب در شکلی با تفاوت اندک، راحت‌تر است اگر در آن از عدد موجی k بجای λ و بسامد زاویه‌ای ω بجای ν استفاده کنیم که به ترتیب به صورت زیر، تعریف می‌شوند :

$$k = 2\pi/\lambda, \quad (29-2)$$

$$\omega = 2\pi\nu, \quad (30-2)$$

کمیت ω به عنوان سرعت زاویه‌ای یا بسامد دوره‌ای نیز شناخته می‌شود. اغلب برای سادگی، آن را بسامد می‌گیریم، به شرط آن که هیچ ابهامی با بسامد ν پیش نیاید. سرعت c به ω و k با رابطه زیر، مربوط است :

$$c = \nu\lambda = \omega/k. \quad (31-2)$$

دو تصحیح مناسب دیگر برای معادله (۲۷-۲) عبارتند از معکوس کردن علامت شناسه و افزودن یک زاویه فاز ϕ که در زیر نشان داده می‌شود :

$$\mathbf{E} = \mathbf{i}_x E_0 \cos (\omega t - kz + \phi). \quad (32-2)$$

عبارت مربوط به امواجی که در راستای منفی z سیر می‌کنند، عبارت است از :

$$\mathbf{E} = \mathbf{i}_x E_0 \cos (\omega t + kz + \phi). \quad (33-2)$$

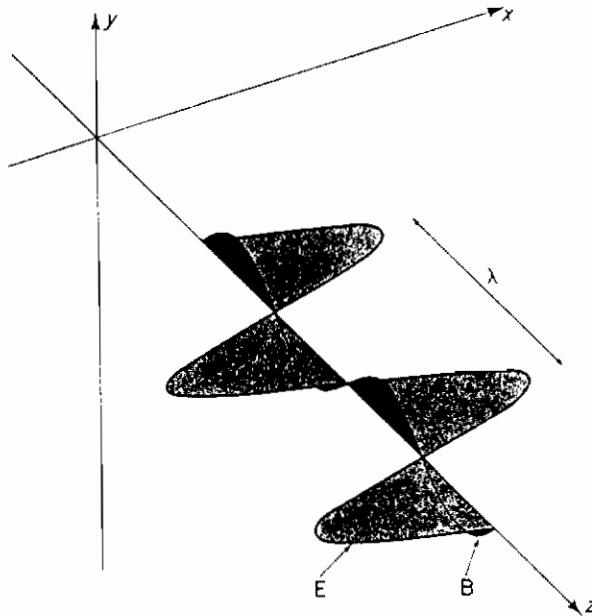
بدیهی است میدانهای الکتریکی و مغناطیسی، کمتهایی حقیقی و مشاهده پذیرند، ولی غالباً در فرمولهایی که شامل آنها هستند، چنانچه میدانها برحسب کمتهای مختلط بیان شوند، به کار بردن آنها ساده‌تر است. در عمل، این بدان معنی است که برای مثال به منظور محاسبه

میدان الکتریکی (۲-۳۲) آن را به صورت میدان مختلط زیر، در نظر می‌گیریم:

$$\mathbf{E}^{\text{complex}} = \mathbf{i}_x E_0 e^{j(\omega t - kz + \phi)}$$

ضمن این که در پایان محاسبه، به خاطر داریم کمیتی که از نظر فیزیکی اهمیت دارد، جزء حقیقی آن است:

$$\mathbf{E} = \text{Re}(\mathbf{E}^{\text{complex}}) = \mathbf{i}_x E_0 \cos(\omega t - kz + \phi).$$



شکل ۲-۲- موج الکترومغناطیسی که با معادله‌های (۲-۲۶) و (۲-۲۷) داده شده است

برای این که ببینیم چگونه امواجی را که در سایر امتدادها سیر می‌کنند می‌توان معرفی کرد، میدان الکتریکی:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi)} \quad (۲-۳۴)$$

را در نظر می‌گیریم. حال معادله:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = \text{constant} = kb, \quad \text{say,}$$

یک صفحه عمود بر راستای k است. فاصله عمودی از مبدأ تا صفحه b است. در شکل معادله (۲-۳۴) مشاهده می‌کنیم که در یک زمان مفروض، میدان $E(x, t)$ در همه نقاط واقع بر یک صفحه $k \cdot r$ یکی است، علاوه بر این E در زمان t در صفحه‌ای به فاصله b از مبدأ دارای همان مقدار است؛ به همان گونه که در زمان بعدی $t + \tau$ در صفحه‌ای به فاصله $b + c\tau$ از مبدأ دارد، زیرا:

$$\omega(t + \tau) - k(b + c\tau) = \omega t - kb.$$

به عبارت دیگر، معادله (۲-۳۴) نمایشگر یک موج تخت است که در راستای k با سرعت c سیر می‌کند. بردار k به عنوان بردار موج نامیده می‌شود. البته، برای موجی که عرضی است، E_{\parallel} باید عمود بر k باشد. برای مقابله، می‌توان ملاحظه کرد که معادلات (۲-۳۲) و (۲-۳۳) به ترتیب، شکل‌های خاصی از معادله (۲-۳۴) با $k + i k$ و $k - i k$ می‌باشند.

امواج قطبیده

از تمام جوابهایی که تاکنون بررسی کرده‌ایم، مهمترین جواب، موجی است که فقط در یک راستای عرضی ارتعاش می‌کند. این نوع موج، به عنوان قطبیده خطی توصیف می‌شود. برای مثال، امواج نمایش داده شده با معادله‌های (۲-۳۲) و (۲-۳۳) قطبیده خطی در راستای x هستند (با آنها را می‌توان به صورت قطبیده خطی در صفحه $x - z$ بیان کرد). یک راستای کلیتر قطبش خطی با رابطه زیر، داده می‌شود:

$$\begin{aligned} E &= (i_x E_{0x} + i_y E_{0y}) e^{j(\omega t - kz + \phi)} \\ &= (i_x \cos \theta + i_y \sin \theta) (E_{0x}^2 + E_{0y}^2)^{1/2} e^{j(\omega t - kz + \phi)}, \end{aligned} \quad (۲-۳۵)$$

که:

$$\theta = \tan^{-1} (E_{0y}/E_{0x}),$$

و E_{0x} و E_{0y} حقیقی فرض می‌شوند.

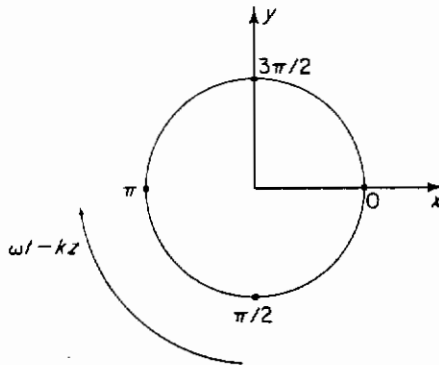
قطبش خطی، تنها شکل قطبشی نیست که یک موج تخت می‌تواند داشته باشد. برای مثال، تصور کنید که یک موج سیار در راستای z دارای مؤلفه‌های E_x و E_y با مقدار یکسان باشد، ولی مؤلفه E_y آن به اندازه $\pi/2$ بیشتر از فاز مؤلفه E_x است:

$$E = i_x E_0 e^{j(\omega t - kz + \phi)} + i_y E_0 e^{j(\omega t - kz + \phi + \pi/2)}.$$

جزء حقیقی معادله فوق، عبارت است از:

$$E = i_x E_0 \cos(\omega t - kz + \phi) - i_y E_0 \sin(\omega t - kz + \phi). \quad (۳۶-۲)$$

از این عبارت، ملاحظه می‌کنیم که E دارای مقدار ثابت E_0 است؛ و در صفحه (x, y) با راستایی که توسط رابطه $E_y/E_x = -\tan(\omega t - kz + \phi)$ داده شده است، قرار دارد، یعنی در صفحه (x, y) می‌چرخد. این چرخش راستای قطبش در شکل (۳-۲) نشان داده می‌شود. امواج تخت که بدین طریق رفتار می‌کنند **قطبیده دایره‌ای** نامیده می‌شوند. اگر بردار میدان الکتریکی را با نگاه کردن به باریکه ورودی در یک وضعیت ثابت z مشاهده کنیم، در می‌یابیم که نوک بردار با گذشت زمان در جهت ساعتگرد می‌چرخد. این موج خاص به عنوان موج با قطبش دایره‌ای دست چپ توصیف می‌شود؛ و البته عکس این حالت چرخش به نام دست راست نامیده می‌شود. این تعریف جدیدی از راستای چرخش است و برخلاف تعریفی می‌باشد که غالباً در گذشته به کار می‌رفته است؛ این تعریف، با قرارداد مربوط به راستای قطبش فوتونها، همان‌گونه که در بخش (۶-۲) خواهیم دید، توافق دارد.

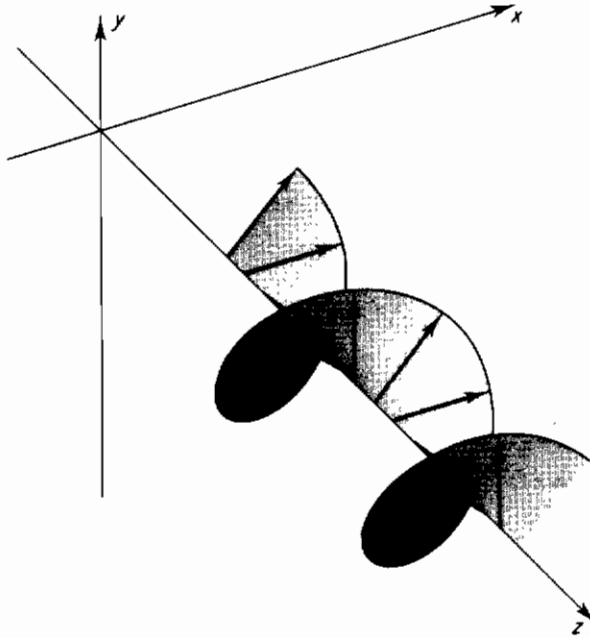


شکل ۳-۲ - چرخش صفحه قطبش موج تخت قطبیده دایره‌ای که با معادله (۳۶-۲)

نشان داده شده است. مقدار $\omega t - kz$ مشخص شده (و فاز ϕ مساوی صفر اختیار شده) است.

همچنان که راستای E را به صورت تابعی از زمان با یک مقدار ثابت z بررسی می‌کنیم، مفید است که باریکه موج را در یک زمان ثابت «نگه داریم» و وابستگی آن را به z ملاحظه کنیم. این مطلب، در شکل (۴-۲) ترسیم شده است؛ که شکل ثابت شده یک موج قطبیده دایره‌ای

دست راست را نشان می دهد .



شکل ۲-۴- بردار الکتریکی یک موج قطبیده دایره ای دست راست در یک زمان ثابت t .

یک شکل عمومیتر از قطبش وقتی رخ می دهد که E_x و E_y دارای دامنه های متفاوت باشند و فاز نسبی آنها اختیاری ولی ثابت است،

$$\mathbf{E} = \mathbf{i}_x E_{0x} \cos(\omega t - kz + \phi_x) + \mathbf{i}_y E_{0y} \cos(\omega t - kz + \phi_y).$$

در این حال، مسیر طی شده توسط نوك بردار الکتریکی یک بیضی است، و امواجی از این نوع قطبیده بیضوی نامیده می شوند. قطبش دایره ای و خطی بوضوح دو حالت خاص قطبش بیضوی اند.

در عین حال، نوع دیگر از موج تخت آن است که صفحه قطبش بطور تصادفی، با زمان تغییر کند. این یک موج غیر قطبیده یا قطبیده تصادفی نامیده می شود. تغییرات در صفحه قطبش، ناشی از تغییرات تصادفی فاز، و همچنین از دامنه مؤلفه های E_x و E_y است؛ و لذا می توانیم

بردار الکتریکی را به صورت زیر، بنویسیم :

$$\mathbf{E} = \hat{i}_x E_{0x}(t) \cos[\omega t - kz + \phi_x(t)] + \hat{i}_y E_{0y}(t) \cos[\omega t - kz + \phi_y(t)]. \quad (2-37)$$

ناظری که تلاش دارد قطبش این نوع موج را اندازه بگیرد؛ چنانچه زمان انجام اندازه گیریها در مقایسه با زمانی که دامنه ها و فازها تغییر می کنند طولانی باشد، نتیجه صفر به دست می آورد (به فصل ۵ مراجعه شود). عدم وجود هرگونه قطبش معین مثلاً در نور مرئی گسیل شده از یک لوله تخلیه نئون، ناشی از آن است که اگرچه تک تک آنها می توانند نور قطبیده دایره ای یا خطی گسیل کنند، جهت گیری نسبی آنها و راستای قطبش نوری که گسیل می کنند، تصادفی است. آیا ممکن است یک موج تخت الکترومغناطیسی علاوه بر تابش عرضی و قطبش عرضی بطور طولی هم قطبیده باشد؟ به عبارت دیگر، آیا موج :

$$\mathbf{E} = \hat{i}_z E_0 \cos(\omega t - kz)$$

وجود دارد؟ جواب منفی است، زیرا هرچند این میدان در معادله (2-18) صادق است؛ ولی در معادله اول ماکسول (2-1) صدق نمی کند، چون واگرایی آن صفر نیست. بنابراین، میدان الکتریکی \mathbf{E} در مورد امواج تخت همیشه بر راستای انتشار عمود است.

تا به حال در یک موج تخت، به میدان مغناطیسی \mathbf{B} توجه چندانی نداشته ایم، فارغ از این که (به معادله (2-24) و شکل (2-2) مراجعه شود) میدان مغناطیسی دارای دامنه ای مساوی E_0/c ، همفاز \mathbf{E} ، عمود بر راستای انتشار و عمود بر \mathbf{E} است. حال، می توان این واقعیتها را با یکدیگر جمع کنیم و آنها را در یک معادله، به صورت زیر، بگنجانیم :

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} \hat{i}_k \wedge \mathbf{E}$$

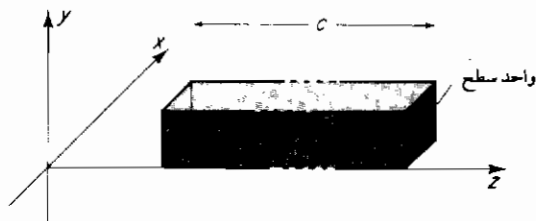
که \hat{i}_k بردار یکه در راستای انتشار است.

۳-۲ شارش انرژی امواج تخت در فضای آزاد

یک موج الکترومغناطیسی در حال انتشار، حامل انرژی است که می تواند در اصل کاملاً جذب شود و به شکلهای دیگر انرژی تبدیل گردد. برای پیدا کردن مقدار انرژی قابل دسترس،

یک تابش قطبیده خطی تخت را در نظر می‌گیریم که از میان جعبه نشان داده شده در شکل (۵-۲) با میدانهای زیر شارش می‌کند،

$$\mathbf{E} = \mathbf{i}_x E_0 \cos(\omega t - kz), \quad \mathbf{B} = \mathbf{i}_y \frac{E_0}{c} \cos(\omega t - kz).$$



شکل ۵-۲- جعبه‌ای به مساحت سطح مقطع واحد و طول c که حاوی تابش الکترومغناطیسی است که در راستای z در حال انتشار می‌باشد.

انرژی dU موجود در یک حجم جزئی $d\tau$ از یک میدان الکترومغناطیسی با رابطه زیر، داده می‌شود:

$$dU = \frac{1}{2}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{H})d\tau, \quad (۳۹-۲)$$

و بنابراین، انرژی کل موجود در جعبه نشان داده شده در شکل (۵-۲) در زمان t عبارت است از:

$$\begin{aligned} U &= \frac{1}{2} \int_{x=0}^1 \int_{y=0}^1 \int_{z=0}^c \left(\epsilon_0 E_0^2 + \frac{1}{c^2 \mu_0} E_0^2 \right) \cos^2(\omega t - kz) dx dy dz \\ &= \epsilon_0 E_0^2 \left[\frac{z}{2} - \frac{\sin[2(\omega t - kz)]}{4k} \right]_{z=0}^c \\ &= \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2 c - \frac{\epsilon_0 E_0^2}{4k} \{ \sin[2(\omega t - kz)] - \sin 2\omega t \}. \end{aligned}$$

متوسط زمانی جمله دوم این رابطه صفر است (و در هر حالت، این جمله در مقایسه با اولین جمله، به نحو قابل اغماضی کوچک است؛ زیرا $k^{-1} (= \lambda/2\pi)$ خیلی کوچکتر از طول c می‌باشد). بنابراین، انرژی متوسط در جعبه، عبارت است از:

$$\bar{U} = \frac{1}{2}\epsilon_0 E_0^2 c = \frac{1}{2}E_0 H_0.$$

این انرژی از هر وجه انتهایی جعبه در واحد زمان شارش می‌کند؛ و لذا، برای یک موج تخت، معرف شارش متوسط انرژی در واحد زمان و در هر واحد سطح است.

شارش انرژی هموار نیست؛ زیرا انرژی در نزدیکی پادگره‌های نشان داده شده در شکل (۲-۲) جایگزیده‌اند. در واقع، آهنگ شارش انرژی از یک وجه انتهایی در زمان t با مقدار لحظه‌ای حاصل ضرب EH در وجه انتهایی داده می‌شود. چون شارش انرژی یک کمیت برداری است که در این مثال در راستای z واقع شده است، آهنگ لحظه‌ای شارش انرژی در واحد سطح، عبارت است از:

$$\mathbf{N} = \mathbf{i}_z EH$$

عبارت فوق را می‌توان به صورت کلی و کوتاه نوشت:

$$\mathbf{N} = \mathbf{E} \wedge \mathbf{H}$$

(۴۰-۲)

کمیت مهم N به عنوان بردار پوینتینگ^۱ شناخته می‌شود. در این جا نشان داده ایم که رابطه فوق، آهنگ شارش انرژی را در یک موج تخت، مشخص می‌کند؛ ولی معادله (۴۰-۲) بطور کلی برای شارش انرژی تابش الکترومغناطیسی (برای مثال، امواج کروی) به کار می‌رود. متوسط زمانی شارش توان در واحد سطح تنها بر حسب شدت میدان الکتریکی، عبارت است از:

$$\bar{\mathbf{N}} = \epsilon_0 c \overline{E^2} \mathbf{i}_k = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_{\max}^2 \mathbf{i}_k. \quad (۴۱-۲)$$

۲-۲ انتشار امواج تخت در محیطهای دی الکتریک و رسانا

انتشار در محیطهای دی الکتریک

معادلات موج (۱۸-۲) و (۱۹-۲) در مورد یک محیط دی الکتریک غیر مغناطیسی و غیر رسانا، به صورت زیر در می‌آید:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2}$$

که سرعت انتشار v به این صورت داده می شود :

$$v = (\epsilon \epsilon_0 \mu_0)^{-1/2} = c(\epsilon)^{-1/2}$$

کمیت :

$$n = \epsilon^{1/2} = \frac{c}{v}$$

ضریب شکست محیط، نامیده می شود .

معادله موج (۲-۴۲) دارای جوابهای موج تخت، از قبیل آنچه که توسط معادله های (۲-۳۵)، (۲-۳۶) و (۲-۳۷) داده شده است، می باشد؛ ولی در این جا رابطه بین سرعت زاویه ای و عدد موجی، عبارت است از :

$$\omega/k = v = c/n, \quad (2-45)$$

و طول موج در دی الکتریک، عبارت است از :

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{\lambda_0}{n}, \quad (2-46)$$

که λ_0 طول موج در خلأ است . میدان مغناطیسی وابسته، با مقایسه معادله (۲-۳۸) داده می شود، یعنی

$$\mathbf{B} = \frac{1}{v} \mathbf{i}_k \wedge \mathbf{E} = \frac{n}{c} \mathbf{i}_l \wedge \mathbf{E}, \quad (2-47)$$

و بردار پویتینگ، کماکان با معادله (۲-۴۰) بیان می گردد .

انتشار در محیطهای رسانا

از طرف دیگر، رفتار امواج الکترومغناطیسی در محیطهای رسانا، کاملاً با فضای آزاد متفاوت است. این اختلاف از این جا ناشی می شود که انتشار در فضای آزاد (یا در یک محیط دی الکتریک) به وجود جریان جا به جایی بستگی دارد، در حالی که در محیطهای رسانا مختصه های انتشار توسط جریانهای خیلی بزرگتر بارهای آزاد تعیین می شود. رفتار مزبور را با فرض این که محیط رسانا دارای ثابت رسانایی σ ، با تعریف زیر باشد، می توان ساده کرد:

$$\mathbf{j}_I = \sigma \mathbf{E}. \quad (48-2)$$

بنابراین، هنوز معادله های (2-5)، (2-6) و (2-7) شکلهای مناسبی برای سه معادله اول ماکسول هستند، ولی چهارمین معادله، به صورت زیر در می آید:

$$\text{curl } \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E}.$$

آن گاه معادله (2-17) بدین صورت، تغییر می کند:

$$\text{curl curl } \mathbf{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E} \right),$$

و معادله موج (2-18) چنین می شود:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu\mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (49-2)$$

جمله دوم اضافی طرف دست راست این معادله، معمولاً خیلی بزرگتر از جمله نخست است. بزرگی نسبی را با فرض این که \mathbf{E} دارای وابستگی زمانی $\exp(j\omega t)$ است، می توانیم پیدا کنیم. در این صورت، نسبت جمله جا به جایی، به جمله رسانایی، عبارت است از:

$$\left(j\omega\epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) / \left(\mu\mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) = \frac{j\omega\epsilon\epsilon_0}{\sigma}.$$

برای مثال، در مورد مس (که برای آن $\Omega^{-1} \text{ m}^{-1} \approx 6 \times 10^7$ و $\epsilon \approx 1$)، این نسبت از تقریباً 10^{-12} برای امواج رادیویی بلند، تا تقریباً 10^{-3} برای نور مرئی تغییر می کند، و مقدار آن تنها

در طول موجهایی به سمت واحد میل می کند که آنقدر کوتاه باشند ($\leq 30 \text{ nm}$) که فرض ما در مورد یکنواختی رسانا (دارای مقادیر یکنواخت σ و ϵ) دیگر معتبر نباشد (و در این حالت، باید مسأله را به روشهای بیان شده در فصل ۴ حل کنیم). هنگامی که این فرضیات معقولانه باشند، می توانیم از جریان جا به جایی چشم پوشی کنیم؛ که در آن حالت، معادله (۲-۴۹) بدین صورت ساده می شود:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (۲-۵۰)$$

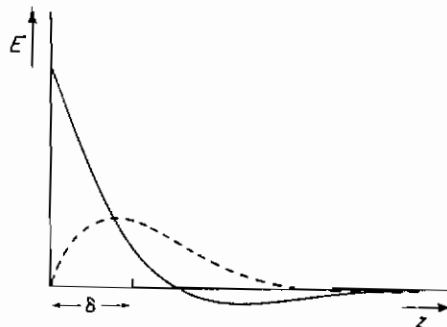
یک حل موج تخت مناسب برای حل معادله فوق را که می توان با جایگذاری به دست آورد، عبارت است از:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - z/\delta)} e^{-z/\delta} \quad (۲-۵۱)$$

که:

$$\delta = \left(\frac{2}{\mu \mu_0 \sigma \omega} \right)^{1/2} \quad (۲-۵۲)$$

این حل، در شکل (۲-۶) ترسیم شده است.



شکل ۲-۶- شکل يك موج تخت در داخل يك محیط رساناست که تضعیف شدیدا بر حسب فاصله نفوذ z ، نشان می دهد. خط پر $\cos(z/\delta) \exp(-z/\delta)$ و خط شکسته $\sin(z/\delta) \exp(-z/\delta)$ را نمایش می دهند.

کمیت δ که دارای بُعد طول است، دوبار در جواب (۲-۵۱) ظاهر می شود. ظهور اول آن در نقش طول موج:

$$\lambda = 2\pi\delta = 2\pi \left(\frac{2}{\mu\mu_0\sigma\omega} \right)^{1/2},$$

سرعتی به صورت زیر را به دست می دهد:

$$v = \frac{\omega\lambda}{2\pi} = \left(\frac{2\omega}{\mu\mu_0\sigma} \right)^{1/2}.$$

توجه داشته باشید که این مقادیر λ و v کاملاً متفاوت با مقادیرشان در فضای آزاد است، برخلاف وضعیت در دی الکتریکها که برای آنها λ و v تنها با ضریب شکست n تغییر می کند. برای مثال، در مورد تابش بسامد ۱ MHz در مس، هم λ و هم v شش مرتبه کوچکتر از مقادیر مربوطه شان در فضای آزاد است. این اختلاف اساساً ناشی از این حقیقت است که جریان هدایت ۱۲ مرتبه بزرگتر از جریان جابه جایی در همان بسامد است. ظهور دوم δ در جمله $\exp(-z/\delta)$ است که در این جا δ طول تضعیف است که معمولاً به عنوان عمق پوسته نامیده می شود. این کمیت عمق یا طولی است که دامنه تابش در آن، با سازه e کاهش می یابد. در مثال فوق، مس در ۱ MHz دارای عمق پوسته ای به اندازه ۰٫۰۶ میلی متر است.

یک مثال جالب در این مورد، تراگسیل یک جریان متناوب در طول یک رسانای استوانه ای توپُر است (مانند یک کابل قدرت، یا سیم اتصال). اگر $R \ll \delta$ که R شعاع رساناست، در این صورت، همچنان که در شکل (۲-۶) نشان داده شده است، میدان الکتریکی که جریان را نتیجه می دهد در سطح رسانا نفوذ می کند. میدان و از این رو، خود جریان تنها در ناحیه سطح با عمق تقریباً δ وجود دارد. این به عنوان اثر پوسته مشهور است. هدایت مؤثر یک واحد طول رسانا را می توان بدین صورت نشان داد:

$$\sigma_{en} = 2\pi R\delta\sigma,$$

که مشابه رسانایی است که برای یک جریان یکنواخت به دست می آید که از میان یک پوسته استوانه ای به ضخامت δ شارش می کند. بنابراین، ناحیه مرکزی رسانا در اصل غیرفعال است، و در رسانایی کلی مشارکت ندارد.

۵-۲ انعکاس در مرزها

هرگاه یک موج الکترومغناطیسی از مرز ناحیه ای به ناحیه دیگر بگذرد، سرعت و طول موج آن تغییر می کند. بنابراین، بطور کلی مقدار، فاز و راستای مؤلفه های میدان الکتریکی و مغناطیسی، تغییر می یابند. هدف این بخش، بررسی این آثار مرزی است. ما تنها مرزهای بین محیطهای پیوسته را مورد بحث قرار می دهیم، و فرض می کنیم که مرزها تخت هستند (با بطور دقیقتر، شعاعهای انحنای آنها خیلی بزرگتر از طول موج تابشند) و بطور شدید ناپیوسته اند (بدین معنی که هر نامنظمی دارای ابعادی بمراتب کوچکتر از طول موج تابش است). به هر حال، این محدودیتها معمولاً بی اهمیت، و نتایج حاصله برای اغلب مقاصد عملی، معتبرند.

شرایط مرزی

چهار شرطی که باید توسط میدان الکترومغناطیسی در مرز بین دو محیط ۱ و ۲ صادق باشند، عبارتند از:

$$D_{\perp}^{(2)} = D_{\perp}^{(1)} + \rho_s, \quad (53-2)$$

$$B_{\perp}^{(2)} = B_{\perp}^{(1)}, \quad (54-2)$$

$$E_{\parallel}^{(2)} = E_{\parallel}^{(1)}, \quad (55-2)$$

و

$$H_{\parallel}^{(2)} = H_{\parallel}^{(1)} + j_s. \quad (56-2)$$

در این جا F_{\perp} نشان دهنده مؤلفه ای از F است که بر صفحه مرز عمود می باشد، و F_{\parallel} عبارت است از هر مؤلفه ای که در صفحه مرز واقع باشد. این شرایط، نتیجه مستقیم معادلات ماکسول است. ملاحظه می کنیم که B_{\perp} و E_{\parallel} در طول مرز، همیشه پیوسته هستند؛ ولی D_{\perp} و H_{\parallel} تنها اگر چگالی بار سطحی آزاد ρ_s و چگالی جریان سطحی آزاد j_s صفر باشند، پیوسته خواهند بود. مانند موردی از کاربردها که ملاحظه خواهید کرد.

انعکاس در تابش عمودی

یک مثال ساده در این مورد، موج تخت زیر است:

$$\mathbf{E} = \mathbf{i}_x E_0 e^{j(\omega t - k_1 z)}$$

که در راستای $+z$ در محیط ۱ به سمت مرز واقع در صفحه $x-y$ در $z=0$ سیر می کند. با نوشتن موج منعکس شده به صورت:

$$\mathbf{E}' = \mathbf{i}_x E'_0 e^{j(\omega t + k_1 z)},$$

و موج عبور به صورت:

$$\mathbf{E}'' = \mathbf{i}_x E''_0 e^{j(\omega t - k_2 z)},$$

می بینیم که معادله (۵۵-۲) شرط زیر را نتیجه می دهد:

$$E_0 + E'_0 = E''_0. \quad (57-2)$$

میدانهای مغناطیسی وابسته، از معادله (۴۷-۲) به دست می آید. در می یابیم که:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} = \mathbf{i}_y \frac{n_1 E_0}{c} e^{j(\omega t - k_1 z)},$$

$$\mathbf{B}' = \mu_0 \mathbf{H}' = -\mathbf{i}_y \frac{n_1 E'_0}{c} e^{j(\omega t + k_1 z)},$$

و

$$\mathbf{B}'' = \mu_0 \mathbf{H}'' = \mathbf{i}_y \frac{n_2 E''_0}{c} e^{j(\omega t - k_2 z)},$$

که n_1 و n_2 ضریبهای شکست دو محیطند (و کماکان فرض می کنیم که برای هر دو محیط $\mu = 1$). اکنون معادله (۵۶-۲) شرط دومی به دست می دهد که شدت میدانهای الکتریکی را به هم مربوط می سازد، یعنی:

$$n_1(E_0 - E'_0) = n_2 E''_0. \quad (58-2)$$

حال، از ترکیب (۵۷-۲) و (۵۸-۲) به دست می آوریم:

$$\frac{E'_0}{E_0} = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}, \quad \frac{E''_0}{E_0} = \frac{2n_1}{n_2 + n_1}.$$

بنابراین، ضریب انعکاس یعنی نسبت شدت‌های منعکس شده به تابیده، عبارت است از:

$$R = \left| \frac{E'_0}{E_0} \right|^2 = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2. \quad (59-2)$$

برای ارزیابی ضریب تراگسیل یعنی نسبت شدت‌های عبوری به تابیده، لازم است یادآوریم که شدت باریکه با بردار پوینتینگ داده می‌شود و به سرعت و همچنین $|E|^2$ بستگی دارد. نتیجه می‌گیریم که:

$$T = \frac{n_2 |E_0''|^2}{n_1 |E_0|^2} = \frac{4n_1 n_2}{(n_2 + n_1)^2}. \quad (60-2)$$

در مرز هیچ توانی از بین نمی‌رود، و بنابراین:

$$T + R = 1.$$

انعکاس در تابش غیر عمودی

برای پیدا کردن ضریب‌های انعکاس و تراگسیل در حالتی که باریکه تابشی عمود بر مرز نباشد مانند شکل (۷-۲)، می‌توانیم موج‌های تابیده، منعکس شده و عبوری را به صورت زیر بنویسیم:

$$\mathbf{E} = E_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})},$$

$$\mathbf{E}' = E'_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k}'_1 \cdot \mathbf{r})}.$$

و

$$\mathbf{E}'' = E''_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k}''_2 \cdot \mathbf{r})}.$$

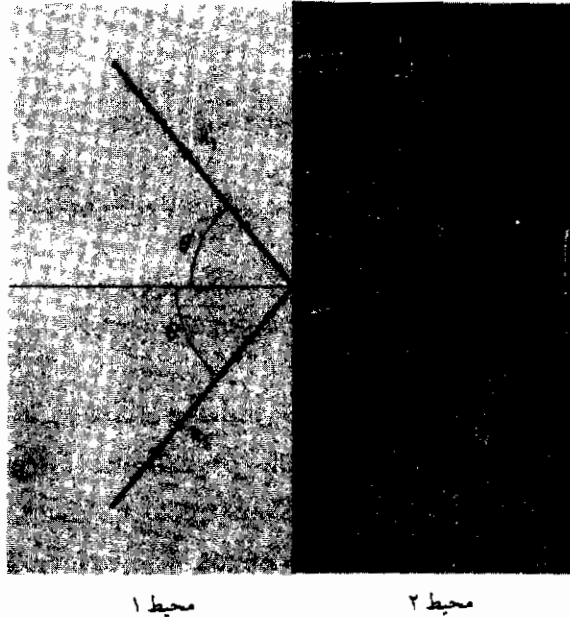
برای راستاهای نشان داده شده در شکل، داریم:

$$\mathbf{k}_1 = k_1(\mathbf{i}_x \sin \theta + \mathbf{i}_z \cos \theta),$$

$$\mathbf{k}'_1 = k_1(\mathbf{i}_x \sin \theta - \mathbf{i}_z \cos \theta),$$

و

$$\mathbf{k}''_2 = k_2(\mathbf{i}_x \sin \theta'' + \mathbf{i}_z \cos \theta'').$$



شکل ۲-۷- انعکاس و انکسار یک موج تخت در مرز بین دو محیط دی الکتریک

اگر زاویه انعکاس (θ') را مساوی زاویه تابشی (θ) اختیار کنیم، مطمئن خواهیم شد که E' و E وابستگی یکسانی به x دارند (بطوری که شرایط مرزی می تواند همزمان به ازای همه x ها برآورده شود). برای این که E'' نیز همان وابستگی را داشته باشد، لازم است که:

$$k_1 \sin \theta = k_2 \sin \theta,$$

که آن را می توان به شکل آشناتری یعنی قانون اسنل^۱ (با استفاده از معادله (۲-۴۵)) بیان کرد:

$$n_1 \sin \theta = n_2 \sin \theta'. \quad (۲-۶۱)$$

حال، رابطه های بین E_0' و E_0'' را می توان با جایگذاری شکل های E ، E' و E'' در فوق و با انتخاب $z=0$ جهت سهولت، در معادلات مرزی به دست آورد. نتیجه به صفحه قطبش موج تابیده بستگی دارد. هرگاه این موج در صفحه انعکاس (صفحه xz) قطبیده

1- Snell

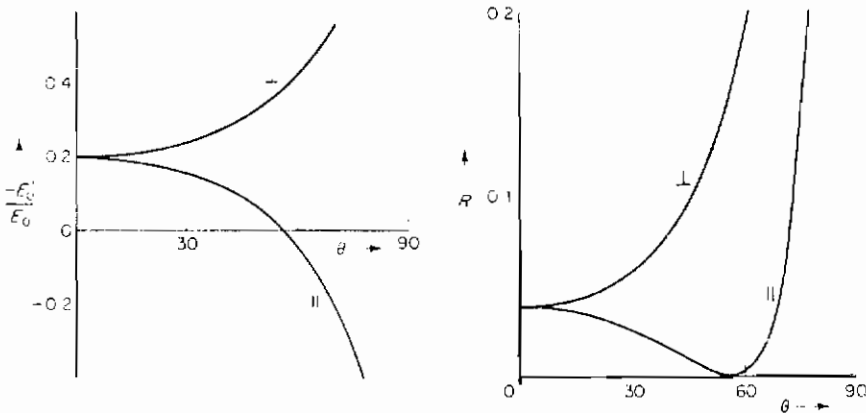
باشد، به دست می آوریم که :

$$\frac{E'_0}{E_0} = -\frac{n_2 \cos \theta - n_1 \cos \theta''}{n_2 \cos \theta + n_1 \cos \theta''}, \quad \frac{E''_0}{E_0} = \frac{2n_1 \cos \theta}{n_2 \cos \theta + n_1 \cos \theta''} \quad (۶۲-۲)$$

هرگاه قطبش عمود بر صفحه انعکاس باشد، داریم :

$$\frac{E'_0}{E_0} = -\frac{n_2 \cos \theta'' - n_1 \cos \theta}{n_2 \cos \theta'' + n_1 \cos \theta}, \quad \frac{E''_0}{E_0} = \frac{2n_1 \cos \theta}{n_2 \cos \theta'' + n_1 \cos \theta} \quad (۶۳-۲)$$

این چهار رابطه اخیر، به عنوان فرمولهای فرنل، شناخته می شوند. شکل (۸-۲) مقادیر E'_0 / E_0 را برای دو راستای قطبش (در حالت $n_2/n_1 = 1.5$) نشان می دهد؛ و مقادیر مربوط به ضریب انعکاس R نیز در این شکل، نشان داده شده است. البته، در تابش عمودی R_{\parallel} و R_{\perp} دارای یک مقدارند، و با معادله (۵۹-۲) داده می شوند.



شکل ۸-۲- تغییرات E'_0 / E_0 و R برحسب زاویه تابش برای یک سطح جدایی هوا. شیشه به ازای $n_2/n_1 = 1.5$. قطبشهای موازی و عمود بر صفحه انعکاس به ترتیب با علامت \perp و \parallel نشان داده شده اند.

زاویه بروستر^۱

از شکل (۲-۸) و معادله (۲-۶۲) ملاحظه می‌کنیم که وقتی که نور تابیده در صفحه انعکاس قرار دارد، و:

$$n_2 \cos \theta = n_1 \cos \theta''.$$

R برابر صفر می‌شود. از ترکیب رابطه فوق با قانون اسنل، نتیجه می‌شود:

$$\sin 2\theta'' = \sin 2\theta,$$

و بنابراین:

$$\theta'' = \frac{\pi}{2} - \theta. \quad (۲-۶۴)$$

لذا، پرتو منعکس شده بر پرتو منکسره، عمود است. این شرط، به صورت زیر نیز قابل بیان است:

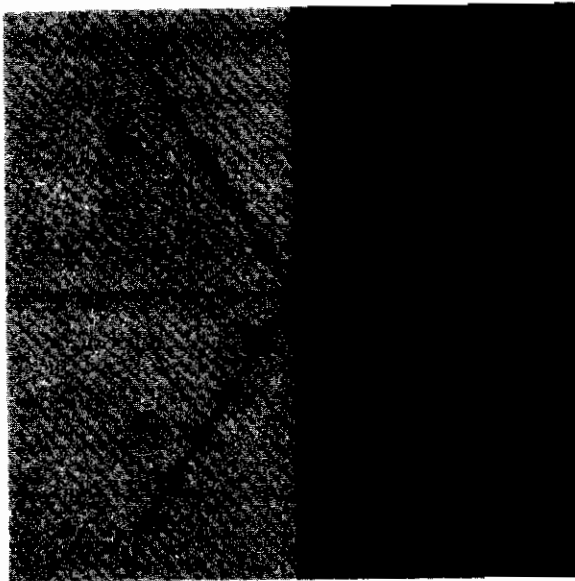
$$\tan \theta = \frac{n_2}{n_1}. \quad (۲-۶۵)$$

این زاویه فرودی خاص، به عنوان زاویه بروستر، نامیده می‌شود. با ملاحظه این که وقتی یک باریکه از خلأ ($n_1 = 1$) به محیط ۲ وارد می‌شود، چه اتفاقی می‌افتد؟ می‌توان از نظر فیزیکی درک کرد که چرا R_{\parallel} تحت این زاویه صفر است. می‌توانیم تصور کنیم که میدانهای الکتریکی باعث می‌شوند که الکترونهاى محیط نوسان کنند، و این الکترونهاى در حال نوسان به عنوان مولدهای باریکه‌های منکسره و منعکسه عمل نمایند. راستای نوسان در جهت E_0'' در محیط است. وقتی باریکه منعکسه در طول این راستاست، شدتش باید صفر باشد، زیرا الکترونها قادر به تشعشع از انتها نیستند و وقتی آنها را از این راستا ملاحظه کنیم، ساکن به نظر می‌رسند. بنابراین، هنگامی که E_0'' در صفحه انعکاس قرار دارد و باریکه‌های بازگشتی و منکسره بر هم عمودند، همان گونه که در بالا به دست آوردیم، این مورد صورت می‌پذیرد. همچنین با استدلال مشابهی، درمی‌یابیم که چرا R_{\perp} هرگز صفر نمی‌شود: در این حالت، الکترونهاى در حال نوسان، همیشه نسبت به راستای انعکاس در وضعیت جانبی هستند.

این حقیقت که R_{\perp} در زاویه بروستر غیر صفر است، دلالت بر این دارد که وقتی یک باریکه غیر قطبیده بر روی مرزی با این زاویه فرود می‌آید، باریکه منعکس شده بطور کامل قطبیده خطی است که بردار الکتریکی اش در صفحه عمود بر صفحه انعکاس واقع است.

این مورد، در شکل (۲-۹) نشان داده شده است. این مطلب، وسیله راحتی برای تولید نور قطبیده خطی، یا تجزیه و تحلیل راستا و درجه قطبش یک باریکه سابقاً قطبیده، ارائه می دهد. محققان قدیمی، صفحه قطبش نور منعکسه تحت زاویه بروستر را، صفحه ای در نظر می گرفتند که در برگیرنده باریکه های فرودی و منعکسه است. ولی اکنون می دانیم که این صفحه مؤلفه میدان مغناطیسی ضعیف ترین پرتو است. بنابراین، راحت تر است که صفحه قطبش را دوباره به صورت صفحه شامل بردار الکتریکی قویتر، تعریف کنیم.

اختلاف بین R_{\perp} و R_{\parallel} در عینکهای آفتابی پلاروید مورد استفاده است. بیشتر نور دریافتی چشم هنگام مواجهه با نور خورشید، نوری است که تقریباً از صفحه های افقی انعکاس یافته است. چون $R_{\perp} > R_{\parallel}$ بردار الکتریکی این نور، عمود بر صفحه انعکاس، و لذا موازی سطح زمین است. از این رو، عینکهای آفتابی برای حذف این راستای قطبش، طراحی می شوند.



شکل ۲-۹- قطبش در صفحه انعکاسی با علامت \uparrow و قطبش عمود بر این صفحه، توسط

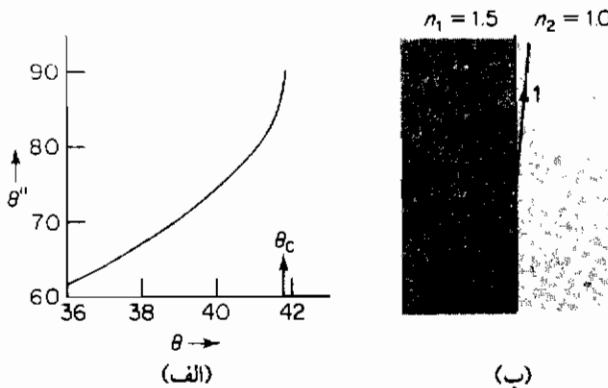
○ نشان داده شده است، فقط حالت عمودی تحت زاویه بروستر منعکس می گردد.

انعکاس کلی داخلی

فرمولهای فرنل (۲-۶۲ و ۲-۶۳) وقتی $n_2 > n_1$ یا $n_2 < n_1$ باشد بطور کاملاً یکسان به کار می روند، تنها با یک تفاوت مهم که در مورد اخیر پیش می آید، هنگامی است که موج از یک محیط با ضریب شکست بیشتر، به یک محیط با ضریب شکست کمتر، عبور می کند؛ و هیچ باریکه منکسره ای به ازای زوایای فرودی بزرگتر از زاویه بحرانی θ_c که با رابطه زیر داده می شود، وجود ندارد:

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1}. \quad (۲-۶۶)$$

این، بدان سبب است که وقتی θ بزرگتر از θ_c است، $\sin \theta$ بزرگتر از واحد و زاویه θ'' یک عدد موهومی می شود. وقتی که این وضع پیش می آید، میدان الکترومغناطیسی، تنها در یک فاصله کوتاه ($\sim \lambda$) در محیط دوم نفوذ می کند، و متوسط زمانی بردار پویتینگ صفر می شود. در نتیجه، تمام انرژی باریکه فرودی در باریکه منعکس شده، ظاهر می گردد. این پدیده که در شکل (۲-۱۰) نشان داده شده، به نام انعکاس کلی داخلی موسوم است.



شکل ۲-۱۰- پدیده انعکاس کلی داخلی. قسمت (الف) وابستگی زاویه شکست θ'' به زاویه فرودی θ را در نزدیکی زاویه بحرانی θ_c نشان می دهد. نسبت n_1/n_2 برابر $1/0$ اختیار شده است. در قسمت (ب) باریکه های مشخص شده ۱ و ۲ به ترتیب دارای $\theta < \theta_c$ و $\theta > \theta_c$ هستند.

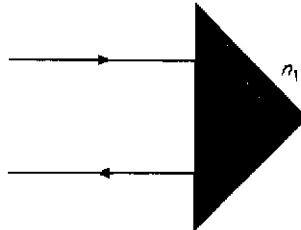
از انعکاس کلی داخلی در بازتابگر کامل که در شکل (۲-۱۱) نشان داده شده است، استفاده می‌گردد. در ترتیب نشان داده شده θ_1 باید کوچکتر از 45° درجه باشد؛ و این بدین معنی است که n_2/n_1 باید بزرگتر از $\sqrt{2}$ باشد [به معادله (۲-۶۶) مراجعه شود]. کاربرد آشنای دیگر، در عمل «رشته‌های نوری» جلوه می‌کند؛ که در آن، نور در طول یک رشته از طریق انعکاسهای داخلی پی در پی در دیواره‌ها، انتقال می‌یابد. این مورد، در شکل (۲-۱۲) نشان داده شده است. دیواره‌ها باید در صورت نیاز به انعکسهای بسیار، دارای صافی خیلی بهتر از مقدار λ باشد. دسته رشته‌های نوری را می‌توان به عنوان یک هادی نوری برای روشن کردن، یا مشاهده یک ناحیه غیر قابل دسترس، به کار برد (از قبیل داخل شکم). هرگاه رشته‌ها خیلی به یکدیگر نزدیک باشند، میدان الکترومغناطیسی منتشر نشده که در یک فاصله کوتاه در محیط بیرونی نفوذ می‌کند، به رشته مجاور نفوذ خواهد کرد؛ و بنابراین می‌تواند به صورت یک میدان منتشر شدنی درآید، و باعث عبور نور در بین رشته‌ها گردد. این پدیده انعکاس کلی داخلی فریزی، نامیده می‌شود. برای جلوگیری از این پیش آمد، همان طور که در شکل نشان داده شده است، معمولاً تک تک رشته‌ها توسط یک ماده با ضریب شکست کمتر، پوشش داده می‌شوند (یا یک پوشش با ضریب شکست پله‌ای، به کار برده می‌شود). برای یک پرتو که از محور رشته می‌گذرد (با فرض این که شکل استوانه‌ای داشته باشد)، انعکاس کلی داخلی در پوشش، وقتی رخ می‌دهد که:

$$\cos \theta_1 > \frac{n_2}{n_1}$$

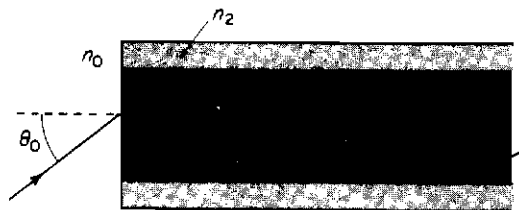
[به معادله (۲-۶۶) مراجعه شود]. از رشته‌های مجزاً نیز برای انتقال علامات می‌توان استفاده کرد. برای مثال، رشته‌های کوارتز با قطر تقریباً $100 \mu\text{m}$ و دارای تضعیف فوق العاده پایین یک dB بر یک کیلومتر - کمتر از هوای شهر - اخیراً به عنوان یک جایگزین مناسب برای خطوط تلفنی، به کار برده شده‌اند (به بخش ۷-۲-۴ مراجعه شود).

کاربرد دیگری از انعکاس کلی پرتوهای ایکس خروجی سطوح خارجی بلورها در حالتی که زاویه فرودی تقریباً 90° درجه باشد (یعنی، برای تابش مماس بر سطح). این مورد، هنگامی رخ می‌دهد که ضریب شکست بلور، کوچکتر از یک باشد (که بطور قطع، در ناحیه پرتو ایکس، امکان پذیر است، به بخش ۳-۲-۲ رجوع شود). این نوع انعکاس، غالباً انعکاس کلی خارجی نامیده می‌شود.

انعکاس در مرز بین یک دی الکتریک و یک رسانا کاملاً با انعکاس در مرز بین دو دی الکتریک، تفاوت دارد. سرعت و طول موج نور معمولاً در عبور از دی الکتریک به رسانا، به اندازه چند برابر، تغییر می کند، و این عدم تناسب زیاد، موجب می شود که اغلب تابش در چنین مرزی بطور کامل منعکس شود. مثلاً، ضریب انعکاس برای مرز هوا-مس نسبت به واحد فقط 10^{-6} در مگاهرتز و 10^{-2} در بسامد مادون قرمز 10^{14} هرتز، اختلاف دارد. بنابراین، رساناها در گستره وسیعی از بسامد، منعکس کننده های خیلی خوبند. در بسامدهای خیلی بالا رسانایی در اثر مشارکت در اندرکنش تابش الکترومغناطیسی با ماده کم اهمیت تر می شود، و بتدریج در بسامدهایی در گستره نوری یا بالاتر، وجود همبستگی بین رسانایی و ضریب انعکاس، نقض می گردد.



شکل ۲-۱۱- استفاده از یک منشور برای حصول انعکاس کامل از یک باریکه فرودی. $n_2/n_1 \sqrt{2}$



شکل ۲-۱۲- انتقال یک باریکه نور از میان یک رشته نوری. ضریب شکست پوشش (n_2) کوچکتر از ضریب شکست داخل رشته (n_1) است.

۶-۲ فشار تابش

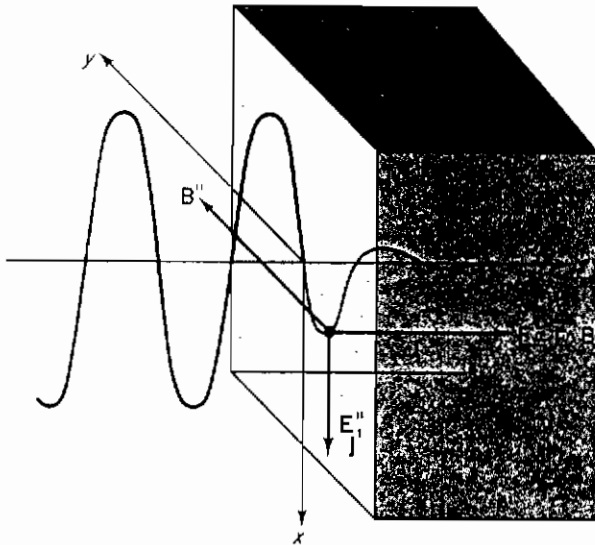
هرگاه موج الکترومغناطیسی به مرز بین دو محیط برخورد کند، فشاری را در مرز اعمال می‌کند که به آن فشار تابش می‌گویند. منشأ فیزیکی این فشار را وقتی که مرز بین یک دی الکتریک (یا خلأ) و یک رساناست، می‌توان با بیان کلاسیکی ساده، همچنان که در شکل (۲-۱۳) نمایش داده شده است، مطرح کرد. میدان الکتریکی عبوری E'' یک چگالی جریان:

$$j = \sigma E''$$

در رسانا القا می‌کند، و اندرکنش بین این چگالی جریان و میدان مغناطیسی B'' همان طور که در شکل نشان داده شده است، منجر به نیروی لورنتس می‌گردد که به سمت داخل متوجه است. می‌توان نشان داد که نیروی کل در هر واحد سطح که بر رسانا وارد می‌شود، عبارت است از:

$$F = i_z \epsilon \epsilon_0 |E_0|^2. \quad (۲-۶۷)$$

که این فشار تابش وارد بر رساناست.



شکل ۲-۱۳- میدان الکتریکی E'' باریکه عبوری بر روی حاملهای بار در رسانا عمل می‌کند و یک چگالی جریان j را به دست می‌دهد، و سپس میدان مغناطیسی B'' با این جریان القایی واکنش می‌کند. تا یک نیروی لورنتس متوجه به طرف داخل، حاصل گردد.

مجدداً این نتیجه می‌تواند به طریقی متفاوت به دست آید و درک شود، در صورتی که توصیف نور به عنوان فوتون در فصل ۴ را پیشاپیش بپذیریم و باریکه فرودی را به صورت جریانی از فوتونها در نظر بگیریم. هر فوتون نور با بسامد ν دارای انرژی:

$$E = h\nu,$$

و اندازه حرکت:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h}{\lambda},$$

می‌باشد که h ثابت پلانک^۱ است. فوتونها با سرعت c حرکت می‌کنند، و البته برای هر ذره که با این سرعت حرکت کند، رابطه $p = E/c$ به کار می‌رود. فوتونها در یک محیط دی الکتریک با سرعت کمتر از c سیر می‌کنند، ولی کماکان رابطه $p = h/\lambda$ به کار برده می‌شود. تعداد m فوتون که در واحد زمان به هر واحد سطح رسانا فرود می‌آید، از متوسط زمانی بردار پویستینگ، نتیجه می‌شود:

$$m = \frac{\bar{N}}{h\nu}.$$

با فرض این که تمام فوتونها در سطح منعکس شوند، تغییر کل در اندازه حرکت، عبارت است از:

$$\Delta P = m \frac{2h}{\lambda} = \frac{2\bar{N}}{\nu} = \epsilon\epsilon_0 |E_0|^2,$$

که ν سرعت انتشار در دی الکتریک است. چون این تغییر اندازه حرکت، فشار بر روی سطح است، معادله (۶۷-۲) مجدداً به دست می‌آید.

همچنین، این تعبیر به ما امکان می‌دهد که فشار تابش را در هنگامی که باریکه فرودی عمود بر سطح نیست یا وقتی که یکی از محیطها رسانا نیست، محاسبه کنیم. محیط یا راستا (هرچه باشد) یک باریکه با توان \bar{N} در هر واحد سطح حرکتی در واحد سطح و واحد زمان برابر:

$$P = \frac{\bar{N}}{h\nu} \cdot \frac{h}{\lambda} = \frac{n\bar{N}}{c}$$

همراه دارد، که n ضریب شکست است. برای پیدا کردن فشار خالص بر روی مُرّز، تنها باید

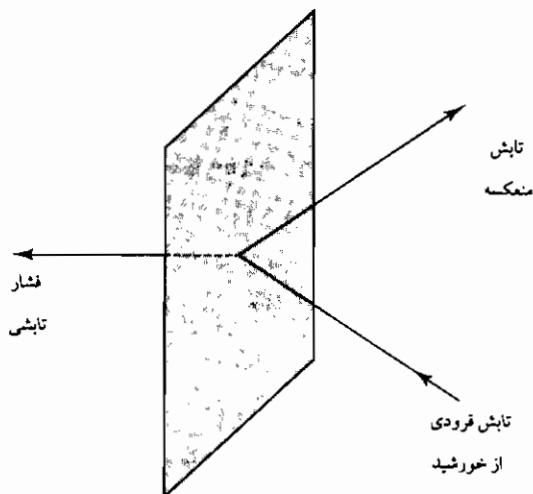
تغییر خالص در اندازه حرکت باریکه را در نظر گرفت .

در فصل ۴ خواهیم دید که فوتونها دارای اندازه حرکت‌های ذاتی با مقدار $h/2\pi (= \hbar)$ هستند . در یک باریکه قطبیده دایره ای راست ، اندازه حرکت زاویه ای همه فوتونها در راستای انتشار است . بنابراین ، باریکه ای از این نوع حامل اندازه حرکت زاویه ای کلی :

$$\mathbf{J} = \frac{\bar{N}}{h\nu} \hbar \mathbf{i}_k = \frac{\bar{N}}{\omega} \mathbf{i}_k \quad (2-68)$$

در هر ثانیه و در هر واحد سطح می باشد که ω بسامد زاویه ای تابش و \mathbf{i}_k بردار واحد در راستای انتشار است . یک باریکه قطبیده دایره ای چپ ، دارای \mathbf{J} در راستای $-\mathbf{i}_k$ است . این که یک فوتون دست راست دارای اندازه حرکت زاویه ای ذاتی در راستای حرکت است ، قرارداد معمولی در ذرات بنیادی است (و به همین دلیل است که قرارداد قدیمی تر برای راستای قطبش امواج الکترومغناطیسی که در بالا به آن اشاره گردید ، عوض شده است) . نتیجه (۲-۶۸) را همچنین می توان با روشهایی که در بالا برای اندازه حرکت خطی به کار برده شده است ، اما با روشی طاقت فرسا ، به دست آورد ، مثلاً از بررسی گشتاور وارده توسط میدان الکتریکی باریکه بر الکترونها در یک رساناست .

بزرگی فشار تابش خطی معمولاً کوچک است و در تجربیات آزمایشگاهی قابل حصول نیست ، بجز در مورد نور شدید لیزر [به فصل ۶ و مسأله (۲-۷) مراجعه شود] . لکن این فشار در موازنه نیروهای مؤثر در داخل یک ستاره ، از اهمیت زیادی برخوردار است ؛ زیرا یک نیروی جهت داده شده به سمت خارج را تولید می کند که به خنثی کردن جاذبه گرانشی که به سمت داخل متوجه است ، کمک می کند . [به مسأله (۲-۹) رجوع شود] . حتی فشار تابش کم وارده توسط خورشید خودمان در فواصل سیاره ای ، ممکن است به عنوان وسیله ای برای حرکت دادن وسایل نقلیه میان سیاره ای ، قابل استفاده باشد . برای مثال ، این امکان بطور جدی توسط ناسا مورد توجه قرار گرفته است . شکل (۲-۱۴) فشار تابش وارد بر یک «سفینه خورشیدی»^۱ را نشان می دهد که در اصل شامل یک پوسته نازک با مساحتی به بزرگی $(\sim 1 \text{ km}^2)$ می باشد . نیروی کل کوچک است ، ولی می تواند چنانچه در یک دوره زمانی طولانی عمل کند ، تأثیر قابل توجهی داشته باشد .



شکل ۲-۱۴- فشار تابش مؤثر بر روی یک سفینه خورشیدی

مسائل فصل ۲

(پاسخ سؤالیهای انتخابی، در ضمیمه (ث) داده شده است.)

۱-۲ قانون القای الکترومغناطیسی فاراده، بیان می کند که $\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -d\phi/dt$ که $\phi = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$

است. قانونی مشابه برای القای مغناطی - الکتریکی بنویسید.

۲-۲ نشان دهید در صورتی که قطبهای مغناطیسی آزاد وجود (که اغلب به عنوان تک قطبهای

مغناطیسی نامیده می شوند) داشته باشد، چگونه معادلات ماکسول را باید تصحیح

کرد. برای به دست آوردن مجموعه ای سازگار از یکاها، می توانید فرض کنید که شدت

مغناطیسی در فضای آزاد به فاصله r از یک قطب مغناطیسی بشدت m عبارت است از

$$\mathbf{H} = \mathbf{i}m/(4\pi\mu_0 r^2)$$

۳-۲ شدتهای میدان الکتریکی و میدان مغناطیسی نور خورشید را در سطح زمین برآورد

کنید، و این شدتها را با شدت میدانهای الکتریکی و مغناطیسی DC در سطح زمین (که

به ترتیب از مرتبه 100 V/m و $5 \times 10^{-5} \text{ W/m}^2$ هستند) مقایسه نمایید.

۴-۲ نشان دهید که یک باریکه لیزر به قطر ۱ میلی متر و توان ۲۰ کیلو وات میدانی به شدت

بیشینه 4.4 MV/m را تولید می کند .

۵-۲ زاویه فرودی یک باریکه نور را که بر روی یک ورقه شیشه ای با ضریب شکست $1/5$ می افتد، برابر زاویه بروستر اختیار کنید، بطوری که باریکه انعکاسی مؤلفه قطبیده در صفحه انعکاس از بین برود . در صورتی که ضریب شکستی کمتر از یک درصد برای این سطح قطبش لازم باشد، مقدار تغییر مجاز در تنظیم زاویه چقدر است ؟

۶-۲ آهنگ تولید گرما در یک سیم استوانه ای طویل حامل جریان I مساوی IR^2 به ازای هر واحد طول می باشد که R مقاومت در هر واحد طول سیم است . نشان دهید که این گرمای ژول را می توان برحسب بردار پویتینگ به صورت شارش انرژی از فضای احاطه شده، توصیف کرد .

۷-۲ یک کُرّه شیشه ای توخالی و کوچک به جرم یک میلی گرم تحت تابش یک تپ لیزری با انرژی 300 ژول قرار دارد . تغییر در سرعت کره، در صورتی که همه نور لیزر را جذب کند، پیدا کنید . تغییر در سرعت زاویه ای کره را در صورتی پیدا کنید که گشتاور اینرسی آن 10^{-12} کیلوگرم بر متر مربع و نور لیزری که قطبیده دایره ای است، دارای طول موج 600 نانومتر باشد .

۸-۲ نشان دهید که کمینه طول امواج رادیویی دریافتی در عمق 10 متر زیر سطح دریا از مرتبه 10^5 متر است . رسانایی آب دریا تقریباً $4 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ می باشد .

۹-۲ یک کُرّه سیاه کوچک جاذب با چگالی 10^2 کیلوگرم بر متر مکعب در نزدیکی خورشید واقع است . در صورتی که جاذبه گرانشی خورشید با فشار تابش آن موازنه شود، شعاع کره را پیدا کنید . شدت تابش خورشید در جو زمین برابر 1350 W/m^2 ، و فاصله زمین تا خورشید $10^{11} \times 1/5$ متر است .

۱۰-۲ یک میله مسی به طول 10 متر و قطر 6 میلی متر، مفروض است . نشان دهید که مقاومتش در 100 Hz ، 1 MHz و 10 GHz تقریباً به ترتیب 0.15Ω ، $6 \times 10^{-3} \Omega$ و 15Ω می باشد .

فصل سوم

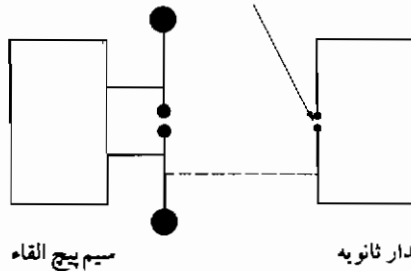
بررسی کلاسیکی تولید و اندرکنش امواج الکترومغناطیسی

۱-۳ تولید امواج الکترومغناطیسی

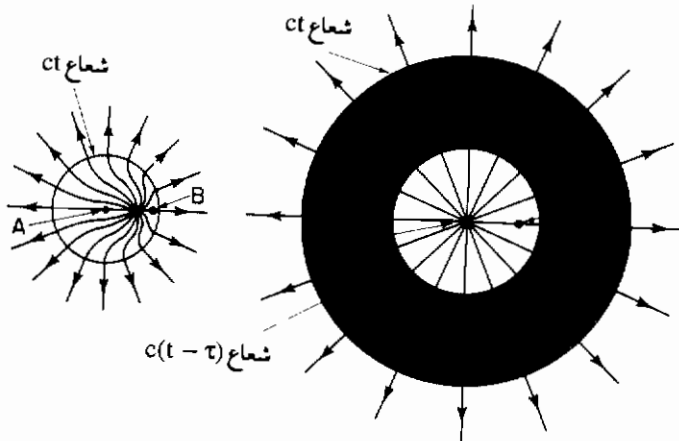
این واقعیت که بارهای متحرک تابش می کنند، بطور تجربی توسط هنریش هرتز^۱ کشف شد. وسیله ای که وی به کار برد، در شکل (۱-۳) بطور شمایی نشان داده شده است. او در آزمایشهای اولیه اش یک سیم مسی را به شکل یک گوشه خم کرد که دو انتهای آن توسط یک شکاف باریک هوا از یکدیگر جدا شده بود، سپس آن را به وسیله سیم دیگری به نقطه ای از مدار تخلیه یک سیم پیچ القا، وصل کرد. وقتی که سیم پیچ القا عمل می نمود، مشاهده می شد که جرقه هایی از میان شکاف هوا عبور می کرد. بعداً، او سیم اتصال را کنار گذاشت و مشاهده نمود که جرقه ها هنوز در مدار ثانویه تولید می گردند. وی، همچنین نشان داد که سرعت انتشار آشفته گی، دقیقاً برابر سرعت نور مرئی است.

به نظر می رسد که ۷ سال قبل از کشفیات هرتز، دی.ای. هیوز اثر مشابهی را برای جمعی از الکتریسیته های اداره پست و سر جورج استوکس و رئیس انجمن سلطنتی نمایش داده بود، ولی حضار جلسه قانع نشدند. او از این امر به قدری مأیوس شد که کارش را متوقف کرد و تا بیست سال بعد نتایج کارش را انتشار نداد.

قبل از شروع بررسی ریاضی فرآیند تولید، ملاحظه مثال ساده‌ای که در شکل (۳-۲) نشان داده شده، آموزنده است. یک ذره باردار قبل از زمان صفر و همین‌طور بعد از زمان τ در نقطه A ساکن است، ولی بین این دو زمان ذره فاصله کوتاهی را از A به B و بالعکس می‌پیماید. بنابراین، ذره در فاصله 0 تا τ شتاب می‌گیرد.



شکل ۳-۱- نمایش شمایی وسیله‌ای که هرتز به کار برده است. وقتی سیم پیچ القا عمل می‌کند، جرقه‌ای از عرض شکاف هوا در سیم پیچ عبور می‌کند. در آزمایش‌های اولیه دو مدار توسط یک سیم (که به صورت خط چین نمایش داده شده است) به یکدیگر اتصال دارند، ولی وقتی که این سیم برداشته می‌شود، باز هم جرقه‌ها مشاهده می‌شوند.



(الف) $0 < t < \tau$

(ب) $t > \tau$

شکل ۳-۲- سطح مقطع میدان الکتریکی یک ذره باردار که در زمانهای $t < 0$ در نقطه A است و در فاصله زمانی 0 و τ از A به B و بالعکس حرکت می‌کند، و سپس در زمانهای $t > \tau$ در نقطه A متوقف می‌ماند. قسمت (الف) میدان را در $0 < t < \tau$ و قسمت (ب) آن را در $t < \tau$ نشان می‌دهد. تراز سایه‌دار بین دو کره به شعاعهای $c(t - \tau)$ و ct حاوی مؤلفه‌های عرضی است و با سرعت c به سمت خارج انتشار می‌یابد.

در زمانهای $t < 0$ میدان الکتریکی ساکن و کاملاً شعاعی است. پس از زمان $t = 0$ میدان دیگر در همه جا شعاعی نیست، ولی هنوز انتظار داریم که در فواصل بزرگتر از ct شعاعی باشد، زیرا اطلاعات در مورد موضع ذرهٔ باردار، نمی‌تواند سریعتر از سرعت نور سیر کند. برای مثال، وقتی غروب خورشید را می‌بینیم، می‌دانیم که خورشید در واقع هشت دقیقه زودتر از زیر افق عبور کرده، و این، زمانی است که طول می‌کشد تا نور از خورشید به زمین برسد. بطور مشابه، اگر بخواهیم میدان الکتریکی یک جسم باردار متحرک واقع در سطح خورشید را اندازه بگیریم، همین تأخیر زمانی را انتظار خواهیم داشت. بنابراین، میدان الکتریکی در قسمتهای (الف) و (ب) شکل به ازای کلیهٔ مقادیر $ct > r$ به صورت شعاعی ترسیم شده است. همان طور که نشان داده شده است بین زمانهای $t = 0$ و $t = \tau$ بار متحرک یک آشفتگی عرضی ایجاد می‌کند. وقتی بار مجدداً ساکن می‌شود، در $t > \tau$ ، انتظار می‌رود که میدان بار دیگر در مجاورت بار تا شعاع $r = c(t - \tau)$ ، شعاعی باشد. بنابراین، آشفتگی عرضی در یک پوستهٔ کروی بین شعاعهای ct و $c(t - \tau)$ محدود شده است. ما مشاهده می‌کنیم که این آشفتگی با سرعت c بطور شعاعی به سمت خارج انتشار می‌یابد. البته، آشفتگی یک موج الکترومغناطیسی است که با یک میدان مغناطیسی عرضی همراه می‌باشد.

همان گونه که در بخش (۳-۱) خواهیم دید، این ایده‌ها با یک بررسی دقیق اثبات می‌شود. نکتهٔ بسیار مهم و در نظر اول، غیرعادی، که از این مثال کیفی مشهود نیست، آن است که در فاصله‌های بزرگ مؤلفه‌های عرضی میدان متناسب با $1/r$ است. بنابراین، بزرگی این مؤلفه‌ها در فواصل دور از بزرگی مؤلفه‌های شعاعی که با $1/r^2$ متناسبند، بیشتر است. از این رو، در فواصل بسیار زیاد، فقط مؤلفه‌های عرضی وجود دارد. لذا، چگالی انرژی در موج خروجی با E_{\perp}^2 متناسب است [معادله (۲-۴۱)] را ببینید که E_{\perp} میدان الکتریکی عرضی است، که بنابراین، متناسب با $1/r^2$ می‌باشد. حجم پوستهٔ کروی که توسط موج اشغال می‌شود $4\pi r^2 \tau$ است (با فرض این که r خیلی بزرگتر از ضخامت $c\tau$ پوسته می‌باشد)، و در نتیجه، انرژی کل در موج ثابت است، که شاید هم، چندان تعجب‌آور نباشد. البته همین ویژگی است که انتقال اطلاعات توسط امواج الکترومغناطیسی را ممکن می‌سازد.

۳-۱-۱ پتانسیلهای Φ و A

آسانترین راه برای محاسبهٔ میدان الکترومغناطیسی که از یک بار متحرک تشعشع می‌شود،

آن است که بجای استفاده مستقیم از معادلات ماکسول، از عبارات پتانسیل الکتریکی ϕ و پتانسیل مغناطیسی، A ، استفاده کنیم.

پتانسیل الکتریکی کمیتی، نرده ای است که فقط به موضع \mathbf{r} و زمان t بستگی دارد. برای یک توزیع بار ساکن دارای چگالی $\rho(\mathbf{r}')$ در نقطه \mathbf{r}' . پتانسیل الکتریکی در \mathbf{r} عبارت است از:

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} d\tau'. \quad (1-3)$$

و میدان الکتریکی ساکن، با رابطه زیر داده می شود:

$$\mathbf{E} = -\text{grad } \phi. \quad (2-3)$$

از طرف دیگر، پتانسیل مغناطیسی A یک پتانسیل برداری است، که در هر نقطه \mathbf{r} سه مؤلفه دارد. برای یک دستگاه ساکن دارای چگالی جریان \mathbf{j} ؛ این پتانسیل، چنین تعریف می شود:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} d\tau'. \quad (3-3)$$

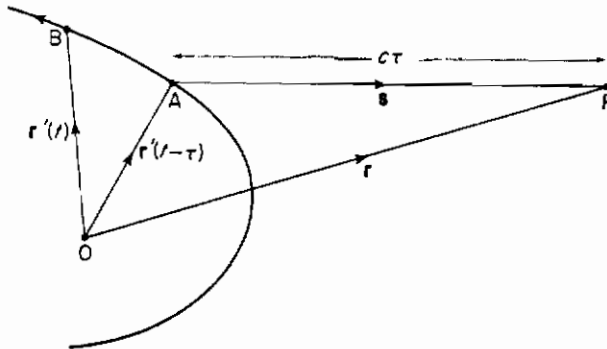
آن گاه میدان مغناطیسی توسط رابطه زیر داده می شود:

$$\mathbf{B} = \text{curl } \mathbf{A}. \quad (4-3)$$

معادله های (۱-۳) و (۳-۳) در مورد دستگاههای وابسته به زمان، به کار نمی روند. برای مثال، به همان طریق که ما در روی زمین آنچه را هشت دقیقه قبل در خورشید اتفاق افتاده است، می بینیم، پتانسیل در نقطه \mathbf{r} ناشی از یک چگالی بار در \mathbf{r}' به مقدار این چگالی در زمان قبلی $t - r/c$ بستگی دارد. شکل (۳-۳) نشان می دهد که همان ایده برای یک بار نقطه ای متحرک q که موضعی در زمان t عبارت است از $\mathbf{r}'(t)$ ، به کار می رود. در این جا ما این نقطه نظر ساده را اختیار می کنیم که اطلاعات درباره موضع بار q با سرعت نور سیر می کند، و در مورد پتانسیل مربوط به موضع \mathbf{r} در زمان t به موضع \mathbf{r}' بار در زمان قبلی $t - \tau$ ، ارتباط دارد؛ یعنی پتانسیل توسط $\mathbf{r}'(t)$ معین نمی شود؛ بلکه با $\mathbf{r}'(t - \tau)$ مشخص می گردد، که فاصله AP در شکل، بدین صورت داده می شود:

$$s = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'(t - \tau)| = c\tau. \quad (5-3)$$

مثالی از این معادله را بعداً ملاحظه خواهید کرد .



شکل ۳-۳- پتانسیل در نقطه P در زمان t بار q در زمان قبلی $t - \tau$ ، تعیین می‌شود، که فاصله AP عبارت است از $c\tau = |r - r'(t - \tau)|$. B موضع q در زمان t است.

برای یک بار توزیعی به چگالی ρ ، پتانسیل در موضع \mathbf{r} و زمان t ناشی از جزئی از بار در مجاورت \mathbf{r}' به مقدار ρ در زمان قبلی $t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c$ بستگی دارد. بنابراین، پتانسیل ناشی از کل بار عبارت است از:

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\mathbf{r}', t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau'. \quad (6-3)$$

این پتانسیل را که اکنون دلایل آن برای ما روشن است، پتانسیل تأخیری می‌نامند. بطور مشابه، شکل تأخیری پتانسیل مغناطیسی، به صورت زیر است:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}', t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau'. \quad (7-3)$$

معادله (۲-۳) نیز برای دستگاههای وابسته به زمان، به کار نمی‌رود. این معادله باید به صورت زیر، تصحیح شود:

$$\mathbf{E} = -\text{grad } \phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (۸-۳)$$

معادله اخیر، در سومین معادله ماکسول، صدق می کند؛ زیرا:

$$\text{curl } \mathbf{E} = -\text{curl } (\text{grad } \phi) - \frac{\partial}{\partial t} (\text{curl } \mathbf{A}) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

(در عبارت فوق، از رابطه $\text{curl grad} \equiv 0$ استفاده کرده ایم، به ضمیمه الف رجوع شود، و ترتیب عملگرهای curl و $\partial/\partial t$ را عوض کرده ایم). معادله (۳-۴) برای دستگاههای وابسته به زمان نیز صحیح است، و با دومین معادله ماکسول سازگار است (زیرا $\text{div curl} \equiv 0$ ، به ضمیمه الف رجوع شود).

اما آیا این عبارات \mathbf{E} و \mathbf{B} با دو معادله باقی مانده ماکسول (اولین و چهارمین معادله) سازگار است؟ با جایگذاری در اولین معادله، داریم:

$$(\epsilon \epsilon_0)^{-1} \text{div } \mathbf{D} = -\nabla^2 \phi - \frac{\partial}{\partial t} \text{div } \mathbf{A} = (\epsilon \epsilon_0)^{-1} \rho_t.$$

اگر به طرفین معادله فوق، عبارت $v^{-2} \partial^2 \phi / \partial t^2$ را بیفزاییم که v سرعت انتشار است، می توانیم آن را به صورت زیر مرتب کنیم:

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho_t}{\epsilon \epsilon_0} - \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t},$$

که:

$$\mathbf{F} = \text{div } \mathbf{A} + \frac{1}{v^2} \frac{\partial \phi}{\partial t}.$$

به طریق مشابه، با جایگذاری در چهارمین معادله ماکسول، پیدا می کنیم که:

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu \mu_0 \mathbf{j}_t + \text{grad } \mathbf{F}.$$

با استفاده از عبارت زیر، این معادلات ساده می شوند:

$$\mathbf{F} = \text{div } \mathbf{A} + \frac{1}{v^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0. \quad (9-3)$$

بدین صورت که :

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho_t}{\epsilon \epsilon_0} \quad (10-3)$$

و :

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu \mu_0 \mathbf{j}_t. \quad (11-3)$$

ما می بینیم که اکنون معادله های مربوط به ϕ و \mathbf{A} جفت نشده اند: معادله (۱۰-۳) را فقط بر حسب بارها و معادله (۱۱-۳) را تنها بر حسب جریانها به دست می دهد. شرط (۹-۳) که این نتیجه را به دست داده است شرط لورنتز نامیده می شود. این شرط به علت وجود یک جمله اختیاری ذاتی در تعریفهای ϕ و \mathbf{A} همیشه برقرار است.

جمله های اختیاری، با انجام تغییرات زیر، نشان داده می شود :

$$\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A}' = \mathbf{A} + \text{grad } \chi \quad (12-3)$$

یا :

$$\phi \rightarrow \phi' = \phi - \frac{\partial \chi}{\partial t}, \quad (13-3)$$

که χ یک تابع اختیاری از \mathbf{r} و t است. میدانهای الکتریکی و مغناطیسی، بدون تغییر می مانند؛ زیرا :

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \text{grad } \frac{\partial \chi}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} \text{grad } \chi = \mathbf{E}$$

و :

$$\mathbf{B}' = \mathbf{B} + \text{curl } (\text{grad } \chi) = \mathbf{B}.$$

بنابراین، یا پتانسیل‌های ϕ و A ، و یا پتانسیل‌های ϕ' و A' را می‌توان به کار برد. این امکان همیشه وجود دارد که یک تابع χ طوری بیابیم که ϕ' و A' در شرط لورنتز صدق کند. تغییرهای (۳-۱۲) و (۳-۱۳) به نام تبدیل پیمانه‌ای موسوم است، و به پتانسیلهایی که در شرط لورنتز صدق می‌کنند، پتانسیلهای متعلق به پیمانه لورنتز گفته می‌شود.

می‌توان نشان داد که پتانسیلهای تأخیری (۳-۶) و (۳-۷) جوابهای معادلات جفت‌نشده (۳-۱۰) و (۳-۱۱) هستند. بنابراین، مجموعه معادلات (۳-۶)، (۳-۷)، (۳-۹)، (۳-۱۰) و (۳-۱۱) با یکدیگر و با تمام معادلات ماکسول، سازگارند. این معادلات، امکان محاسبه ϕ و A را با دانستن p_1 و J_1 فراهم می‌سازد، و آن‌گاه از روی ϕ و A ، E و B محاسبه می‌شوند. این روش محاسبه E و B معمولاً خیلی ساده‌تر از محاسبه مستقیم آنها از طریق معادلات ماکسول بدون کمک ϕ و A است.

۳-۱-۲ تابش دو قطبی در حال نوسان

یک مثال ساده ولی مهم از یک دستگاه در حال تابش، در شکل (۳-۴) نمایش داده شده است. این یک دستگاه ایده آل است که در بر گیرنده یک هادی به طول l و دو کُره کوچک در هر یک از دو انتهای آن می‌باشد. بارهای $\pm q$ روی کُره‌ها با زمان بطور سینوسی، تغییر می‌کند.

$$q = q_0 \cos \omega t.$$

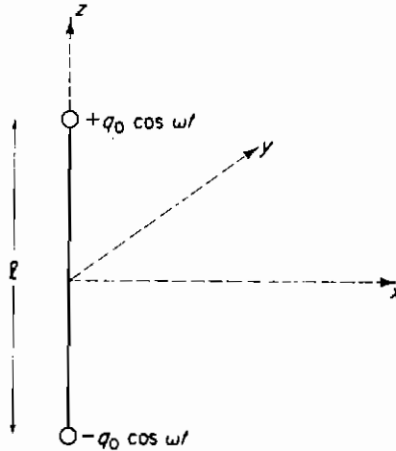
بنابراین، گشتاور دو قطبی الکتریکی لحظه‌ای دستگاه عبارت است از:

$$\mathbf{p} = \mathbf{i}_z p_0 \cos \omega t,$$

که:

$$p_0 = l q_0. \quad (۳-۱۴)$$

شکل بخصوصی از دو قطبی الکتریکی در حال نوسان آن است که طول l خیلی کوچکتر از طول موج λ تابش دو قطبی باشد، که این یک دو قطبی هرترز نامیده می‌شود. برای ساده شدن محاسبات، فرض می‌کنیم که l به سمت صفر میل کند، ولی حاصل ضرب $l q_0 = p_0$ معین باقی بماند.



شکل ۳-۴- دو قطبی هرتز. طول l دو قطبی خیلی کوچکتر از طول موج تابش گسیل شده است

بارهای وابسته به زمان، منجر به جریان I در رسانا می شود، که :

$$I = \frac{dq}{dt} = -I_0 \sin \omega t$$

و :

$$I_0 = \omega q_0. \quad (3-15)$$

بنابراین، دو قطبی هرتز، شامل بارهای آزاد و جریانهای آزاد است، و لذا معادلات (۳-۶) و (۳-۷) هر دو نقاط شروع ممکن برای محاسبه میدان تابشند. معادله (۳-۷) رهیافت ساده تری برای مسأله کنونی، به دست می دهد.

چون طول l خیلی کوچک است، متغیر r در زیر انتگرال معادله (۳-۷) را می توان مساوی صفر، قرار داد. انتگرال گیری روی عنصر حجمی $d\tau$ را می توان به یک انتگرال گیری روی مساحت سطح مقطع رسانا، و یک انتگرال گیری روی مؤلفه z تجزیه کرد، که قسمت مهم آن، عبارت است از :

$$\int j_z dx dy = I = i_z I,$$

و از انتگرال گیری روی مختصه z ، طول l دو قطبی حاصل می شود. نتیجه این انتگرال گیریها، عبارت است از:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = -\mathbf{i}_z \frac{\mu_0 I_0 \sin[\omega(t-r/c)]}{4\pi r} \quad (۱۶-۳)$$

اکنون میدان مغناطیسی را می توان از معادله (۳-۴) پیدا کرد. عمل curl در این حالت، راحت تر است که بر حسب مختصات کروی انجام شود [به معادله های (ضمیمه الف - ۳) و (ضمیمه الف - ۱۰) مراجعه شود]. تنها جملات مربوط به \mathbf{i}_ϕ غیر صفرند، و در نتیجه داریم:

$$\begin{aligned} \mathbf{B} = \text{curl } \mathbf{A} &= \mathbf{i}_\phi \frac{1}{r} \left[\frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right] \\ &= \mathbf{i}_\phi \frac{\mu_0 I_0 \sin \theta}{4\pi} \left\{ \frac{\omega \cos[\omega(t-r/c)]}{cr} - \frac{\sin[\omega(t-r/c)]}{r^2} \right\}. \end{aligned} \quad (۱۷-۳)$$

جمله دوم سمت راست معادله (۳-۱۷) سریعتر از جمله اول، بر حسب فاصله r کاهش می یابد. بدون توجه به وجود سازه تأخیر، این میدان مغناطیسی است که با استفاده از معادله (۳-۳) به دست می آید. جمله مهمتر در معادله فوق، جمله اول است، زیرا دارای بُرد بلندتری است، و وقتی $\lambda \gg r$ باشد، بر سایر جملات غلبه دارد. این جمله به عنوان میدان تابش شناخته می شود. بر حسب شدت دو قطبی:

$$p_0 = lq_0 = lI_0/\omega$$

مقدار آن، عبارت است از:

$$\mathbf{B}^{(\text{rad})} = -\mathbf{i}_\phi \frac{\mu_0 p_0 \omega^2 \sin \theta}{4\pi cr} \cos[\omega(t-r/c)]. \quad (۱۸-۳)$$

برای یافتن میدان الکتریکی E میدان تابش می توانیم فرض کنیم که در فواصل بزرگ تابش خروجی به یک موج تخت بر روی مساحتات کوچک، نزدیک می شود. نتیجه می شود که E بر \mathbf{r} و \mathbf{B} هر دو عمود است، و برای این که با معادله (۲-۳۸) سازگار باشد، باید شکل زیر را اختیار کند:

$$\mathbf{E}^{(\text{rad})} = -\mathbf{i}_\theta \frac{\mu_0 \rho_0 \omega^2 \sin \theta}{4\pi r} \cos[\omega(t - r/c)]. \quad (19-3)$$

همچنین، نتیجه فوق را می توان با پیدا کردن ϕ از معادله (۳-۶) و سپس \mathbf{E} از معادله (۳-۸) به دست آورد (آن گاه جملات با بُرد کوتاهتر r^{-2} و r^{-3} نیز حاصل می شوند). توجه داشته باشید که تابش الکترومغناطیسی در صفحه دو قطبی الکتریکی، همان طور که انتظار می رود، قطبیده است.

دو قطبی نشان داده شده در شکل (۳-۴) تنها شکل ممکن دو قطبی هرتزی نیست. دوبار با مقدار ثابت $\pm q_0$ ولی با مواضع در حال نوسان $\pm i(l/2) \cos \omega t$ نیز گشتاور دو قطبی الکتریکی نوسانی $i p_0 \cos \omega t$ (با $p_0 = q_0 l$) را نتیجه می دهد. میدان تابش این دو قطبی، کماکان با معادلات (۳-۱۸) و (۳-۱۹) داده می شود.

شکل (۳-۵) فرم \mathbf{E} را در یک لحظه زمانی بخصوص، نشان می دهد. در فاصله خیلی نزدیک دو قطبی هرتز، ناحیه ای که در آن $kr \ll 1$ است، میدان لحظه ای با میدان حاصل از دو قطبی ساکن، مشابه است. این ناحیه، به منطقه ساکن موسوم است. در فواصل دورتر، خطوط میدان، به صورت حلقه های بسته در می آیند. ناحیه ای که این وضع در آن صورت می گیرد و برای آن $kr \sim 1$ است، منطقه متوسط نامیده می شود. همچنان که حلقه ها به سمت خارج دور می شوند، مؤلفه های شعاعی میدان صفر می شوند، و میدان بیشتر و بیشتر خصوصیت عرضی به خود می گیرد. دست آخر، در منطقه موج یا منطقه تابش که $kr \gg 1$ می باشد، میدان تابش که با معادلات (۳-۱۸) و (۳-۱۹) داده شده است، مورد استفاده قرار می گیرد. تابش در این منطقه، به عنوان تابش دو قطبی الکتریکی شناخته می شود.

میدان در منطقه موج انرژی را از دو قطبی هرتزی به سمت خارج منتقل می کند. با استفاده از معادلات (۳-۱۸) و (۳-۱۹) ملاحظه می کنیم که بردار پوینتینگ عبارت است از:

$$\mathbf{N} = \mathbf{E} \wedge \mathbf{H} = \mathbf{i}_r \frac{\mu_0 \rho_0^2 \omega^4 \sin^2 \theta \cos^2[\omega(t - r/c)]}{16\pi^2 cr^2}$$

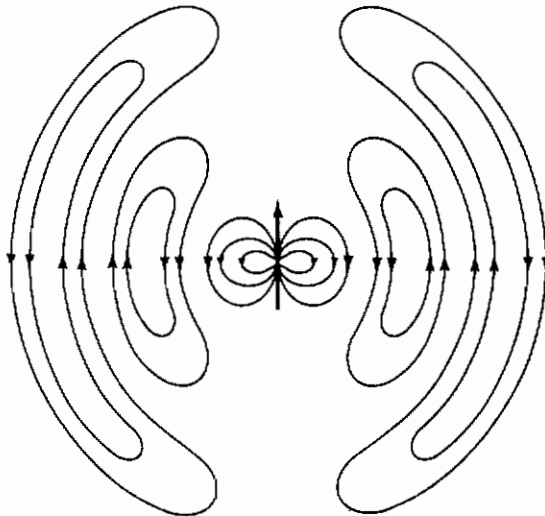
این شارش انرژی بطور شعاعی به سمت خارج متوجه است، و وابستگی زاویه ای $\sin^2 \theta$ را دارد که در شکل (۳-۶) نشان داده شده است. توجه کنید که هیچ تابشی در راستای جهت نوسان

دو قطبی گسیل نمی شود. متوسط زمانی شارش انرژی در راستای θ عبارت است از:

$$\bar{N} = \hat{i}_r \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4 \sin^2 \theta}{32 \pi^2 c r^2}. \quad (20-3)$$

از انتگرال گیری عبارت فوق بر روی سطح کره ای به شعاع r در می یابیم که توان متوسط کل تابش شده در تمام جهات، عبارت است از:

$$P = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{12 \pi c}. \quad (21-3)$$



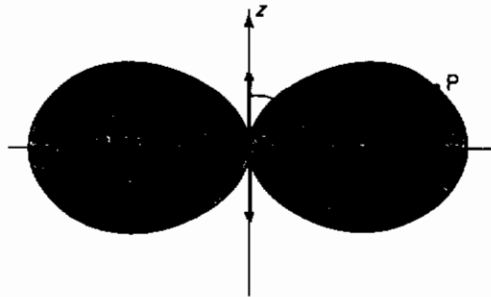
شکل ۳-۵- میدان الکتریکی دو قطبی هرتزی، وقتی که $\omega t = 2\pi$ است. پیکان درمبدأ، راستای گشتاور دو قطبی را نشان می دهد. میدان دارای تقارن استوانه ای حول محور قائمی است که در راستای گشتاور دو قطبی است.

در این مرحله، باید بررسییم که چگونه یک دو قطبی هرتزی در عمل به واقعیت می پیوندد، و چگونه توان داده شده به دو قطبی می تواند میدان تابش را حفظ کند. یک طریقه انجام این کار، در شکل (۳-۷) نشان داده شده است. طول سیمهایی که دو قطبی را تشکیل می دهند، خیلی کمتر از طول موجی است که تابش می گردد، و فرض می شود دو سیمی که جریان را به دو قطبی وارد

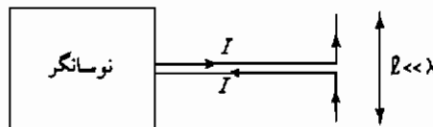
و از آن خارج می کنند آن قدر به یکدیگر نزدیکند که تأثیری در میدان تابش نمی گذارند. البته توان تابش شده به وسیله دو قطبی باید توسط مدار نوسانگر، تأمین شود. اگر این مدار جریان $I (= -I_0 \sin \omega t)$ را به مقاومت R بدهد، توان لازم، توان تلف شده در مقاومت یعنی، $\frac{1}{2} I_0^2 R$ خواهد بود. با مساوی قرار دادن این توان با توان داده شده توسط معادله (۳-۲۱)، ملاحظه می کنیم تا وقتی نوسانگر، مورد نظر است، دو قطبی معادل یک مقاومت به صورت زیر است:

$$R = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{6\pi c I_0^2} = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (۳-۲۲)$$

عبارت فوق، به عنوان مقاومت تابش دو قطبی شناخته می شود که دارای مقدار عددی $790(l/\lambda)^2$ اهم است.



شکل ۳-۶- نمودار قطبی که وابستگی زاویه‌ای شارش انرژی را برای یک دو قطبی هرتزی نشان می دهد. توان تابش شده در راستای θ ، متناسب با طول OP (و مستقل از زاویه سمتی ϕ) است.



شکل ۳-۷- یک دو قطبی هرتزی ساده که به وسیله یک نوسانگر تغذیه می شود

۳-۱-۳ دو قطبی مغناطیسی و تابش چهار قطبی الکتریکی

تابشی که ما در بخش قبل مطالعه کردیم، تابش دو قطبی الکتریکی تولید شده توسط یک دو قطبی الکتریکی نوسانی است. در فصل ۴ خواهیم دید که این تابش مربوط به فوتوهای است که یک واحد اندازه حرکت زاویه ای (\hbar) را به همراه دارد؛ و بنابراین، گاهی اوقات به عنوان تابش E1 نام برده می شود. دو قطبهای مغناطیسی نوسانی نیز می توانند تابش الکترومغناطیسی خروجی کلاسیکی تولید کنند، که به تابش دو قطبی مغناطیسی (یا تابش M1) موسوم است. برای مثال، فرض کنید دو قطبی مغناطیسی به شکل حلقه دایره ای به مساحت A باشد، که عمود بر سطح در راستای z بوده، حامل جریان نوسانی $I_0 \cos \omega t$ است. با این ترتیب، گشتاور دو قطبی مغناطیسی، عبارت است از:

$$\mathbf{M} = iM_0 \cos \omega t,$$

که:

$$M_0 = AI_0. \quad (23-3)$$

چون حاملهای بار، دوبه دوبه، به دور حلقه توزیع شده اند، گشتاور دو قطبی الکتریکی ندارند؛ و لذا نمی توانند تابش E1 گسیل کنند. می توان نشان داد که توزیع فوق، میدان تابش زیر را تولید می کند (به کتاب جکسون^۱ مراجعه شود):

$$\mathbf{E}^{(M1)} = \mathbf{i}_\phi \frac{\mu_0 M_0 \omega^2 \sin \theta}{4\pi cr} \cos(\omega t - kr) \quad (24-3)$$

و

$$\mathbf{B}^{(M1)} = \mathbf{i}_\phi \frac{\mu_0 M_0 \omega^2 \sin \theta}{4\pi c^2 r} \cos(\omega t - kr). \quad (25-3)$$

از این رو، نقش \mathbf{E} و \mathbf{B} نسبت به میدان دو قطبی الکتریکی، تعویض پذیر است؛ و راستای قطبش تابش بر راستای دو قطبی مغناطیسی، عمود است. توان متوسط کل تابش شده، عبارت است از:

$$P^{(M1)} = \frac{\mu_0 M_0^2 \omega^4}{24 \pi c^3}. \quad (26-3)$$

اگر دامنه جریان I_0 نوسان کننده دو قطبی مغناطیسی همانند دو قطبی هرتزی باشد، نسبت توانهای آنها چنین می شود:

$$\frac{P^{(M1)}}{P^{(E1)}} = 2\pi^2 \left(\frac{A}{\lambda l} \right)^2 \quad (27-3)$$

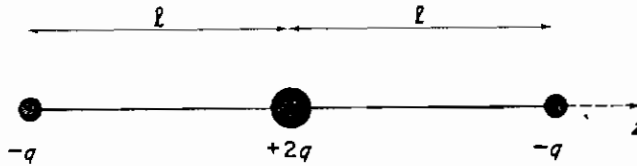
که چنانچه ابعاد دو قطبها خیلی کمتر از λ باشد، مقدار عبارت فوق خیلی کمتر از واحد است. به این دلیل، معمولاً تراگیسیل امواج رادیویی از یک آنتن دو قطبی الکتریکی بازدهی بیشتری نسبت به تراگیسیل به وسیله آنتن حلقوی دارد. استدلال مشابهی را نیز می توان بطور کیفی برای تابش گسیل شده توسط اتمهای تحریک شده، به کار برد؛ زیرا طول موجهای گسیل شده خیلی بزرگتر از ابعاد اتمی می باشند؛ و تابش معمولاً ماهیت دو قطبی الکتریکی دارد (به فصل ۴ مراجعه شود).

در اصل، امکان دارد تابش الکترومغناطیسی کلاسیکی تولید کرد، که نه تابش E1 و نه تابش M1 باشد. مثلاً، سیستم بارهای نشان داده شده در شکل (۳-۸) در همه زمانها دارای گشتاور دو قطبی الکتریکی و گشتاور دو قطبی مغناطیسی صفر است. بنابراین، سیستم نمی تواند تابش E1 یا M1 تولید کند. مع ذلک، حتی وقتی بارها ساکنند، میدان الکتریکی ناشی از این سیستم، صفر نیست. این سیستم را می توان به صورت دو دو قطبی الکتریکی با گشتاورهای مساوی ولی مخالف، در نظر گرفت که انتهای آنها بر هم قرار دارد. چون دو قطبها بر روی هم قرار نگرفته اند، میدان متجه، صفر نیست. گفته می شود که این نوع سیستم دارای یک گشتاور چهار قطبی الکتریکی است. دو دو قطبی که پهلو به پهلو هم قرار گیرند، دارای اثر مشابهی است (به مسأله (۳-۳) مراجعه شود). بزرگی گشتاور چهار قطبی الکتریکی برای بارهای نشان داده شده در شکل، عبارت است از:

$$Q = \sum_i q_i (3z_i^2 - r_i^2) = 4ql^2$$

که z_i موضع بار i ام است که از مرکز سیستم اندازه گیری می شود (که در این حالت،

عبارت است از موضع بار ثابت)، و l فاصله بین بار ثابت و هر کدام از بارهای متحرک است (برای تعریف گشتاور چهار قطبی الکتریکی، به کتاب جکسون رجوع شود). سیستم در حال نوسان تابش چهار قطبی الکتریکی گسیل می کند. اگرچه هنوز فوتونها دارای یک اندازه حرکت زاویه ای ذاتی با یک واحد (\hbar) هستند، آنها اندازه حرکت اضافی نسبت به منبع را به خارج منتقل می کنند، و یک اندازه حرکت زاویه ای کل تابش شده تا ۲ برابر واحد به ازای هر فوتون به دست می دهد (به فصل ۴ مراجعه شود). بنابراین، تابش چهار قطبی الکتریکی، اغلب تابش E2 نامیده می شود.



شکل ۳-۸- دستگاهی از بارها که گشتاور چهار قطبی غیرصفر دارند. اگر دو بار $-q$ حول نقطه مبانی و در راستای z بطور سینوسی نوسان کنند، دستگاه تابش چهار قطبی الکتریکی گسیل می کند.

برای یک سیستم دارای گشتاور چهار قطبی نوسانی $Q_0 \cos \omega t$ (که می تواند بجای نوسان مواضع بارها از طریق تغییر سینوسی در مقدار آنها حاصل شود)، میدان تابش عبارت است از:

$$\mathbf{E}^{(E2)} = -\mathbf{i}_\theta \frac{\mu_0 \omega^3 Q_0 \sin \theta \cos \theta}{16\pi c r} \cos(\omega t - kr), \quad (28-3)$$

$$\mathbf{B}^{(E2)} = -\mathbf{i}_\phi \frac{\mu_0 \omega^3 Q_0 \sin \theta \cos \theta}{16\pi c^2 r} \cos(\omega t - kr). \quad (29-3)$$

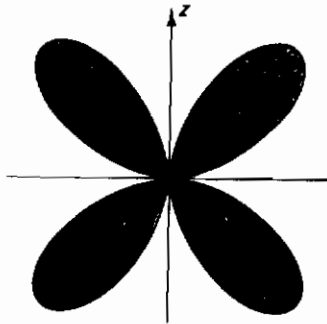
توان تابش شده در زاویه θ نسبت به محور z متناسب با $\sin^2 \theta \cos^2 \theta$ (به شکل (۳-۹) مراجعه شود) است، و توان متوسط کل تابش شده برابر است با:

$$P^{(E2)} = \frac{\mu_0 \omega^6 Q_0^2}{960 \pi c^3}. \quad (3-30)$$

این توان خیلی کوچکتر از توان یک دو قطبی هرتزی با همان دامنه بار q_0 و بعد مشخصه l است، زیرا:

$$\frac{P^{(E2)}}{P^{(E1)}} = \frac{\pi^2 Q_0^2}{20 \lambda^2 p_0^2} = \frac{\pi^2}{5} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2. \quad (3-31)$$

شکلهای پیچیده تر دیگر تابش نیز وجود دارد (E3، M2، M3 و غیره، به قسمت (۴-۵) مراجعه شود).



شکل ۳-۹- نمودار قطبی توان تابش شده توسط چهار قطبی الکتریکی نوسانی، که در شکل (۳-۸) نشان داده شده است. توان در زاویه θ نسبت به محور z با $\sin^2 \theta \cos^2 \theta$ متناسب می باشد، و از راستای سمتی ϕ مستقل است.

۳-۱-۴ تابش حاصل از یک بار متناوب

در شکل (۳-۳) دیدیم که میدان الکتریکی در موضع \mathbf{r} و زمان t به موضع قبلی $\mathbf{r}'(t-\tau)$ بار نقطه ای بستگی دارد که میدان را ایجاد می کند، که:

$$s = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'(t - \tau)| = c\tau.$$

«زمان تأخیری» t_r که در آن، میدان در \mathbf{r} و t از موضع «تابش» می شود، عبارت است از:

$$t_r = t - \frac{s(t, t_r)}{c} \quad (3-32)$$

در این جا ما $s(t, t_r)$ را برای s نوشته ایم تا تأکید کنیم که به t و t_r بستگی دارد. همانند مورد میدان یک دوقطبی هرتزی، میدان تابش شده توسط یک بار شتابدار شامل میدانهای کوتاه برد (دارای وابستگیهای فاصله ای s^{-2} و s^{-1})، همراه با یک میدان تابشی است که برحسب فاصله، به صورت s^{-1} تغییر می کند. هرگاه حرکت ذره غیرنسبیتی باشد (یعنی؛ وقتی سرعتش خیلی کوچکتر از c باشد)، شدت میدان مغناطیسی و کشسانی این میدان تابشی، چنین داده می شود (جکسون را ببینید).

$$\mathbf{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\dot{\mathbf{i}}_s \wedge (\dot{\mathbf{i}}_s \wedge \mathbf{a})}{s} \quad (3-33)$$

و:

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} \dot{\mathbf{i}}_s \wedge \mathbf{E}. \quad (3-34)$$

در این جا \mathbf{a} شتاب است

$$\mathbf{a} = \frac{d^2 \mathbf{r}'(t_r)}{dt_r^2},$$

و $\dot{\mathbf{i}}_s$ برداری است که در راستای s است [به شکل (3-10) مراجعه شود]. چون $(\dot{\mathbf{i}}_s \wedge \mathbf{a})$ عمود بر \mathbf{a} است، مشاهده می گردد که $\dot{\mathbf{i}}_s \wedge (\dot{\mathbf{i}}_s \wedge \mathbf{a})$ دارای مؤلفه ای موازی با \mathbf{a} است؛ و لذا میدان الکتریکی در صفحه ای که شامل $\dot{\mathbf{i}}_s$ و \mathbf{a} می باشد، قطبیده است.

عبارت دیگری که گاهی اوقات مفید به نظر می رسد [که همان میدان تابش دور برد را به دست می دهد ولی در بر گیرنده میدانهای متغیر برحسب s^{-2} نیز می باشد، به مسأله (3-4) مراجعه شود] عبارت است از:

$$\mathbf{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{d^2 \mathbf{i}_r}{dt^2} \quad (3-35)$$

[و B همچنان با معادله (۲-۳۸) داده می شود].

عبارتهای (۳-۳۳) و (۳-۳۴) را می توان با محاسبه پتانسیلهای تأخیری ϕ و \mathbf{A} برای ذره متحرک، به دست آورد. این پتانسیلها عبارتند از:

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 s} \frac{1}{1 - \mathbf{i}_s \cdot \mathbf{v}/c} \quad (3-36)$$

و:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0 q}{4\pi s} \frac{\mathbf{v}}{1 - \mathbf{i}_s \cdot \mathbf{v}/c} \quad (3-37)$$

که \mathbf{v} (مساوی $d\mathbf{r}'(t)/dt$) سرعت ذره است. این پتانسیلهای تأخیری ذره منفرد به پتانسیلهای لی نارد-وی شرت^۱ موسوم است. این پتانسیلها برای مقادیر v نسبتی و همچنین غیرنسبتی به کار می روند. پتانسیل ϕ وقتی v/c خیلی کوچک است، به صورت پتانسیل آشنای کولمبی، درمی آید.

معادله (۳-۳۵) نقطه شروع مناسبی برای یافتن توان تابش شده توسط یک بار شتابدار غیرنسبتی با مقدار $\pm e$ است. اگر زاویه بین \mathbf{i}_s و شتاب \mathbf{a} ، θ باشد، مطابق شکل (۳-۱۰)، حاصل ضرب $\mathbf{i}_s \wedge (\mathbf{i}_s \wedge \mathbf{a})$ دارای مقدار زیر است:

$$|\mathbf{i}_s \wedge (\mathbf{i}_s \wedge \mathbf{a})| = a \sin \theta.$$

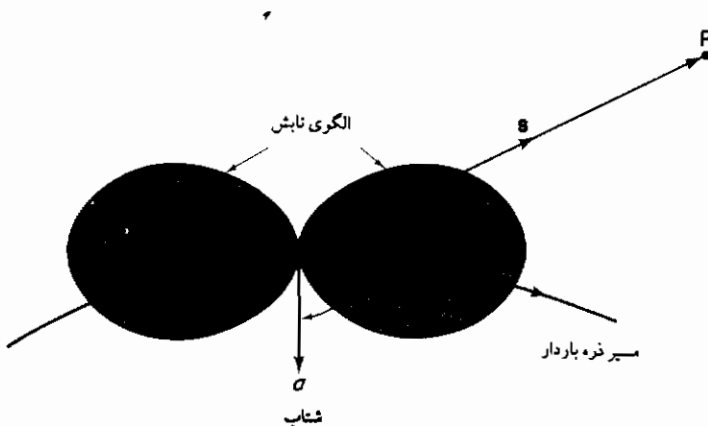
از این رو، با استفاده از عبارت (۲-۴۱) برای بردار پویتینگ \mathbf{N} ، پیدا می کنیم که در فاصله s ،

$$N(\theta) = \epsilon_0 c E^2 = \frac{e^2 a^2 \sin^2 \theta}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3 s^2}.$$

این وابستگی زاویه ای، در شکل نشان داده شده است. توان کل تابش شده برابر است با:

$$P = \int N(\theta) s^2 \sin \theta \, d\theta \, d\phi = \frac{e^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \quad (3-38)$$

که به فرمول لارمور^۱ مشهور است.



شکل ۳-۱۰- نقش تابش یک بار شتابدار غیرنسبیتی

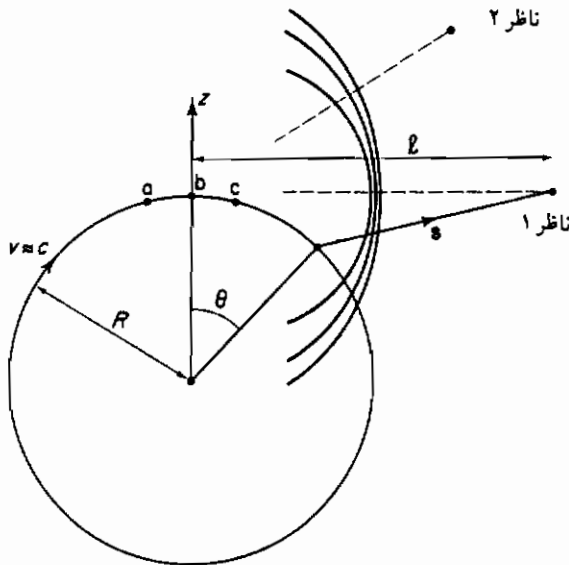
۳-۱-۵ تابش سنکروترون

مثال مهم دیگری از تابش بار شتابدار، عبارت است از تابش گسیل شده توسط یک ذره باردار که با تندی نسبی در مسیر دایره‌ای حرکت می‌کند. این نوع حرکت، در شتاب دهنده‌های سنکروترونی رخ می‌دهد که برای تولید یا ذخیره سازی الکترونها پُر انرژی به کار می‌رود. همان‌طور که در شکل (۳-۱۱) نشان داده شده است، ذرات بطور پیوسته به سمت مرکز مدارشان شتابدار می‌شوند (به وسیله یک میدان مغناطیسی). چون ذرات با سرعتی نزدیک به سرعت تابشی که تولید می‌کنند در حرکتند، این تابش، تمایل به تشکیل یک موج ضربه‌ای در راستای حرکت ذرات دارد. بنابراین، هنگامی که ذره (یا دسته ذرات) به سمت ناظر مستقیماً حرکت می‌کند، تپ کوتاهی از تابش را در هر گردش دریافت می‌کند. بین این تپها، تابش دریافتی دارای شدت بسیار پایینی است. منابع دیگر تابش سنکروترون نیز شناخته شده است،

1- Larmor's formula

برای مثال، وقتی مسیرهای ذرات پرتو کیهانی پُر انرژی توسط میدانهای مغناطیسی میان ستاره ای خم می شوند، این نوع تابش ایجاد می گردد.

ما می توانیم درک کیفی از خواص تابش سنکروترون را با ملاحظه حالت خاصی به دست آوریم که در آن، ذره ای با بار e با سرعت $0.999c$ (در مورد الکترونها، انرژی $11/4$ میلیون الکترون ولت است) در مداری به شعاع R ، مساوی یک متر و به فاصله l برابر 30 متر بین ناظر و نقطه b نشان داده شده در شکل، حرکت می کند. ما می دانیم که برای هر موضع زاویه ای θ ، زمان t_1 برابر $\theta R/c$ است (به شرطی که صفر زمانی به ازای $\theta = 0$ اختیار شود)، و می توانیم فاصله s بین ذره و ناظر را محاسبه کنیم. بنابراین، زمان t_1 که طی آن، تابش تولید شده به ناظر می رسد (یعنی $t_1 = t_2 + s/c$) سهولت قابل محاسبه است. جدول (۳-۱) برخی از مقادیر این کمیتها را نشان می دهد (تنها مقادیر مثبت نشان داده شده است؛ زیرا t_1 ، t_2 و (t_1) هر سه تقریباً حول صفر، مقارنند).



شکل ۳-۱۱- شکل فوق، سه جبهه موج گسیل شده را وقتی که ذره باردار نسبتی

در سه موضع مشخص a ، b ، c قرار دارد، نشان می دهد. جبهه های موج تقریباً در همان زمان با ارائه بکتاب تابش کوتاه و شدید به ناظر ۱ می رسد. ناظر ۲ این اثر انباشت را در همان زمان نمی بیند. شکل، همچنین کمیتهای R ، θ ، s و l مورد استفاده در جدول (۳-۱) را نشان می دهد.

جدول ۳-۱- مقادیر موضع زاویه‌ای θ ذره نشان داده شده در شکل (۳-۱۱)، زمان t_1 ، زمانی است که ذره دارای این موضع است، زمان t_2 ، زمانی است که انرژی تابش شده توسط ناظر واقع در نقطه‌ای به فاصله l از نقطه b مدار (به شکل مراجعه شود) دریافت می‌شود، و $(i_1)_z$ مؤلفه z ، i_1 است. ثابت زمانی l/c از t_1 کسر شده است.

θ	t_1	$t_1 - \frac{l}{c}$	$(i_1)_z$
0	0	0	0
1×10^{-2}	0.33×10^{-10}	0.34×10^{-13}	0.17×10^{-5}
2	0.67	0.71	0.67
3	1.00	1.15	1.50
4	1.33	1.69	2.67
5	1.67	2.36	4.17

با توجه به جدول، ملاحظه می‌شود که تابش در فاصله زمانی Δt_1 دریافت می‌گردد که خیلی کوتاهتر از فاصله زمانی Δt_1 می‌باشد که طی آن تابش ایجاد شده است. این تغییر در مقیاس زمانی به ازای $t_1 = 0$ بیشترین مقدار را هنگامی دارد که:

$$\left(\frac{dt_1}{dt_1}\right)_{t_1=0} = 1 - \frac{v}{c} = 0.001.$$

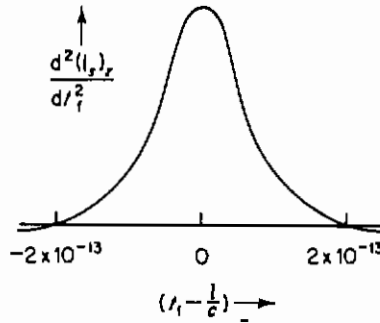
ناظر مشاهده می‌کند که راستای i_1 خیلی سریع در مقیاس زمانی خودش t_1 ، تغییر می‌کند. شتاب $d^2 i_{sz} / dt_1^2$ در شکل (۳-۱۲) نشان داده شده است. میدان تابشی، متناسب با این شتاب است [معادله (۳-۳۵) را ببینید] و بنابراین، طول τ تابش دریافت شده توسط ناظر تقریباً برابر 4×10^{13} ثانیه است. این زمان، بسیار کوتاهتر از فاصله زمانی بین تپهاست که عبارت است از:

$$T = \frac{2\pi R}{v} = 1.9 \times 10^{-8} \text{ s.}$$

تپهای کوتاه تابشی، شامل گستره وسیعی از بسامدها و طول موجهاست. ما می‌توانیم توزیع بسامد را با تجربه و تحلیل فوریه‌ای تپ نشان داده شده در شکل (۳-۱۲) به دست آوریم. دامنه مؤلفه بسامد ν متناسب است با:

$$F(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cos(2\pi\nu t) dt, \quad (3-39)$$

که $f(t)$ وابستگی زمانی نشان داده شده در شکل است (تابع کسینوس به کار می رود؛ زیرا، $f(t)$ حول $t=0$ متقارن است). برای بسامدهایی که خیلی بزرگتر از $1/\tau$ هستند، انتگرالده معادله (3-39) در زمان τ و به ازای $F(\nu)$ کوچک نوسانهای بسیاری انجام می دهد. از طرف دیگر، برای مقادیر کوچک ν ($\ll 1/\tau$) تب تقریباً معادل تابع دلتاست که دامنه های فوریه ای آن مستقل از ν است. در مثال حاضر، بسامد $1/\tau$ دارای مقداری حدود $10^{11} \times 2/5$ هرتز می باشد که با طول موجی حدود 10^{-2} متر مطابقت دارد. بنابراین، نتیجه می گیریم که تابش سنکروترون در این مثال تقریباً «سفید» (یعنی، دارای $F(\nu)$ تقریباً ثابتی است) به ازای $\nu \leq 2.4 \times 10^{12}$ هرتز (متر $\lambda \geq 10^{-4}$) است، و به ازای بسامدهای بالاتر (طول موجهای کوتاهتر) دارای شدت خیلی کمتری است.



شکل 3-12 - وابستگی $d^2 I_0 / d\Omega^2$ به t_1 برای مثالی که در شکل (3-11) تعریف شد

این نتایج، از طریق یک محاسبه دقیق حاصل می شود؛ که در آن، آثار کوانتومی و نسبیتی همچنان که در شکل (3-13) نشان داده شده است، باید به حساب بیایند (به کتاب جکسون مراجعه شود). توان کل تابش شده در فاصله بسامدی ν تا $\nu + d\nu$ توسط یک الکترون یا پروتون، تنها با انرژی کل:

$$E = \gamma m_0 c^2,$$

که در آن m_0 جرم در حال سکون ذره می باشد، عبارت است از $P(x) dx$ که :

$$x = v/v_c,$$

و بسامد «بحرانی» ν_c به صورت زیر، تعریف می شود :

$$\nu_c = \frac{3c\gamma^3}{4\pi R}. \quad (40-3)$$

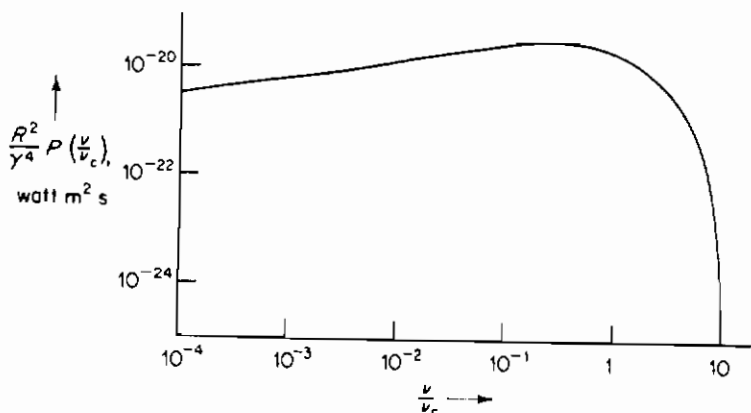
در مثال حاضر، ν_c دارای مقدار $10^{17} \times 0.8$ هرتز است. بنابراین، از شکل مشاهده می کنیم که بیناب توان به ازای بسامد بالا حدود 3×10^{12} هرتز بطور نسبتاً تیزی قطع می شود، که با تخمین قبلی مان توافق دارد. طول موج مربوط به ν_c عبارت است از :

$$\lambda_c = \frac{4\pi R}{3\gamma^3}. \quad (41-3)$$

توان کل تابش شده به ازای تمام بسامدها متناسب با γ^4/R^2 است. در حد γ ی خیلی بزرگ مقدار آن عبارت است از :

$$P = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{\gamma^4}{R^2}, \quad (42-3)$$

که ملاحظه می شود همان توان لارمور^۱ می باشد [معادله (۳۸-۳)] با $a = c^2/R$ که در γ^4 ضرب شده است. این توان می تواند نسبتاً بزرگ باشد. برای مثال، حلقه انبساط الکترونی 2 GeV در دارزیری^۲ انگلستان دارای شعاع خمیدگی ۵/۵۶ متر است، و لذا هر الکترون توان 3.51×10^{-7} وات را تابش می کند، که اگر بطور مداوم شتابدار نشود، موجب می گردد انرژی برابر ۰/۲۶ MeV در هر گردش از دست بدهد. وقتی جریان ذخیره شده ۱ آمپر است، توان کلی که باید برای جبران اتلاف تابش تأمین گردد بیش از ۰/۲۵ MW است. مقدار γ_c برای این حلقه انبساط ۰/۳۹ nm است که با $h\nu = 3.2$ keV مطابقت دارد. بنابراین، تابش گسیل شده کاملاً به ناحیه پرتو ایکس سخت گسترش می یابد [به شکل (۱-۱)] مراجعه شود، که بدین معنی است که این تابش و منابع مشابه در گستره وسیعی از مطالعات فوق العاده مفید هستند].



شکل ۳-۱۳ $P(x) dx$ که $x = v/v_c$ ، عبارت است از توان تابش شده در فاصله بسامدی v تا $v + dv$ توسط یک الکترون که با انرژی $\gamma m_0 c^2$ در مداری به شعاع R می‌چرخد. بسامد بحرانی ν_0 مساوی است با $3c\gamma^3 / (4\pi R)$. توان P در R^2/v^4 ضرب شده است تا یک تابع جهانی را به دست دهد. این منحنی از کار دی. اج. تومبلیان^۱ و پی. ال. هارتمن^۲ (مجله *physical Review*، جلد ۱۰۲، سال ۱۹۵۹، صفحه ۱۴۲۳) که به نوبه خود از کار اصلی ج. شوینگر^۳ (*physical Review*، جلد ۷۵، سال ۱۹۵۹، صفحه ۱۹۱۲) به دست آمده است.

همان گونه که قبلاً اشاره شد، تابش سینکروترون هنگامی گسیل می‌شود که الکترونها ی پر انرژی از میان میدانهای الکتریکی میان ستاره ای می‌گذرد. مثلاً، برای انرژی 10^6 eV و میدان 10^{-8} Wm^{-2} ، شعاع مداری تقریباً $3 \times 10^{11} \text{ m}$ است، که از نظر مقایسه ای در یک مقیاس کیهانی کوچک است. معادله (۳-۴۱) طول موجی بحرانی از مرتبه 20 cm به دست می‌دهد. چنین منابع با نوار پهن برای بسیاری از امواج رادیویی و ماکروویو توسط ستاره شناسان رادیویی یافت شده است.

دلیل کیفی بر مبنای شکل (۳-۱۱) به ما نشان می‌دهد که تابش تمایل به گسیل در راستایی به سمت جلو و مماس بر مدار ذره دارد. محاسبات تفصیلی بیشتر، نشان می‌دهد که این تابش به مخروط باریکی با نیم زاویه:

1- D. H. Tombouliau

2- P. L. Hartman

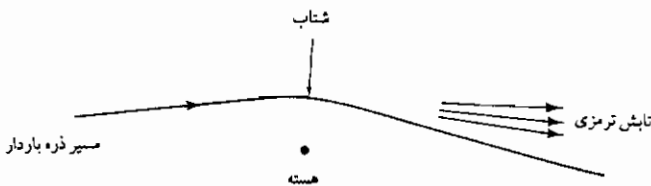
3- J. Schwinger

$$\theta_{1/2} \sim \frac{m_0 c^2}{E}. \quad (۴۳-۳)$$

محدود می شود. برای مثال، در حلقهٔ انبارهٔ دارزبری این زاویه $10^{-3} \times ۲,۶$ رادیان ($۰,۸۸'$) است. خاصیت دیگر تابش، آن است که تقریباً بطور کامل در صفحهٔ مدار قطبیده است [به معادلهٔ (۳۳-۳) مراجعه شود].

۳-۱-۶ تابش ترمزی^۱

یک ذرهٔ باردار در حین عبور از محیط، به چندین روش مختلف با اتمها و هسته های محیط اندرکنش می کند، که یکی از آنها همان گونه که در شکل (۳-۱۴) نمایش داده شده است، انحراف ذره به وسیلهٔ میدانهای کولمبی هسته های است که ذره از نزدیکی آن، می گذرد. شتاب ذره همانند مورد تابش سینکروترونی، موجب گسیل تابش می شود. تابش گسیل شده به نام تابش برمشترالونگ (کلمهٔ آلمانی به معنی تابش ترمزی) موسوم است.



شکل ۳-۱۴- تولید تابش ترمزی در خلال شتاب گرفتن یک ذرهٔ باردار (جرم M ، بار $Z_1 e$) در میدان یک هسته (بار $Z_2 e$).

شتاب یک ذرهٔ به جرم M و بار $Z_1 e$ در میدان کولمبی یک هسته با بار $Z_2 e$ متناسب است با $Z_1 Z_2 / M$ (با فرض این که M خیلی کوچکتر از جرم هسته است) بنابراین، از معادلهٔ (۳-۳۵) نتیجه می شود که شدت تابش شده با $Z_1^4 Z_2^2 M^2 = Z_1^2 (Z_1 Z_2 / M)^2$ متناسب است. البته ثابت تناسب، و همچنین گسترهٔ بسامد تابش، به کوتاهی فاصلهٔ برخورد بستگی دارد. انرژی

تابش شده توسط ذره منجر به کاهش در انرژی جنبشی آن می شود، و به نوبه خود، موجب کند شدن ذره بار دار در حین عبور از محیط می گردد. این فرآیند اتلاف انرژی، هنگامی که جرم ذره کوچک (یعنی، برای الکترونها) است، و وقتی محیط شامل اتمهایی با عدد اتمی زیاد است، بیشترین اهمیت را دارد. برای مثال، این اتلاف، منبع مهمی از اتلاف توان در پلاسماهای حاوی یونهای با عدد اتمی زیاد است و شیوه غالب اتلاف انرژی برای الکترونها با انرژی بالا ($\geq 1 \text{ GeV}$) است که از درون ماده می گذرد.

محاسبه کلاسیکی با استفاده از روشهای مشروحه فوق، نشان می دهد که وقتی ذره فرودی از نزدیکی یک هسته می گذرد، شتاب می تواند آن قدر بزرگ باشد تا انرژی کل تابش شده در هر انحراف، بزرگتر از انرژی جنبشی کل ذره K باشد. آشکارا چنین اتفاقی غیرممکن است. مع ذلک، این امر برای فوتون تنها که تقریباً همه انرژی قابل دسترس را با خود می برد، ممکن است. در این مورد فوتون دارای بسامد K/h و طول موج:

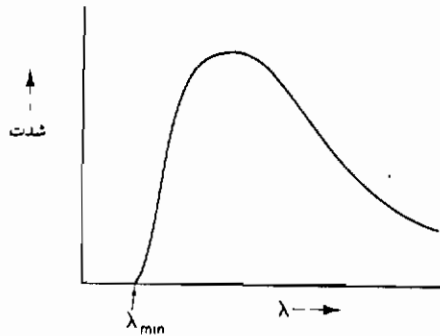
$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{K}. \quad (3-44)$$

است. بنابراین، این کوتاهترین طول موجی است که دریناب پرتو ترمزی وجود دارد. وقتی ذره مورد نظر یک الکترون شتابدار در لوله پرتو ایکس باشد، انرژی آن eV است که V اختلاف پتانسیل دو سر لوله است، و از این رو، معادله (3-44) چنین می شود،

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eV}. \quad (3-45)$$

هنگامی که برای نخستین بار بطور تجربی این رابطه کشف شد، به عنوان نتیجه بدیهی وجود فوتونها مد نظر قرار نگرفت، بلکه به عنوان قانونی جدید و توصیف نشده، مطرح گردید (به فصل ۱ مراجعه شود).

محاسبات دقیق (که باید آثار پیمانه ای را شامل شود) نشان می دهد که توزیع شدت به ازای تمام طول موجها، دارای شکل کلی نشان داده شده در شکل (3-۱۵) است. معمولاً خطوط «مشخصه» پرتو ایکس اتمهایی که توسط فرآیند فتوالکتریک برانگیخته و یونیزه شده اند، به بیناب پیوسته فوق، افزوده می شود [به قسمت (8-2-4) مراجعه شود].



شکل ۳-۱۵- بیناب پیوسته پرتو ترمزی

۳-۱-۷ تابش اتم کلاسیکی

پس از کشف الکترون، اما قبل از ظهور نظریه کوانتومی ماده و تابش، درک این که چرا اتمها در حالت‌های پایه پایدارند، امکان نداشت. تصور می‌شد که الکترونها در یک اتم باید در حرکت باشند، همان گونه که قبلاً دیده ایم این فرض دلالت دارد بر این که الکترونها باید بطور پیوسته، از طریق تابش، انرژی خود را از دست بدهند. این امر، موجب می‌شود که انرژی کل اتم چندان تقلیل یابد که همه الکترونها در هسته فرو ریزند. در حال حاضر، جواب این معماً کاملاً شناخته شده است، بدین معنی که با توجه به طبیعت موجی الکترون، لازم است اتم فقط در ترازهای انرژی گسسته معینی وجود داشته باشد، و از آن جا که ممکن نیست اتم در پایین ترین تراز، بتواند انرژی بیشتری از دست بدهد، این تراز پایدار است. مع هذا، در این جا آموزنده است که اتم را به صورت کلاسیکی در نظر بگیریم، چون که این امر، مفاهیم طول عمر و پهنای خطوط بیناب را معرفی خواهد کرد؛ و همچنین شاید تعجب انگیزتر، تخمین قابل اعتمادی از مرتبه بزرگی این کمیتها به ما خواهد داد. همچنین این الگو، مفید بودنش را در بحث ضریب شکست در بخش (۳-۲-۲) به ثبوت خواهد رساند.

اتم کلاسیکی در ساده ترین شکلش شامل یک الکترون تنهاست که با یک بسامد نوسان می‌کند. نوسان ممکن است حرکت هماهنگ ساده خطی یا حرکت یکنواخت در یک مدار دایره ای باشد (با بطور کلی تر، حرکت سیاره ای در یک مدار بیضی شکل) این نوع الگو گاهی اوقات اتم لورنتز نامیده می‌شود. نیروی بازگرداننده ای که بر روی الکترون اثر می‌کند ترکیبی از

نیروی کولمبی ناشی از بقیه اتم و نیروی غیرالکتریکی با منشأ نامعین است (در حقیقت، این «نیرو» از قیدهایی ناشی می شود که به سبب طبیعت موجی الکترون وارد می شود، و هنوز در اصل منشأ آن الکتریکی است). نیروی ترکیبی متناسب با جا به جایی الکترون نسبت به مرکز اتم است، و بنابراین معادله حرکت الکترون در صورتی که در طول خط مستقیم نوسان کند، عبارت است از:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + ax = 0.$$

البته حل معادله فوق، چنین است:

$$x = x_0 e^{i(\omega_0 t + \phi)},$$

که $\omega_0 = (a/m)^{1/2}$ بسامد زاویه ای طبیعی نوسان است. اما، اتلاف توان توسط تابش، این حرکت هماهنگ ساده را مختل می کند، و موجب میرایی آن می شود. از فرمول لارمور (۳-۳۸) ملاحظه می کنیم که آهنگ اتلاف انرژی، عبارت است از:

$$P = \frac{e^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} = \frac{e^2 \omega_0^4 x_0^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} e^{2i(\omega_0 t + \phi)}. \quad (۳-۴۶)$$

حال اگر این اتلاف انرژی بجای تابش به علت نیروی میرایی F وارده بر الکترون صورت پذیرد، آهنگ اتلاف، عبارت خواهد بود از آهنگ کار انجام شده در مقابل نیرو، یعنی:

$$P = F \frac{dx}{dt} = F j \omega_0 x_0 e^{i(\omega_0 t + \phi)}. \quad (۳-۴۷)$$

حال از مقایسه (۳-۴۶) و (۳-۴۷) می توانیم بنویسیم:

$$F = -\frac{j e^2 \omega_0^3 x_0}{6\pi\epsilon_0 c^3} e^{i(\omega_0 t + \phi)} = -\frac{e^2 \omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \frac{dx}{dt}. \quad (۳-۴۸)$$

این نیرو اتلاف تابش را نشان می دهد که به عنوان واکنش تابشی موسوم است. وجود این نیرو سبب می شود که معادله حرکت الکترون، به صورت زیر تصحیح شود:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + m\gamma \frac{dx}{dt} + m\omega_0^2 x = 0, \quad (۳-۴۹)$$

که ثابت واپاشی (یا ثابت میرایی) γ با رابطه زیر داده می شود :

$$\gamma = \frac{e^2 \omega_0^2}{6\pi \epsilon_0 m c^3} \quad (50-3)$$

معادله (۳-۴۹)، معادله شناخته شده برای یک نوسانگر هماهنگ میراست. از آن جا که γ در مقایسه با ω_0 بسامد میرایی که تقریباً همان بسامد غیر میراست، قابل اغماض می باشد، حل معادله عبارت است از :

$$x = x_0 e^{-\gamma t/2} e^{i(\omega_0 t + \phi)} \quad (51-3)$$

وابستگی زمانی جزء حقیقی x ،

$$x_r = x_0 e^{-\gamma t/2} \cos(\omega_0 t + \phi),$$

در شکل (۳-۱۶) نشان داده شده است.

انرژی کل (مجمع انرژیهای جنبشی و پتانسیل) حرکت چنین است :

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} m \left(\frac{dx_r}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2} a x_r^2 = \frac{1}{2} m \omega_0^2 x_0^2 e^{-\gamma t}.$$

که همچنین می تواند به صورت زیر بیان شود :

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 e^{-t/\tau} \quad (52-3)$$

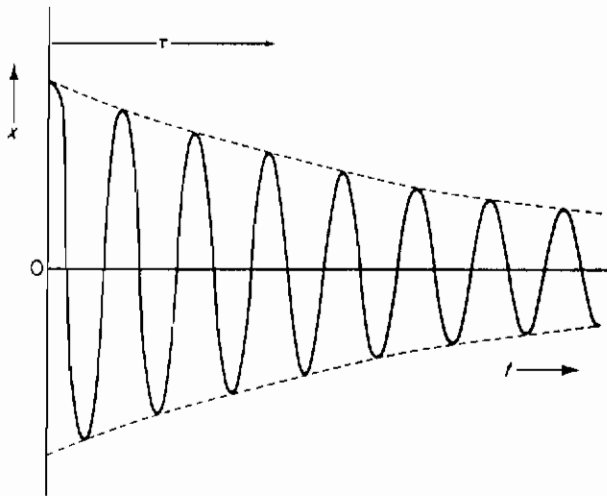
که :

$$\tau = \gamma^{-1} \quad (53-3)$$

ملاحظه می شود که τ زمانی است که در آن انرژی اتم، و همچنین شدت میدان تابش با سازه e تقلیل می یابد. در واقع، همان گونه که از طریق این الگو تصور شد، انرژی یک اتم برانگیخته نمی تواند بطور پیوسته کاهش یابد، بلکه وقتی یک فوتون گسیل می شود، انرژی بطور ناگهانی تغییر می کند. احتمال این که اتم در زمان t واپاشی کند با $\exp(-t/\tau)$ متناسب است، که τ طول صمر حالت برانگیخته اتم است. بنابراین، τ داده شده در معادله (۳-۵۲) را می توان با طول عمر حالتی مقایسه کرد که تابشی با بسامد زاویه ای ω_0 و طول موج λ_0 (مساوی $2\pi c/\omega_0$) گسیل می کند. با بیان τ برحسب λ_0 به دست می آوریم که

$$\tau = \lambda_0^2 \times 4.5 \times 10^4 \text{ s.} \quad (54-3)$$

در واقع، این معادله، وابستگی طول موج تقریبی و مرتبه بزرگی مقدار بسیاری از طول عمرهای مشاهده شده از حالت برانگیخته آنها را به دست نمی دهد. برای مثال، در $\lambda_{H\alpha} = 500 \text{ nm}$ (نور زرد) معادله فوق نتیجه می دهد $\tau = 1.1 \times 10^{-8} \text{ s}$ ، که یک طول عمر نوعی برای انتقال مجاز نوری این طول موج است (به فصل ۴ مراجعه شود).



شکل ۳-۱۶- حرکت هماهنگ میرایی اتم «کلاسیکی». مقدار میرایی بطور اغراق آمیزی بزرگ نشان داده شده است. τ زمانی است که در آن، انرژی ($\propto x^2$) با سازه e کاهش می یابد.

شدت میدان الکتریکی E تابش گسیل شده، همان وابستگی زمانی را دارد که گشتاور دو قطبی ex (بجز یک سازه فاز) داراست:

$$E = E_0 e^{-\gamma t/2} e^{i(\omega_0 t + \phi)}$$

همانند مورد تابش سینکروترون، ما می توانیم محتوای بسامدی تابش را با انجام یک تحلیل فوریه پیدا کنیم:

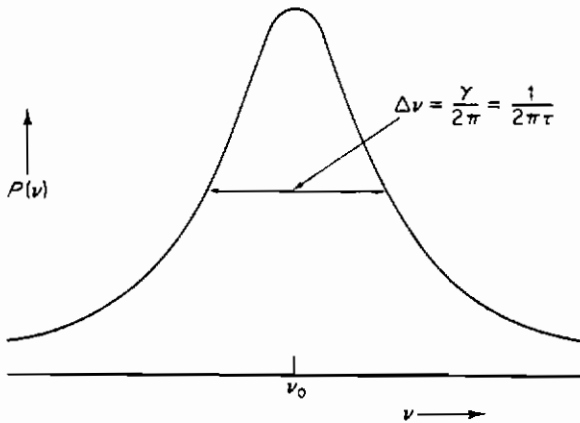
$$F(\nu) \int e^{-\frac{1}{2}\gamma t + j2\pi\nu_0 t} e^{-j2\pi\nu t} dt = \frac{1}{2\pi j(\nu - \nu_0) + \gamma/2}$$

بنابراین، شدت تابش شده به ازای هر واحد بسامد در بسامد ν عبارت است از:

$$P(\nu) \propto |F(\nu)|^2 \propto \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/4\pi)^2} \quad (55-3)$$

این توزیع لورنتزی است که در شکل (۱۷-۳) نشان داده شده است. مرکز این توزیع، بسامد ν_0 است که دارای یک نیمه پهناست (یعنی، پهنای کامل در نیمه بیشینه) که با این رابطه داده می شود:

$$\Delta\nu = \gamma/2\pi = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (56-3)$$



شکل ۱۷-۳- توزیع بسامد تابش گسیلی نوسانگر هماهنگ میرا.

که این به عنوان پهنای طبیعی خط موسوم است. جالب است که از معادله (۵۵-۳) و شکل (۱۷-۳) به خصوصیت بلند-برد جناحین توزیع لورنتزی (شدت در جناحین مجانبی،

به صورت $(v - v_0)^2$ کاهش می یابد، که خیلی آهسته تر از کاهش برای توزیع گاوسی است) پی می بریم؛ این واقعیت، در بررسی ضرایب شکست [به بخش (۳-۲) مراجعه شود] و آثار غیر خطی متعدد [بخش (۴-۵) را ببینید] اهمیت دارد.

اگر شدت به جای بسامد، به صورت تابعی از طول موج، اندازه گیری شود؛ پهنای طبیعی خط عبارت است از [با معادله (۲-۳۱) مقایسه کنید]:

$$\Delta\lambda = \Delta\nu \frac{d\lambda}{d\nu} = \frac{\gamma}{2\pi} \frac{c}{\nu_0^2} = 1.18 \times 10^{-14} \text{ m.}$$

در واقع، خطوط بینایی مشاهده شده دارای پهنای طبیعی اند که معمولاً از این مرتبه بزرگی هستند. توصیف کوانتومی این پهنایها در فصل ۴ مورد بحث قرار خواهد گرفت.

۳-۱-۸ تابش چرنکوف^۱

مشاهده کرده ایم که یک ذره باردار متحرک در فضای آزاد، فقط وقتی می تواند تابش کند که دارای شتاب غیر صفر باشد. این مطلب هنگامی که ذره در داخل محیط دی الکتریک سیر می کند، صادق نیست. چرنکوف در سال ۱۹۳۷ م. کشف کرد که اگر سرعت ذره بزرگتر از سرعت فاز در محیط باشد، ذره می تواند حتی هنگامی که در خط مستقیم و با سرعتی یکنواخت سیر می کند، تابش نماید.

همانند مورد تابش سینکروترون، درک کیفی پدیده را می توان از بررسی جبهه های موج گسیل شده توسط ذره به دست آورد. شکل (۳-۱۸) دو مثال از جبهه های موج کروی را نشان می دهد که توسط یک ذره در چهار فاصله زمانی مساوی گسیل می شود. در هر دو مثال، ذره دارای همان سرعت v است. در شکل (۳-۱۸ الف) v کوچکتر از سرعت c تابش در محیط است، و جبهه های موج همچنان که در شکل (۳-۱۱) دیده می شود تمایل به جمع شدن به سمت جلو دارد. در شکل (۳-۱۸ ب) v بزرگتر از c است و مشاهده می کنیم که یک موج-ضربه ای ایجاد می شود. این مورد، مشابه موج ضربه ای صوتی است که وقتی هواپیمایی بالای سرعت صوت در هوا سیر می کند، به وجود می آید، و یا همانند موج-کمانی است که هنگامی تشکیل می شود که یک قایق، با سرعتی بیشتر از سرعت فاز امواج آب، حرکت می کند.

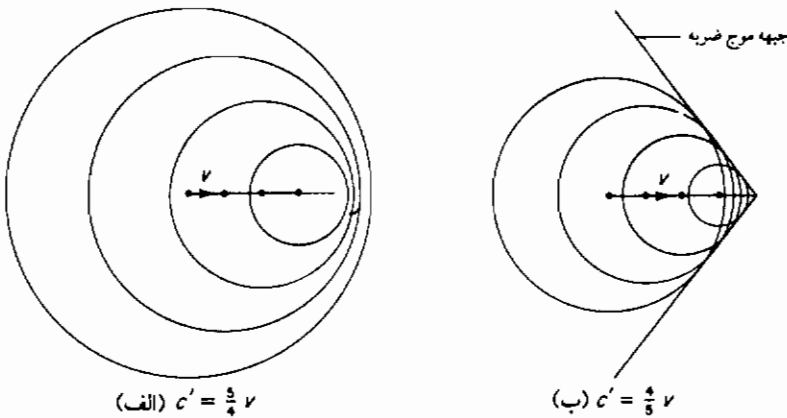
شرط تشکیل موج ضربه‌ای بر حسب ضریب شکست n محیط [به بخش (۲-۴)] مراجعه شود [عبارت است از:

$$c' = \frac{c}{n} < v, \quad (57-3)$$

که c سرعت نور در فضای آزاد است. نیم-زاویه θ در رأس جبهه موج ضربه، با رابطه زیر، داده می‌شود:

$$\sin \theta = \frac{c'}{v} = \frac{c}{nv}. \quad (58-3)$$

نور در راستای عمود بر جبهه موج، در یک زاویه $(\pi/2 - \theta)$ نسبت به راستای ذره سیر می‌کند.



شکل ۳-۱۸- چهار جبهه موج گسیل شده توسط یک ذره که با سرعت v حرکت می‌کند. سرعت تابش در محیط c' است.

یک بررسی دقیق، نشان می‌دهد که معادله (۳-۵۸) هنوز زاویه فوتونهای گسیل شده را معین می‌کند، و تعداد این فوتونها در هر واحد طول حرکت ذره در فاصله پسماندی v تا $v + dv$ عبارت است از (به کتاب جکسون مراجعه شود):

$$\frac{dN(\nu)}{dx} d\nu = \frac{2\pi\alpha Z^2}{c} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) d\nu. \quad (59-3)$$

در این جا Z_p بار ذره، n ضریب شکست محیط در بسامد ν ، و α یک ثابت اساسی بدون بعد موسوم به ثابت ساختار ریز با مقدار $\frac{1}{137}$ است. برای مثال، یک ذره با $Z = 1$ که تقریباً با سرعت سیر نور از میان شیشه کرآون در حرکت است، بطور تقریب در هر میلی متر حرکت ۳۰ فوتون در ناحیه مرئی ($\lambda = 400$ تا 750 nm) گسیل می کند. مثال جالبی برای کاربرد معادله (۳-۵۹) تشریح منشأ درخشهای نوری است که توسط ستاره شناسان مشاهده می گردد. تصور می شود که این درخشها ناشی از تابش چرنکوف باشد که توسط ذرات کیهانی از درون ماده زجاجیه چشم ($n = 1.34$ ، طول $\cong 1$ cm) عبور می کند. بر این اساس، چشم بطور تقریب تعداد $Z^2 \cdot 80$ فوتون را (در گستره حساس از 440 تا 550 نانومتر) به ازای هر ذره کیهانی با بار Z_p به سرعت c «مشاهده» می کند. چون آستانه حساسیت چشم تقریباً 3000 تا 4000 فوتون در تحت این شرایط است، ذراتی که موجب درخشهای مشاهده شده اند باید دارای $Z \geq 6$ باشد.

۴-۳ شکست

خواننده کاملاً آگاه است که به کمک روشهای کلاسیکی می توان نگرش قابل توجهی درباره فیزیک تولید و انتشار تابش الکترومغناطیسی به دست آورد. همان گونه که در این بخش خواهیم دید، این روشها به فهم فرآیند جذب و شکست تابش نیز کمک می کند. مثلاً، با بررسی اتمها و مولکولهای یک گاز به صورت نوسانگرهای هماهنگ میرا درک منشأ ضریب شکست گاز و تشریح وابستگی ضریب شکست و بسامد نور، ممکن می شود. حصول این امر بدون مراجعه به تفصیلات ساختار درونی اتمها میسر است. (بررسی کوانتوم مکانیکی این فرآیندهای اتمی، تا فصل آینده به تعویق می افتد).

ما در فصل ۲ [قسمت (۲-۴)] دیده ایم که سرعت انتشار تابش الکترومغناطیسی

در یک محیط دی الکتریک، عبارت است از:

$$v = \omega/k = c/n, \quad (۳-۶۰)$$

که:

$$n = \epsilon^{1/2} \quad (۳-۶۱)$$

ضریب شکست محیط است (با فرض این که تراوایی نسبی برابر واحد است). موارد چند وجود دارد که مقادیر ϵ و n بطور ساده ای به خواص الکترونها، اتمها یا مولکولهایی که محیط از

آنها تشکیل یافته است، مربوط می شوند. ما اکنون سه مورد از این حالات را بررسی می کنیم:

۱-۲-۳ گاز الکترون آزاد

وجود ذرات باردار در جو بالایی زمین، شدیداً بر روی انتشار امواج رادیویی در این ناحیه اثر می گذارد. وقتی نور ماورای بنفش خورشید توسط اتمها و مولکولهای جو بالایی جذب می شود، ذرات باردار الکترونها و یونهاى مثبت تشکیل می گردد. ذرات توسط میدان مغناطیسی زمین، به دام می افتند؛ و از این رو، در نواحی فوقانی باقی می مانند، که یون سپهر را تشکیل می دهد. از آن جا که الکترونها خیلی سبکتر از یونهاى مثبتند، بر اثر میدانهای الکتریکی امواج رادیویی که از یون سپهر می گذرند، شتاب بیشتری می گیرند، و لذا در تغییر انتشار امواج رادیویی مؤثرترند. بنابراین، یون سپهر را می توان به صورت گاز رقیقی از الکترونهای آزاد، یعنی به عنوان گاز الکترون آزاد در نظر گرفت. مثالهای دیگر گاز الکترونهای آزاد، عبارتند از خرمن خورشیدی و پلاسماهای آزمایشگاهی. حتی گاهی اوقات، الکترونهای هدایت یک فلز در فرآیند پراکندگی تابش الکترومغناطیسی به صورت یک گاز الکترون آزاد رفتار می کند. [بخش (۲-۲-۳) را ببینید].

یک الکترون آزاد (با بار $-e$) در میدان الکتریکی:

$$\mathbf{E} = \mathbf{i}_x E_{0x} e^{i\omega t}$$

مربوط به یک موج تخت الکترومغناطیسی، دارای معادله حرکت زیر است:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -e E_{0x} e^{i\omega t}.$$

بنابراین، جا به جایی آن، عبارت است از:

$$x = \left(\frac{e E_{0x}}{m \omega^2} \right) e^{i\omega t},$$

که از آن، گشتاور دو قطبی الکتریکی زیر نتیجه می شود:

$$\mathbf{p} = -\frac{e^2}{m \omega^2} \mathbf{E}.$$

هریک از الکترونهای گاز الکترونی، میدان خارجی \mathbf{E} را همراه با یک میدان داخلی ناشی از گشتاورهای دو قطبی سایر الکترونها، تحمل می کند. اگر چگالی الکترونی N به قدر کافی

کوچک باشد (همان گونه که در یون سپهر، چنین است) از میدان داخلی می توان چشم پوشید و قطبش حجمی، به صوت زیر درمی آید:

$$\mathbf{P} = -\frac{Ne^2}{m\omega^2} \mathbf{E}.$$

از این رو، گذردهی نسبی ϵ گاز الکترونی، با این رابطه داده می شود [به معادله (۲-۱۱)]
مراجعه شود]:

$$\epsilon = 1 - \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m \omega^2}.$$

از قرار دادن:

$$\nu_p = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m} \right)^{1/2}, \quad (۳-۶۲)$$

می توان نوشت:

$$\epsilon = 1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 \quad \text{and} \quad n = \left(1 - \frac{\nu_p^2}{\nu^2} \right)^{1/2}. \quad (۳-۶۳)$$

بوضوح می بینیم که موارد عجیبی پیش می آید؛ یعنی وقتی ν مساوی ν_p است، ϵ و n صفر می شوند! و هنگامی که ν کمتر از ν_p است، ϵ منفی و n موهومی می گردد!

مقدار صفر ϵ حاکی از آن است که جا به جا به جایی الکتریکی \mathbf{D} صفر است؛ حتی وقتی که میدان الکتریکی \mathbf{E} صفر نیست. ما می دانیم که \mathbf{D} فقط به بارهای آزاد بستگی دارد (زیرا، $\text{div } \mathbf{D} = \rho_f$)، حال آن که \mathbf{E} به همه بارها، از جمله بارهای قطبشی القایی وابسته است. بنابراین، صفر شدن ϵ نشانگر آن است که حتی در غیاب بارهای آزاد، که وجودشان منجر به ایجاد میدانهای خارجی می شود، که به معنای عدم وجود تابش خارجی بر روی گاز است، امکان دارد میدان نوسانی \mathbf{E} در گاز الکترونی وجود داشته باشد؛ بنابراین، یک نوسان با بسامد ν_p به محض این که به وسیله ای آغاز می شود، خود نگهدار است (از آثار اتلافی صرف نظر می کنیم). این نوع نوسان وجود دارد و نوسان پلاسما نامیده می شود. بسامد تعریف شده در معادله (۳-۶۲) به عنوان بسامد پلاسما موسوم است. مقدار عددی آن، عبارت است از:

$$\nu_p = 8.98N^{1/2} \text{ Hz.} \quad (۶۴-۳)$$

در مورد یون سپهر، مقدار بیشینه N در طول روز (وقتی که شار حاصل از خورشید، در حداکثر است) و در مناطق بالاتر (تقریباً ۳۰۰ کیلومتر بالای سطح زمین) رُخ می دهد. در این جا N تقریباً به مقدار $۴ \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ می رسد، که بسامد مربوط به آن $\nu_p \cong 6 \text{ MHz}$ است. حال، به بررسی آنچه که در مسیر امواج رادیویی در داخل یون سپهر اتفاق می افتد، می پردازیم:

$$(i) \quad n \text{ حقیقی، ولی کمتر از واحد است } (n > \nu_p)$$

بر طبق قانون اسنل (۲-۶۱) یک موج رادیویی در برخورد با یون سپهر می شکند و از خط قائم دور می شود. وقتی:

$$\sin \theta_i = n,$$

زاویه شکست ۹۰ درجه می شود و برای زوایای فرودی بزرگتر از این مقدار موج کاملاً به سمت خارج منعکس می شود. در واقع، لبه یون سپهر کاملاً مشخص نیست (و همچنین شکستهایی در بخش غیر یونیده و پایین تر جو وجود دارد)، ولی به ازای کلیه زوایای فرودی که با رابطه زیر، داده می شود، باید انعکاس رُخ دهد:

$$\sin \theta_i \geq n_{\min},$$

در رابطه فوق n_{\min} عبارت است از کمینه ضریب شکست یون سپهر که در ارتفاعی با بیشینه چگالی الکترون [به معادله (۳-۶۲) مرجعه شود] صورت می پذیرد. این آثار، در شکل (۳-۱۹ الف و ب) نمایش داده شده است.

این حقیقت که n کوچکتر از واحد است به معنای آن نیست که اطلاعات می تواند با تندی بیشتر از c انتقال یابد. سرعت داده شده توسط معادله (۳-۶۰)، سرعت فاز ν_p است؛ در حالی که سرعت انتقال که اطلاعات توسط امواج رادیویی، سرعت گروه است:

$$\nu_g = \frac{d\omega}{dk}. \quad (۶۵-۳)$$

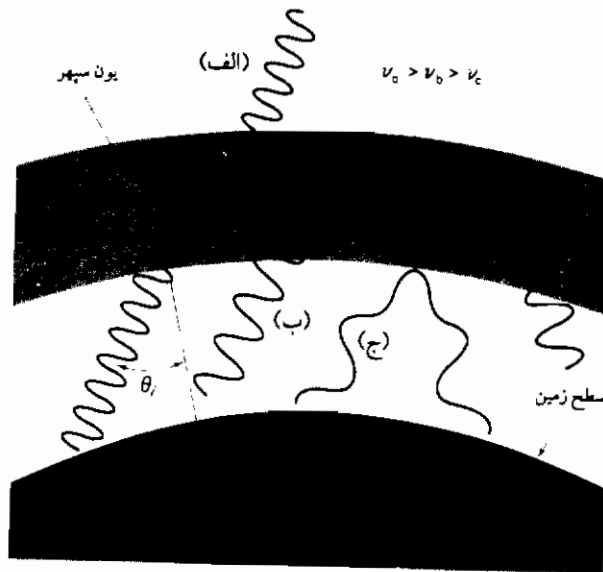
در مورد اخیر:

$$k = \frac{\omega}{v_p} = \frac{\omega}{c} \left(1 - \frac{4\pi^2 \nu_p^2}{\omega^2} \right)^{1/2},$$

و بنابراین :

$$v_g = c \left(1 - \frac{\nu_p^2}{\nu^2} \right)^{1/2}, \quad (3-66)$$

که کوچکتر از c است .



شکل ۳-۱۹- انعکاس و انکسار امواج رادیویی توسط یون سپهر. (الف) برای بالاترین بسامد امواج ضریب شکست n یون سپهر تقریباً برابر واحد است و امواج به آرامی از وضعیت قائم دور می‌شوند و می‌شکند؛ (ب) در بسامدهای پایین‌تر n کوچکتر است و امواج به سمت زمین شکسته می‌شوند؛ بخشی از یون سپهر که امواج در آن بطور افقی سیر می‌کنند، دارای $n = \sin \theta$ است؛ و (پ) در پایین یون سپهر و بسامدهای باز هم پایین‌تر، n کوچکتر از $\sin \theta_i$ است، و موج کاملاً به طرف خارج، منعکس می‌شود.

(ii) n موهومی است ($v \leq v_p$)

این مورد وقتی پیش می‌آید که $\varepsilon \leq 0$ باشد. بدین ترتیب، راحت‌تر است که ضریب شکست را به صورت:

$$n = \pm j\kappa$$

نشان دهیم که κ حقیقی و مثبت است. در این صورت، عبارت میدان الکتریکی موج، چنین می‌شود:

$$\mathbf{E} = \mathbf{i}_x E_{0x} e^{j(\omega t - kz)} = \mathbf{i}_x E_{0x} e^{j\omega(t - nz/c)} = \mathbf{i}_x E_{0x} e^{j\omega t} e^{\pm \omega \kappa z/c}$$

قسمت‌نمایی مثبت معرف میدان است که بطور نمایی افزایش می‌یابد، و این تقریباً نتیجه‌ای غیرفیزیکی است. بنابراین، ما باید نمای منفی را اختیار کنیم که میدانی را نشان می‌دهد که بطور نمایی، با فاصله کاهش می‌یابد. شارش خالص انرژی وجود ندارد، زیرا مقدار بردار پویتینگ، عبارت است از [به معادلات (۷-۲) و (۴۰-۲) مراجعه شود]:

$$N = \text{Re}(E) \times \text{Re}(H) \propto \text{Re}(e^{j\omega t}) \times \text{Re}(j e^{j\omega t}) = -\cos \omega t \sin \omega t,$$

که مقدار متوسط زمانی آن، صفر است. همچنین، واضح است که سرعت گروه (معادله ۳-۶۶) صفر یا موهومی است. ما همچنین می‌بینیم که انرژی که توسط محیط جذب نمی‌گردد، زیرا میزان کاری که روی الکترونها انجام می‌شود، متناسب است با:

$$E_x \frac{dx}{dt} \propto \cos \omega t \sin \omega t,$$

که باز هم دارای مقدار متوسط زمانی صفر است.

از آن‌جا که هیچ شارش و جذب انرژی وجود ندارد، باید نتیجه گرفت که موج به ازای هر زاویه فرودی، کاملاً توسط محیط منعکس می‌شود. این مطلب را همچنین در حالت تابش عمودی با استفاده از معادله (۲-۵۹) برای ضریب انعکاس R می‌توان مشاهده کرد. با تصحیح ناچیزی در ضریب شکست موهومی این معادله، درمی‌یابیم که:

$$R = \left| \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right|^2 = \left| \frac{-j\kappa - 1}{-j\kappa + 1} \right|^2 = 1,$$

بنابراین، محیط بونی در این بسامدها، به صورت یک آینه کامل عمل می‌کند.

چگالی الکترونی بالاترین ناحیه یون سپهر، همیشه بزرگتر از $m \times 10^5$ است که متناظر با $v_p = 2 \text{ MHz}$ ($\lambda_p \cong 150 \text{ m}$) است. بنابراین، تمام بسامدهای کمتر از این مقدار، وقتی که چگالیهای الکترونی حداقلند، همیشه توسط یون سپهر حتی در اوقات شب کاملاً منعکس می شوند. فرآیند انعکاس و انکسار امواج رادیویی توسط یون سپهر وسیله مهمی برای ارتباطات بلند برد است. انعکاسهای متوالی بین یون سپهر و زمین نیز رخ می دهد (همراه با تضعیف دامنه)، که برقراری ارتباطات برای فواصل بیش از هزاران کیلومتر را امکان پذیر می سازد.

۳-۲-۲ گازی از اتمهای کلاسیکی،

مثال بعدی ما عبارت است از گازی از اتمها که به صورت مجموعه ای از نوسانگرهای هماهنگ میرا عمل می کند. در بخش (۱-۳-۷) دیده ایم که معادله حرکت یک الکترون در چنین اتمی، عبارت است از:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0,$$

که τ عمر متوسط کلاسیکی ω_0 بسامد طبیعی نوسان است. در حضور یک میدان الکتریکی با دامنه E_0 و بسامد ω ، معادله حرکت، به صورت زیر است:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = -\frac{eE_0x}{m} e^{j\omega t}, \quad (۳-۶۷)$$

که دارای جواب حالت پایا:

$$x = -\frac{eE_0x}{m} \frac{e^{j\omega t}}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega/\tau}. \quad (۳-۶۸)$$

است. بنابراین، گشتاور دو قطبی اتم، عبارت خواهد بود از:

$$p = \frac{e^2 E_0x e^{j\omega t}}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega/\tau)}. \quad (۳-۶۹)$$

اگر در هر واحد حجم N الکترون موجود باشد (که N کوچک فرض می شود) ثابت دی الکترونیک کلی محیط چنین است [به معادله (۲-۱۱) مراجعه شود]:

$$\varepsilon = 1 + \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0(\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega/\tau)} \quad (70-3)$$

که این یک کمیت مختلط است بطوری که جذر آن، ضریب شکست مختلط زیر است:

$$n_c = \left[1 + \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0(\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega/\tau)} \right]^{1/2} \quad (71-3)$$

معمول است که n_c را به صورت زیر بنویسید:

$$n_c = n - j\kappa, \quad (72-3)$$

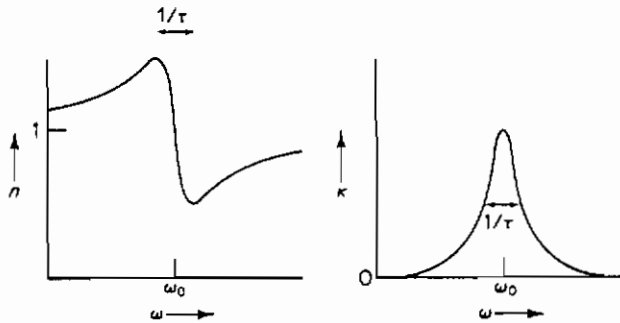
که قسمت حقیقی n هنوز به عنوان ضریب شکست شناخته می شود، و κ ضریب خاموشی، یا گاهی اوقات ضریب جذب نامیده می شود. وقتی که چگالی محیط کم است (بطوری که $1 \ll \varepsilon - 1$) و حرکت واداشته، تقریباً در حالت تشدید است (یعنی، وقتی $\omega \approx \omega_0$)، می توان عبارتهای ساده ای برای n و κ به دست آورد:

$$n = 1 - \frac{Ne^2}{4m\varepsilon_0\omega_0} \frac{\omega - \omega_0}{(\omega - \omega_0)^2 + 1/(2\tau)^2} \quad (73-3)$$

و:

$$\kappa = \frac{Ne^2}{8m\varepsilon_0\tau\omega_0} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + 1/(2\tau)^2} \quad (74-3)$$

در به دست آوردن روابط فرض کرده ایم که میرایی کم است $[\omega \ll \tau^{-1}]$ به بخش (۳-۱-۷) مراجعه کنید. وابستگی بسامد به n و κ در شکل (۳-۲۰) نشان داده شده است.

شکل ۳-۲۰- ضریب شکست حقیقی n و ضریب خاموشی κ

ضریب خاموشی دارای شکل آشنای لورنتزی است، که پهنای آن (پهنای کامل در نصف بیشینه) برابر $1/\tau$ است. این شکل بطور دقیق در تصویر (۳-۱۷) برای توزیع بسامدی نور گسیل شده توسط اتم برانگیخته، نشان داده شده است (ارتباط بسیار نزدیک فرآیند جذب و گسیل را بطور دقیق تر در فصل ۴ مورد بحث قرار خواهیم داد). از طرف دیگر، ضریب شکست n دارای شکل و شمایلی است که به شکل پاشندگی موسوم است. این هر دو شکل در مورد یک گاز شامل اتمهای ساکن، کاربرد دارد. در عمل، جنبشهای گرمایی اتمها، موجب افزایش پهنای شکلهای مزبور می شود [بخش (۳-۶) را ببینید].

اهمیت ضریب شکست مختلط را با بررسی شدت میدان الکتریکی یک موج تخت که در محیط سیر می کند می توانیم ببینیم. این میدان، عبارت است از:

$$\mathbf{E}_x = \mathbf{i}_x E_{0x} e^{i(\omega t - kz)} = \mathbf{i}_x E_{0x} e^{j\omega(t - n_0 z/c)} = \mathbf{i}_x E_{0x} e^{j\omega(t - nz/c)} e^{-\mu kz/c}$$

بنابراین، موج با یک سرعت فاز c/n انتشار می یابد، ولی دامنه آن بطور نمایی برحسب فاصله کاهش می پذیرد. شدت موج در موضع z عبارت است از:

$$I(z) \propto |\mathbf{E}|^2 \propto e^{-\mu z},$$

که ضریب جذب μ با عبارات زیر داده می شود:

$$\mu = \frac{2\omega\kappa}{c} = \frac{Ne^2}{4\pi m \epsilon_0 c [\omega - \omega_0]^2 + 1/(2\tau)^2} \quad (3-75)$$

ما می‌توانیم روش متفاوتی را برای توصیف فرآیند جذب بیابیم؛ بدین گونه که جذبی را که در یک ورقه نازک گاز به ضخامت dz ، مطابق شکل (۳-۲۱) روی می‌دهد، بررسی کنیم. کسری از شدت، f ، که در این ورقه جذب می‌شود، عبارت است از:

$$f = \frac{I_0(1 - e^{-\mu dz})}{I_0} = \mu dz.$$

اگر یک سطح مقطع مؤثر σ به هر اتم در ورقه نسبت دهیم و در هر واحد سطح $N dz$ اتم وجود داشته باشد، مساحت نسبی که توسط این اتمها در بر گرفته می‌شود، به صورت زیر است:

$$f = \sigma N dz.$$

با مساوی قرار دادن این دو کسر، در می‌یابیم که سطح مقطع مؤثر جذب به ازای هر اتم، عبارت است از:

$$\sigma = \frac{\mu}{N} = \frac{e^2}{4\pi m \epsilon_0 c [(\omega - \omega_0)^2 + 1/(2\tau)^2]} \quad (۷۶-۳)$$

اتمهای واقعی، حالت‌های برانگیخته بسیاری دارند؛ و از این رو، بسامدهای زیادی خواهند داشت که در آن بسامدها، جذب می‌تواند صورت گیرد. ما نمی‌توانیم تصور کنیم که هر الکترون در یک اتم فرکانش مشخصه ω خودش را دارد، زیرا تعداد حالت‌های برانگیخته، بزرگتر از تعداد الکترونها در اتم است. در عوض، باید فرض کنیم یک احتمال f_i وجود دارد که یک الکترون در جذب بسامد ω شرکت می‌کند، بطوری که مجموع احتمالات، عبارت است از تعداد کل الکترونها در اتم:

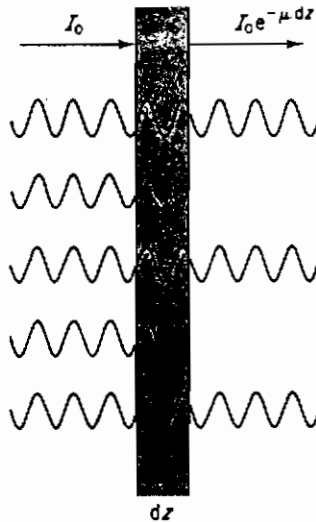
$$\sum_i f_i = Z. \quad (۷۷-۳)$$

احتمالات f_i به عنوان شدت‌های نوسانگر اتم، شناخته می‌شود. بنابراین، ضریب جذب، به صورت زیر نتیجه می‌شود (با استفاده از بسامد ν_i به جای بسامد زاویه‌ای ω)

$$\mu = \sum_i \frac{N e^2 f_i}{16 \pi^2 \tau_i m \epsilon_0 c [(\nu - \nu_i)^2 + 1/(4 \pi \tau_i)^2]} \quad (۷۸-۳)$$

که جمع بندی بر روی همه حالت‌های برانگیخته اتم، انجام می‌شود، و N در این جا تعداد اتمها در واحد حجم است. تعمیم قسمت حقیقی ضریب شکست، عبارت است از [از معادله های (۷۱-۳) و (۷۲-۳)]:

$$n = 1 - \sum_i \frac{Ne^2 f_i (\nu^2 - \nu_i^2)}{8\pi^2 m \epsilon_0 [(\nu^2 - \nu_i^2)^2 + (\nu/4\pi\tau_i)^2]} \quad (۷۹-۳)$$



شکل ۳-۲۱- تضعیف پاریکه‌ای از تابش الکترومغناطیسی ناشی از جذب توسط اتمها با مولکولهای موجود در یک ورقه نازک گاز، هر یک از آنها دارای مقطع مؤثر جذب σ است.

وابستگی n و μ به ν در شکل (۲۲-۳) نمایش داده شده است.

با توجه به شکل، می‌بینیم که وقتی μ قابل اغماض است، ضریب شکست، با زیاد شدن ν افزایش می‌یابد. این موضوع پاشیدگی بهنجار نامیده می‌شود. بنابراین، یک شوک انکسار دهنده شفاف، مثل یک منشور شیشه‌ای، همیشه موجب می‌گردد که نور با بسامد بالا با زوایای بزرگتری در مقایسه با نور با بسامد پایین تر منحرف شود.

نکتهٔ جالب توجهٔ دیگر در شکل (۳-۲۲) آن است که n در بسامدهای بالاتر از بیشترین بسامد مشخصهٔ ν_i (که بسامد لازم برای جدا کردن الکترونهاى دارای محکمترین پیوند است) کمتر از واحد می باشد. در بسامدهای خیلی بالا، ضریب شکست، عبارت است از [معادله های (۳-۷۷) و (۳-۷۹)]:

$$n \rightarrow 1 - \frac{(NZ)e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m \nu^2} \quad (\nu \gg \text{all } \nu_i)$$

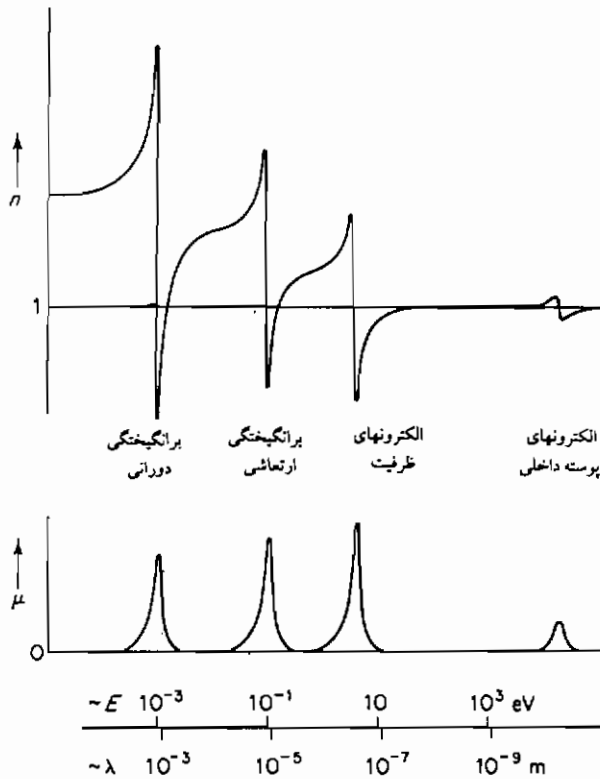
مقدار فوق، همچنین مقدار حدی ضریب شکست برای الکترونهاى آزاد است (معادلهٔ ۳-۶۳)، چون در این بسامدهای بالا، الکترونهاى اتمی را می توان در اصل آزاد در نظر گرفت. معمولاً مقدار $(n-1)$ حتی در حالتی که چگالی N مربوط به مایع یا جامد باشد، خیلی کوچک است؛ و بنابراین، در این شرایط، نتیجهٔ اخیر هنوز معتبر است. لذا، پرتوهای ایکس و گاما هنگام عبور از مایعات یا جامدات، شکست خیلی کمی پیدا می کنند؛ و یا به عبارتی، تغییر سرعت بسیار ناچیز است (هرچند آنها توسط فرآیندهای پراکندگی و جذب که در فصل ۸ بررسی خواهیم کرد، تضعیف می شوند).

۳-۲-۳ شکست در مایعات و جامدات

در مورد محیطهای چگال، ما نمی توانیم ϵ را تقریباً برابر واحد فرض کنیم؛ و بنابراین، نمی توانیم عبارتهای ساده ای برای n و K که توسط معادلات (۳-۷۳) و (۳-۷۴) داده شده اند، به دست آوریم. در عوض، ما باید به معادلهٔ (۳-۷۱) برگردیم. با نمایش ضریب شکست حقیقی با N و ضریب خاموشی با K ، پیدا می کنیم که:

$$(N_r - jK)^2 = 1 + \sum_i \frac{Ne^2 f_i}{m\epsilon_0(\omega_i^2 - \omega^2 + j\omega/\tau_i)} \quad (۳-۸۰)$$

از این رو، وابستگی N_r و K به بسامد در نزدیکی حالت تشدید تقارنی را که شکلهای پاشندگی و لورنتزی یک گاز رقیق داشتند، از دست می دهد [به شکل (۳-۲۳) مراجعه شود]. این نکته در مسألهٔ (۳-۱۰) نیز آورده شده است.



شکل ۳-۲۲- شکل ساده شده‌ای از وابستگی ضریب شکست n و ضریب جذب μ یک گاز مولکولی به طول موج و انرژی. فقط یک حالت برانگیخته از هر نوع، نشان داده شده است. پهنای قله‌ها برای وضوح بیشتر، بطور اغراق آمیزی بزرگ نشان داده شده است.

تقریب دیگری که در بخش قبل انجام شد، عبارت از این بود که میدان الکتریکی محلی E^{local} را که بر هر نقطه از گاز وارد می شود، مساوی میدان الکتریکی ای قرار می دهیم که از خارج اعمال می شود. به عبارت دیگر، میدان اضافی ناشی از قطبش گاز، P ، در مقایسه با E قابل چشم پوشی فرض شده است. معمولاً در مورد مایعات و جامدات، این مطلب درست نیست، زیرا می توان نشان داد که :

$$\mathbf{E}^{\text{local}} = \mathbf{E} / \left(1 - \frac{N\alpha}{3}\right),$$

که α قطبش پذیری اتمها یا مولکولهای محیط است. از این رو، رابطه بین ϵ و α با فرمول کلازیوس - موسونی داده می شود:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{N\alpha}{3}. \quad (۸۱-۳)$$

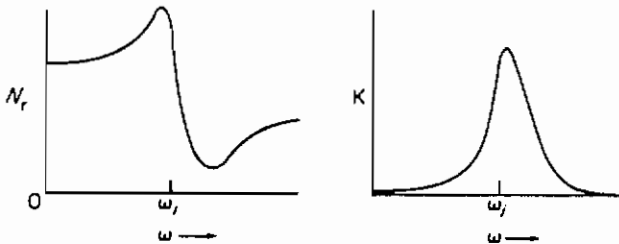
در محدوده ای که $N\alpha \ll 1$ و $(\epsilon - 1) \ll 1$ است؛ رابطه فوق، به صورت زیر در می آید:

$$\epsilon = 1 + N\alpha,$$

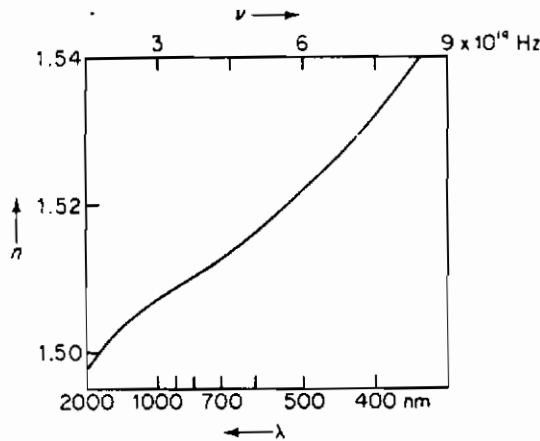
که در آن، از رابطه (۳-۷۰) استفاده شده است. از طرف دیگر، وقتی $N\alpha$ کوچک نیست، از معادله های (۳-۸۰) و (۳-۸۱) نتیجه می شود:

$$\frac{(N_r - jK)^2 - 1}{(N_r - jK)^2 + 2} = \frac{Ne^2}{3m\epsilon_0} \sum_i \frac{f_i}{(\omega_i^2 - \omega^2 + j\omega/\tau_i)}. \quad (۸۲-۳)$$

این معادله را نمی توان به همان طریقی که در مورد گاز کم فشار ممکن بود، ساده کرد، ولی رفتار عمومی N و K هنوز با آنچه که در شکل (۳-۲۲) و (۳-۲۳) نشان داده شده است، مشابه می باشد. مثلاً، پاشندگی در نواحی شفاف، هنوز بهنجار است. شکل (۳-۲۴) این مطلب را برای شیشه کراون معمولی در ناحیه مرئی نشان می دهد.



شکل ۳-۲۴ - ضریب شکست و ضریب خاموشی یک محیط چگال، در ناحیه بسامد تشدید ω_r



شکل ۳-۲۴- وابستگی ضریب شکست شیشه کرارن معمولی به طول موج در ناحیه مرئی

۳-۲-۴ انتشار در میدان ناهمسانگرد

محیطهایی وجود دارند که برای آنها، گذردهی نسبی ϵ و ضریب شکست n به راستای انتشار و قطبش نور بستگی دارد. مثلاً، یک شبکه مولکولی که در یک راستا آسانتر قطبیده می شود، یک چنین محیطی است. شکل (۳-۲۵) یک مدل از این نوع است که از مولکولهای خطی تشکیل شده است؛ که فرض می شود در امتداد طولی، آسانتر از امتداد عمودی، قطبیده می شود. مولکولها همه در یک راستا قرار می گیرند، که آن را راستای z اختیار می کنیم (و راستای عمودی را در شکل راستای x در نظر می گیریم). وقتی بردار الکتریکی E یک موج تخت در راستای z است قطبش حداکثر است و بیشترین مقادیر ϵ و n را نتیجه می دهد. این امر برای موجی که در شکل با (الف) مشخص شده است، رخ می دهد.

در انتهای دیگر، وقتی E در راستای x (یا y) می باشد، قطبش حداقل است و در نتیجه ϵ و n نیز کمترین مقدار را دارند. این وضع، هنگامی صورت می گیرد که راستای قطبش بر صفحه شکل، همان گونه که برای موج (ب) می بینید، عمود باشد. این وضع همچنین برای موج (ت)، در هر دو راستای قطبش (یعنی، موازی با x یا y) رخ می دهد. حالت میانی وضعیّت موج (ب) است. همچنین موج (ب) در موردی دیگر با امواج (الف)، (ب) و (ت) تفاوت دارد: قطبش

القایی برای این موج، موازی E نیست؛ و بنابراین، جا به جایی الکتریکی D نیز موازی E نمی باشد.

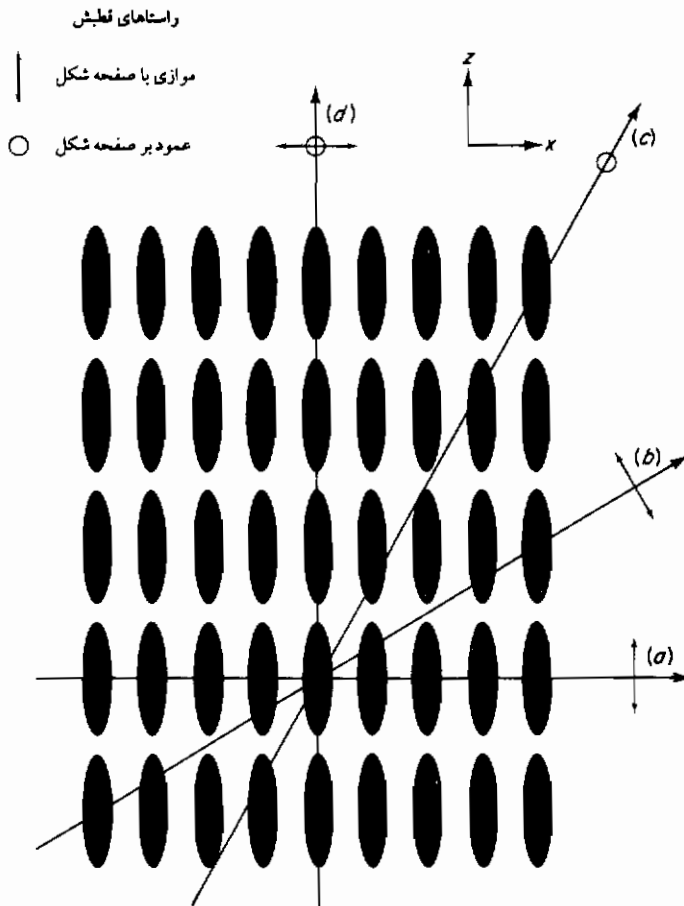
راستای موج (ت) به نام محور اپتیکی موسوم است: برای این راستای انتشار، ضریب شکست مستقل از صفحه قطبش است. از آن جا که فقط یک چنین محوری وجود دارد، محیط را تک محوری می نامند. بسیاری از دی الکتریکهای بلوری، از این نوعند. امواجی که در راستای عمود بر محور اپتیکی قطبیده اند، مانند موج (پ)، امواج عادی نامیده می شوند: برای این امواج، ضریب شکست ثابت و مستقل از راستای انتشار است. بردار موج برای این امواج، عبارت است از:

$$k = n_0 k_0, \quad (۸۳-۳)$$

که k_0 بزرگی بردار موج در فضای آزاد و n_0 ضریب شکست عادی است. امواج قطبیده در صفحه ای که شامل محور اپتیکی است، مانند امواج (الف) و (ب)، به امواج غیرعادی موسومند: برای این امواج، ضریب شکست به راستای انتشار بستگی دارد. بردار موج برای این امواج، با رابطه زیر داده می شود:

$$\frac{k_z^2}{n_0^2} + \frac{k_\perp^2}{n_e^2} = k_0^2, \quad (۸۴-۳)$$

که n_e ضریب شکست غیرعادی است، و شاخص پایین \perp جهت عمود بر محور اپتیکی را نشان می دهد. عموماً E عمود بر k نیست، و بردار پویتینگ موازی با k نمی باشد، که این باعث می شود موج غیرعادی به نحوی متفاوت با موج عادی شکست شود، و پدیده شکست دوگانه (یا دوشکستی) را نتیجه دهد. وقتی به یک شیء نقطه ای از درون یک نوع بلور نگاه شود، دو تصویر از آن می بینیم.



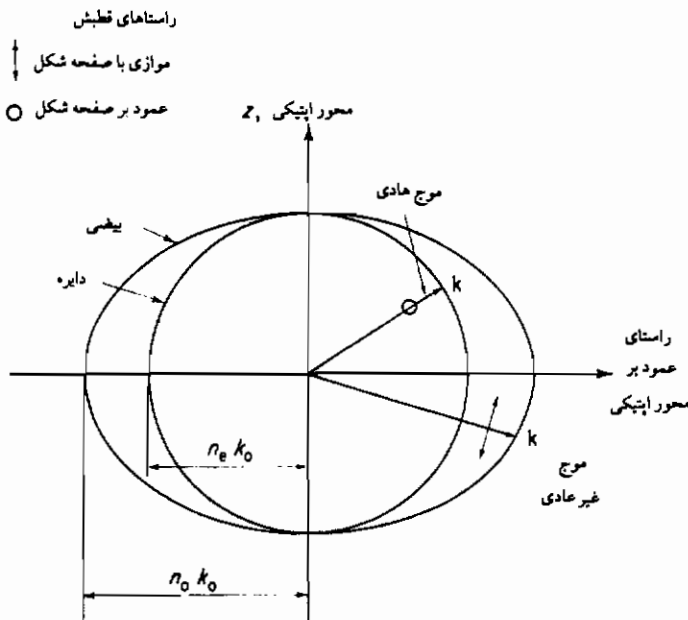
شکل ۳-۲۵- نمایش شماتیک ناهمسانگردی اپتیکی. مولکولهای این محیط، در راستای طولی، بسیار راحت تر از راستای عرضی، قطبیده می‌شوند؛ و همه در همان راستای (z) قرار می‌گیرند. مقدار قطبیدگی و بنابراین ضریب شکست، به راستای انتشار و راستای قطبش نور، بستگی دارد.

نحوه تغییرات بزرگی بردار موج k بر حسب راستای آن در شکل (۳-۲۶) نشان داده شده است. نوک بردار موج، برای امواج عادی یک گره، ولی برای امواج غیر عادی یک بیضی را

ترسیم می کند. این دو سطح، در راستای محور اپتیکی، مماس می شوند؛ از آنجا که در این مثال n_e بزرگتر از n_o است، بلور مربوط را بلور تک محوری مثبت می نامند. بدیهی است اگر n_e از n_o کوچکتر باشد، بلور را منفی می گویند.

یک مورد استفاده بلورهای دو شکستی، تغییر قطبش باریکه نور است. برای مثال، فرض کنید باریکه ای از نور قطبیده خطی در راستای عمود بر محور اپتیکی به داخل بلور تک محوری فرستاده شود بطوری که راستای اولیه قطبش با محور اپتیکی زاویه 45° داشته باشد. باریکه نور را می توان به صورت برهم نهش موجهای عادی و غیرعادی با دامنه ها و فاز اولیه مساوی، در نظر گرفت.

$$\mathbf{E} = E_0(\mathbf{i}_z + \mathbf{i}_x) e^{i(\omega t - k_0 y)} \quad (3-85)$$



شکل ۳-۲۶- تغییر k برای امواج عادی و غیرعادی در بلور تک محوری بر حسب راستا. موج غیرعادی در صفحه شامل محور اپتیکی (صفحه شکل) قطبیده است، حال آن که موج عادی در راستای عمود بر این صفحه قطبیده است.

(با استفاده از محورهای نشان داده شده در شکل (۳-۲۵)). در داخل بلور دو مؤلفه با سرعتهای متفاوت سیر می کنند، و موج ترکیبی عبارت است از:

$$\mathbf{E} = E e^{i\omega t} (\hat{i}_z e^{-in_0 k_0 y} + \hat{i}_x e^{-in_0 k_0 y}).$$

که پس از طی طول l در بلور، به صورت موج زیر در می آید:

$$\mathbf{E} = E_0 (\hat{i}_z + \hat{i}_x e^{i\Delta\phi}) e^{i(\omega t - k_0 y + \phi)},$$

که اختلاف فاز $\Delta\phi$ بین دو مؤلفه، عبارت است از:

$$\frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{(n_0 - n_e)k_0 l}{2\pi} = \frac{(n_0 - n_e)l}{\lambda_0}. \quad (۳-۸۶)$$

مثلاً، اگر $\Delta\phi / 2\pi = \frac{1}{4}$ ، موج حاصله قطبیده دایره ای چپ گرد است [به معادله (۲-۳۶) مراجعه شود]. چنین بلوری را تیغه ربع-موج می نامند، که وسیله بسیار آسانی برای تبدیل نور قطبیده خطی، به قطبیده دایره ای است؛ و بالعکس. وسیله مناسب دیگر در این زمینه، تیغه نیم-موج است؛ که برای آن $\Delta\phi / 2\pi = \frac{1}{2}$. این تیغه، موج (۳-۸۵) را که دارای قطبش خطی در راستای $(\hat{i}_z + \hat{i}_x)$ است، به موجی با قطبش خطی در راستای $(\hat{i}_z - \hat{i}_x)$ تبدیل می کند؛ به عبارت دیگر، راستای قطبش خطی، به اندازه ۹۰ درجه می چرخد.

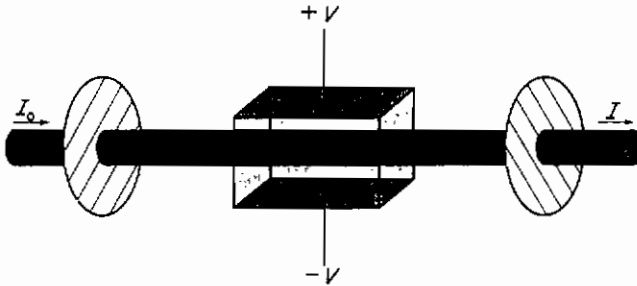
گاهی اوقات با استفاده از میدان الکتریکی استاتیک، می توان محیط دی الکتریک را بطور اپتیکی ناهمسانگرد ساخت. مثلاً، این امر در مورد مایعی شامل مولکولهای با گشتاور دو قطبی الکتریکی دایمی رخ می دهد، زیرا این دو قطبیهها بطور جزئی در راستای میدان الکتریکی قرار می گیرند. ضریب شکست مایع در راستای میدان با ضریب شکست آن در راستای عمود بر میدان متفاوت است؛ و بنابراین، مایع تک محوری است که محور اپتیکی اش در راستای میدان قرار دارد. این پدیده به اثر کر^۱ موسوم است. مقدار $(n_0 - n)$ به جای E به E^2 بستگی دارد، زیرا قطبش پذیری در راستای میدان الزاماً کمیتی است مثبت، و با معکوس کردن راستای میدان، تغییر نمی کند. بنابراین، معادله (۳-۸۶) به صورت رابطه زیر در می آید:

$$\Delta\phi \propto E^2 l, \quad (۳-۸۷)$$

که l طول پیموده شده در داخل مایع است. از طرف دیگر، اگر بلوری داشته باشیم که حتی

وقتی $E = 0$ ضریب شکست آن ناهمسانگرد باشد، اعمال یک میدان الکتریکی غیر صفر، باعث می شود که اختلاف $(n_o - n_e)$ به مقداری متناسب با E تغییر کند. این پدیده، اثر پوکلز نام دارد. شکل (۳-۲۷) نشان می دهد که چگونه این آثار را می توان برای کنترل شدت یک باریکه نور، به کار برد.

شکلهای پیچیده تر دیگری از ناهمسانگردی اپتیکی نیز وجود دارد، که خارج از بحث فعلی است. مع ذلک، قبل از ختم موضوع، شایسته است به یک اثر مهم دیگر، یعنی جذب ناهمسانگرد اشاره کنیم. راستاهای مختلف قطبش یک باریکه عبور با ضرایب جذب مختلفی ناشی از ضریب شکستهای متفاوت، همراه است. این پدیده، در بلورهای ناهمسانگرد وجود دارد؛ ولی در مواد مصنوعی خاصی از قبیل پولاروید، با اثرات بارزتری ظهور می کند. در این مواد، باریکه عبوری در یک راستای قطبش خطی تقریباً بطور کامل جذب می شود؛ و تنها در راستای دیگر قطبش، باقی می ماند.



شکل ۳-۲۷- تصویری از چگونگی استفاده از اثرهای کر و پوکلز در کنترل شدت یک باریکه نور. محیط (مایع یا بلور) در یک سلول بین دو قطبشگر متقاطع قرار می گیرد. ولتاژ V (که در مورد اثر پوکلز در راستای طولی نیز می تواند اعمال شود) بین دو مقدار برقرار می شود. برای اوکین مقدار، سلول به صورت یک تیغه نیم موج عمل می کند، و باعث چرخش 90° درجه ای صفحه قطبش نور می گردد. در این صورت، شدت I نصف شدت I_0 باریکه فرودی است (که ناقطبیده فرض می شود). برای مقدار دیگر V صفحه قطبش تغییر نکرده، نوری از قطبشگر دوم عبور نمی کند. سلول منور به نام سلول کر یا پوکلز، موسوم است.

۳-۲-۵ آثار غیرخطی

چنانچه شدت میدان الکتریکی در یک باریکه شدید (باریکه لیزر) به شدت میدان

الکتریکی داخلی موجود در محیط نزدیک شود، برخی آثار مفید و جالب توجه اتفاق می افتد. برای این که تخمینی از بزرگی میدان داخلی نوعی داشته باشیم، به بررسی میدان وارده بر یک الکترون در محل یک یون مثبت در بلور، می پردازیم. اگر این میدان را برابر میدان حاصل از یک بار نقطه ای در فاصله تقریبی r_0 برابر 0.1 تا 0.2 نانومتر از الکترون در نظر بگیریم، پیدا می کنیم:

$$E^{\text{internal}} \sim \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0^2} \sim 10^{11} \text{ V/m.}$$

اگر باریکه E خیلی کوچکتر از این مقدار باشد، به نحوی که در بخشهای قبلی تشریح شد، بر الکترون تأثیر خواهد کرد. از طرف دیگر، اگر باریکه E از داخل E بزرگتر باشد بطور قطع محیط فرو خواهد ریخت. اثرات غیرخطی که مورد بحث ماست در میدانهای متوسط، از تقریباً 10^7 ولت بر متر تا تقریباً 10^9 ولت بر متر، روی می دهد، که در این صورت، قطبش P را به صورت زیر می توان بیان کرد:

$$P = \epsilon_0(\chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots),$$

که χ_1 پذیرفتاری الکتریکی دی الکتریک است و χ_2 و χ_3 و غیره ضرایب مرتبه های بالاترند. عموماً، P و E برای دی الکتریکهای ناهمسانگرد (مثلاً بلوری) هم راستا نیستند، بطوری که χ_n به راستاهای P و E بستگی دارد، اما، این مطلب در بررسی کیفی فعلی ما اهمیتی ندارد. همچنین بعضی از χ_n ها ممکن است به علل تقارن صفر شوند، لکن ما توجهمان معطوف به محیطهایی است که χ_2 برای آنها غیر صفر است.

هنگامی که باریکه فرودی دارای تک بسامد زاویه ای ω است،

$$E = E_0 \cos(\omega_1 t - k_1 z),$$

وابستگی زمانی قطبش، بدین صورت داده می شود:

$$P/\epsilon_0 = \chi_1 E_0 \cos(\omega_1 t - k_1 z) + \frac{1}{2} \chi_2 E_0^2 \{1 + \cos[2(\omega_1 t - k_1 z)]\} \\ + \frac{1}{4} \chi_3 E_0^3 \{3 \cos(\omega_1 t - k_1 z) + \cos[3(\omega_1 t - k_1 z)]\} + \dots$$

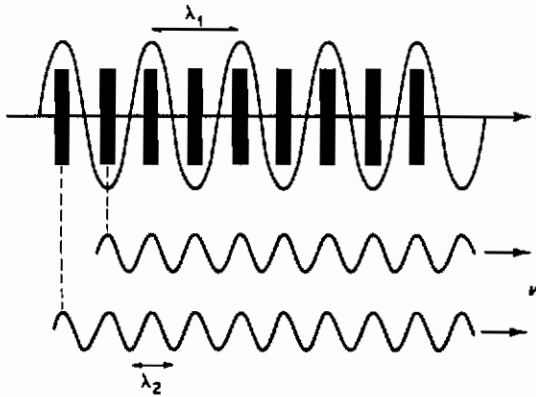
اُفت و خیز قطبش P خود موجد تابش الکترومغناطیسی است؛ و ملاحظه می کنیم که این تابش، علاوه بر بسامد اصلی ω شامل هماهنگهای 2ω ، 2ω ، و غیره است. معمولاً جمله

بسامد مضاعف، شدتی بمراتب بیش از هماهنگهای مرتبه‌های بالاتر دارد. این فرآیند دوبرابر شدن بسامد نامیده می‌شود.

شکل (۳-۲۸) نشان می‌دهد که چگونه تابش با بسامد مضاعف به وجود می‌آید، و در محیط منتشر می‌شود. مواضع پاد-گره‌های جمله قطبش $\cos[2(\omega_1 t - k_1 z)]$ با نواحی سایه‌دار در شکل نشان داده شده است. ما می‌توانیم این پاد-گره‌ها را به عنوان «مولدهای» تابش با بسامد مضاعف در نظر بگیریم. اگر سرعت فاز (v_2) با بسامد مضاعف همان سرعت فاز (v_1) مولدها را داشته باشد، موجکهای حاصله از این مولدها، همه در راستای به سمت جلو، هم‌فازند (همچنان که در شکل، برای دو موجک نشان داده شده است). این شرط انطباق فاز را نیز می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$n(\omega_2) = n(2\omega_1) = n(\omega_1), \quad (۳-۸۸)$$

که $n(\omega)$ ضریب شکست محیط در بسامد زاویه‌ای ω است. وقتی این شرط برقرار باشد، موجکها در راستای به سمت جلو بطور هم‌دوس با هم جمع می‌شوند، حال آن‌که در سایر راستاها، متوسط مجموع آنها صفر است. البته محیط باید در بسامدهای ω_1 و $2\omega_1$ شفاف باشد.

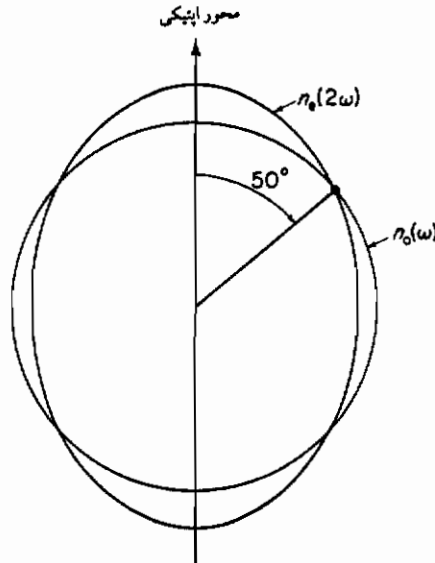


شکل ۳-۲۸- پاریکة فرودی با طول موج λ در داخل محیط، با سرعت v_1 سیر می‌کند. نواحی سایه‌دار معرف بیشینه جمله قطبش است که تابش با بسامد مضاعف را با طول موج $\lambda/2$ و سرعت v_2 به وجود می‌آورد.

در ناحیهٔ با پاشندگی بهنجار، $n(2\omega)$ بزرگتر از $n(\omega)$ است، و بنابراین، شرط (۳-۸۸) نمی‌تواند برقرار باشد. مورد دیگری که در این اشکال پیش می‌آید، وجود بلورهای دو شکستی است (بخش قبلی را ملاحظه کنید). مثلاً، بلور KDP (فسفات دی‌هیدروژن پتاسیم، KH_2PO_4) را که یک بلور تک محوری منفی است، می‌توان برای دو برابر کردن بسامد به کار برد. ضریب شکستهای عادی و غیرعادی $n_o(\omega)$ و $n_e(\omega)$ هر دو با ω افزایش می‌یابند؛ ولی برای این بلور در یک مقدار متوسط ω ، $n_e(\omega)$ همیشه کوچکتر از $n_o(\omega)$ است. این وضع، پیدا کردن بسامدها و راستاهای انتشاری را ممکن می‌سازد که برای آنها:

$$n_e(2\omega) = n_o(\omega). \quad (۳-۸۹)$$

این فن به عنوان انطباق ضریب شکست موسوم است. شکل (۳-۲۹) مقادیر $n_e(2\omega)$ و $n_o(\omega)$ را برای بلور KDP، در بسامدهای متناظر با خط ۶۹۴ نانومتری لیزر یاقوتی، نشان می‌دهد. انطباق ضریب شکست وقتی رخ می‌دهد که باریکه با محور اپتیکی زاویه 50° درجه داشته باشد؛ و بنا بر این، بازه ایجاد بسامد مضاعف نوری با طول موج ۳۴۷ نانومتر، دارای مقدار بیشینه تقریبی ۲ تا ۳۰ درصد است.



شکل ۳-۲۹ - در بلور KDP ضریب شکست عادی n_o در بسامد نور لیزر یاقوتی ($1.0 \times 10^{14} \times 4/32$ هرتز) مساوی با ضریب شکست غیرعادی آن n_e در دو برابر بسامد می‌گردد، به شرط آن که راستای انتشار نور با محور اپتیکی بلور، زاویه 50° درجه داشته باشد. اختلاف بین n_e و n_o در شکل برای وضوح بیشتر، بزرگ نشان داده شده است.

مسائل فصل ۳

(جوابهای مسائل انتخابی در پیوست (ث) داده شده است)

۱-۳ ورقه رسانای پهن و بی نهایت بزرگی را در صفحه $x-y$ در نظر بگیرید که ضخامت آن در راستای z بسیار کوچک است. جریانی سطحی با چگالی $I = i_0 \exp(j\omega t)$ آمپر بر متر در ورقه جاری است. نشان دهید که معادلات ماکسول در صورتی برقرارند که میدان الکترومغناطیسی در مرز، به صورت زیر باشد:

$$\mathbf{E} = i_y E_0 \exp(j\omega t - kz), \quad \mathbf{B} = i_y E_0 / c$$

در $z > 0$ و:

$$\mathbf{E} = i_y E_0 \exp(j\omega t + kz), \quad \mathbf{B} = -i_y E_0 / c$$

در $z < 0$ که در آن $E_0 = -\mu_0 c i_0 / 2$. همچنین نشان دهید که توان خروجی به وسیله میدان تابشی مساوی توان مصرفی برای برقراری شارش جریان در حضور میدان الکتریکی است.

۲-۳ یک بار نقطه ای q در طول یک خط مستقیم بطور سینوسی با دامنه i_0 و سرعت بیشینه v_0 نوسان می کند. نشان دهید اگر بار الکتریکی به صورت دو قطبی هرتزی عمل کند و شرط $\lambda \ll i_0$ برقرار باشد، سرعتش غیرنسبیتی است.

۳-۳ نشان دهید که تابش چهار قطبی الکتریکی، وقتی تولید می شود که دو دو قطبی هرتزی با قدرت مساوی، ولی با 180° درجه اختلاف فاز، نوسان کنند و با فاصله بسیار کوچک در مجاورت هم واقع باشند.

۴-۳ نشان دهید که معادله های (۳-۳۳) و (۳-۳۵) برای میدان تابشی یک ذره شتابدار، هم ارزند (از جمله های با برد کوتاهتر که به صورت $1/s^2$ تغییر می کنند، صرف نظر می شود).

۵-۳ آشکارسازهای چرنکوف برای آشکارسازی ذرات باردار به کار می روند و در آنها تابش گسیل شده بار و انرژی ذرات را به وجود می آورند. اگر محیط چنین آشکارسازی دارای ثابت دی الکتریک 2.70 باشد و زاویه بین تابش چرنکوف و راستای پرتوی که در داخل آشکارساز سیر می کند برابر $1^\circ \pm 55^\circ$ اندازه گیری شود، انرژی ذره چقدر است؟

۶-۳ وقتی تپنده در بسامدهای 300 MHz و 900 MHz مشاهده شود، در می یابیم که

علامت بسامد پایین 0.1 ثانیه نسبت به علامت بسامد بالا، تأخیر دارد. اگر این تأخیر در اثر حضور الکترونها در فضای حایل باشد، و سرعت گروه با معادله (۳-۶۶) داده شود، نشان دهید که $10^{22} \times 7/5$ الکترون در ستونی به مقطع یک متر مربع واقع در راستای دید وجود دارد.

۷-۳ نشان دهید که معادله (۳-۶۵) برای سرعت گروه را می توان به شکل زیر نیز نوشت:

$$v_g = v_p \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right)^{-1}$$

چقدر بیشتر طول می کشد تا یک تپ نوری یک نانوثانیه ای با طول موج متوسط 550 نانومتر فاصله 10 کیلومتر را به جای آن که در خلأ سیر کند، در هوا با ضریب شکست:

$$n = 1.00027 + 1.5 \times 10^{-18} / \lambda^2$$

(λ بر حسب متر) بپیماید.

۸-۳ هرگاه فضاییما از جو دورتر زمین به زمین برگردد، سرعت و دمای آن به قدری است که اتمها را در مجاورت خود یونیده می کند. اگر چگالی پلاسمای حاصله از این طریق 10^{22} در متر مکعب باشد، چه اثری روی ارتباطات رادیویی بین فضاییما و زمین دارد؟

۹-۳ گستره زوایای فرودی را تخمین بزنید که به ازای آن، سطح گرانیف صیقل شده بتواند باریکه ای از پرتو ایکس $2/5$ کیلو الکترون ولت را در خلأ کاملاً منعکس کند.

۱۰-۳ نشان دهید که وقتی تابع:

$$\varepsilon = 1 + \frac{a}{(\omega_0^2 - \omega^2) + jb}$$

در نمودار آرگاند^۱ رسم شود، بر دایره ای به شعاع $a/2b$ و به مرکز $1 - ja/2b$ واقع است. این دایره را برای $a = 1$ ، $b = 0.2$ ، $\omega_0 = 1$ رسم کنید و تعدادی نقطه برای نمایش مقادیر ω را مشخص کنید. این نمودار آرگاند را برای تخمین $e^{1/2}$ به کار برید، و $\text{Re}(e^{1/2})$ و $-\text{Im}(e^{1/2})$ را به صورت توابعی از ω رسم کنید. به ناقرینگیها در این توابع توجه کنید. آنها را با آنچه که در شکل (۳-۲۳) نشان داده شده مقایسه کنید. استدلالی ریاضی برای این حقیقت که n نمی تواند منفی باشد، ارائه دهید.

۱۱-۳ یک بلور تک محوری بین دو قطبشگر خطی قرار دارد بطوری که محورهای این دو با محور نوری بلور، زاویه 45° درجه می سازد. معلوم شده است که وقتی ضخامت بلور $1/5025$ است، تضعیف این سیستم در طول موج 500 نانومتر، حداقل است. همچنین معلوم شده که در این طول موج $n_o - n_e = 0.1$ است، و این اختلاف به اندازه $1/100$ درصد برای 1 درصد تغییر در طول موج تغییر می کند. وقتی این سیستم توسط نوری با نوار پهن و در مجاورت 500 نانومتر روشن شود، چه گستره ای از طول موجها از بلور عبور می کند؟

فصل چهارم

مقدمه‌ای بر ایده‌های کوانتومی

تاکنون، انتشار و تولید تابش را به زبان کلاسیکی محض، بررسی کرده‌ایم. در این فصل، ابتدا همین خط‌مشی را در بحث و بررسی تابش «گرمایی» که از اجسام داغ گسیل می‌شود، ادامه می‌دهیم، ولی درخواهیم یافت که تنها استفاده از مفاهیم کلاسیکی، منجر به یک وضعیت غیرممکن فیزیکی می‌شود. این وضعیت که به «فاجعهٔ فرابنفش» موسوم است، عاملی که توصیف موجود از تابش الکترومغناطیسی را که به زعم فیزیکدانهای قرن ۱۹ تقریباً خدشه‌ناپذیر می‌نمود، از بین برد. روشی که از طریق معرفی ایدهٔ انرژیهای کوانتیده منجر به حل این معضل شد، موضوع نخستین بخش این فصل است: ما خواهیم دید که چگونه خواص تابش گرمایی با استفاده از وجود فوتون، کوانتوم میدان تابشی، توضیح داده می‌شود. در بخش دوم ایده‌های کوانتومی که در مورد فرآیندهای جذب و گسیل تابش توسط اتمها به کار برده می‌شود، این امکان را می‌دهد تا احتمالات انتقال را به شدت نوسانگر که به صورت کاملاً کلاسیکی در فصل ۳ بحث شد، ربط دهیم.

قدم مهم بعدی، ربط دادن شدت نوسانگر و احتمالات انتقال به ساختار داخلی حالت‌های اتمی، در بخش ۳ بحث می‌شود. در این جا رهیافت مانیمه کلاسیکی است، بدین معنی که حالت‌های اتمی بر مبنای مکانیک کوانتومی و میدان تابشی و اندرکنش آن با اتمها به صورت کلاسیک بررسی می‌شود. ما خواهیم دید که احتمالات انتقال جذب و گسیل

بطور کامل با تابع موجهای حالت‌های اتمی مربوطه، معین می‌شود. در بخش چهارم، به احتمالات انتقال از دیدگاهی متفاوت، برحسب اعداد کوانتومی حالت‌های اتمی، نظر خواهیم افکند. اغلب این اعداد کوانتومی، حتی وقتی اطلاعات اندکی درباره وابستگی فضایی تابع موجهای اتمی وجود دارد، شناخته شده‌اند. ما خواهیم دید که قواعد انتخابی وجود دارند که معین می‌کنند آیا احتمال وقوع یک انتقال مفروض، قوی است یا ضعیف؛ و سرانجام هم به مطالعه انتقالات ضعیف و بحث درباره قواعد انتخاب و احتمال انتقال مربوط، خواهیم پرداخت.

۱-۴ تابش در تعادل گرمایی

ما می‌خواهیم انرژی میدان تابشی کلاسیکی در داخل یک حفره بسته را هنگامی که تابش و دیواره‌های حفره در دمای T به حالت تعادل گرمایی هستند، پیدا کنیم. ساده‌ترین نوع حفره برای بررسی، حفره‌ای است مکعبی با دیواره‌های داخلی کاملاً رسانا و منعکس‌کننده، که داخل آن خلأ است.

میدان الکتریکی E در داخل حفره باید در سه شرط زیر صدق کند:

(الف) $E_{||}$ باید در شرایط مرزی (۲-۲۵) صدق کند، که دلالت بر آن دارد که $E_{||}$ در فاصله بسیار نزدیک به دیواره‌های حفره صفر است، زیرا مقدار آن در داخل دیواره‌ها صفر می‌باشد.

(ب) در همه نقاط داخل حفره باید E در معادله (۲-۱) ماکسول صدق کند:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$$

(پ) در همه نقاط داخل حفره باید E در معادله موج (۲-۱۸) صادق باشد:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

اگر این سه شرط صادق باشند، همه شرایط مرزی باقی مانده و همچنین سایر معادلات ماکسول برای \mathbf{B} نیز مانند E برقرارند.

یک میدان الکتریکی بخصوص که نمایشگر یک موج ایستاده در داخل حفره مکعبی می‌باشد، عبارت است از:

$$\mathbf{E} = \left[\mathbf{i}_x E_{0x} \cos \frac{l\pi x}{a} \sin \frac{m\pi y}{a} \sin \frac{n\pi z}{a} + \mathbf{i}_y E_{0y} \sin \frac{l\pi x}{a} \cos \frac{m\pi y}{a} \sin \frac{n\pi z}{a} + \mathbf{i}_z E_{0z} \sin \frac{l\pi x}{a} \sin \frac{m\pi y}{a} \cos \frac{n\pi z}{a} \right] \cos(\omega t + \phi), \quad (1-4)$$

که مکعب فضای $0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq a, 0 \leq z \leq a$ را در بر می گیرد و l, m, n اعداد صحیح اختیاری (مثبت یا صفر) هستند که شماره گره ها و پادگره ها را در موج ایستاده، معین می کنند. ملاحظه می شود که سه شرط اول، برای این میدان برقرار است. مثلاً، در دو وجه $x=0$ و $x=a$ ، مؤلفه های موازی میدان (یعنی مؤلفه های y و z) صفرند، زیرا $\sin(\pi x/a)$ در هر دو وجه، صفر است. با اعمال شرط دوم، پیدا می کنیم که:

$$lE_{0x} + mE_{0y} + nE_{0z} = 0.$$

که این رابطه را می توان به صورت زیر هم نوشت:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 = 0, \quad (2-4)$$

که:

$$\mathbf{k} = \frac{\pi}{a} (\mathbf{i}_x l + \mathbf{i}_y m + \mathbf{i}_z n), \quad (3-4)$$

و بنابراین، می بینیم که میدان الکتریکی، مانند یک موج در حال انتشار آزاد، عمود بر بردار موج است. بالاخره، شرط سوم نتیجه می دهد:

$$(l^2 + m^2 + n^2) \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2.$$

بنابراین، بسامد ν با عبارت زیر داده می شود:

$$\nu = \frac{c}{2a} (l^2 + m^2 + n^2)^{1/2}. \quad (4-4)$$

این گونه میدانها (۱-۴) را مد بهنجار حفره می نامند. بردار موج و بسامد با اعداد صحیح l, m, n و کاملاً تعریف می شود. دو راستای مستقل \mathbf{E}_0 (یعنی، دو راستای قطبش) وجود دارد که

در شرط (۴-۲) صدق می‌کند؛ و بنابراین، دو مد بهنجار مستقل با هر مجموعه از مقادیر (l, m, n) همراه است. انرژی در یک مد با E_{η}^2 متناسب است.

قدم بعدی در پیدا کردن انرژی کل در حفره، عبارت است از یافتن تعداد مدهای بهنجار در فاصله بسامدی ν تا $\nu + d\nu$. شکل (۴-۱) برای انجام این کار به ما کمک می‌کند. در این جا ما فقط دو بُعد $(x$ و $y)$ را در نظر گرفته ایم، و هر مد (l, m) را با نقطه‌ای دارای مختصات $(mc/2a, lc/2a)$ معرفی کرده ایم. سپس از معادله (۴-۴) می‌بینیم که بسامد عبارت است از فاصله نقطه تا مبدأ. برای یافتن تعداد مدهای $N(\nu)d\nu$ بین ν و $\nu + d\nu$ ما فقط نیاز به شمارش تعداد نقاط بین دو قوس نشان داده شده در شکل داریم. این تعداد تقریباً برابر است با مساحت سطح ν محصور توسط کمانها $(\frac{1}{2}\pi\nu d\nu)$ تقسیم بر مساحت سطح که به وسیله هر نقطه اشغال می‌شود $((c/2a)^2)$. تعمیم مسأله به سه بُعد سرراست است. کمانها $\frac{1}{8}$ سطوح کروی مربوط هستند؛ و لذا داریم:

$$N(\nu) d\nu = \frac{\frac{1}{8}(4\pi\nu^2 d\nu)}{(c/2a)^3} \times 2.$$

سازه ۲ مربوط به دو راستای قطبش همراه با هر نقطه می‌باشد. $N(\nu)$ متناسب با حجم حفره است؛ و بنابراین، تعداد مدها در هر واحد حجم و هر واحد فاصله بسامد که به چگالی مد موسوم است، عبارت است از:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \quad (۵-۴)$$

می‌توان نشان داد که این عبارت برای هر حفره‌ای با هر شکل برقرار است.

از آن جا که دیواره‌های حفره و تابش گرمایی داخل آن در دمای T به حالت تعادل گرمایی هستند، نظریه کلاسیکی لازم می‌دارد که احتمال $P(E) dE$ برای هر یک از مدها دارای انرژی بین E و $E + dE$ باشد که برابر است با:

$$P(E) = (1/kT) e^{-E/kT} \quad (۶-۴)$$

که سازه‌نمایی به عنوان سازه بولتزمن و k به عنوان ثابت بولتزمن نامیده می‌شوند. بهنجارش $P(E)$ ما را مطمئن می‌سازد که احتمال کل واحد است:

$$\int_0^{\infty} P(E) dE = 1.$$

انرژی متوسط یک مد، از عبارت زیر به دست می‌آید:

$$\bar{E}_{cl} = \int E P(E) dE = kT. \quad (۷-۴)$$

بنابراین، همهٔ مدها، همین انرژی متوسط را بدون توجه به بسامدشان، دارند. لذا، انرژی موجود در واحد حجم و واحد فاصلهٔ بسامد، به صورت زیر پیش‌بینی می‌شود:

$$u(T, \nu) = \frac{8\pi\nu^2 kT}{c^3}. \quad (۸-۴)$$

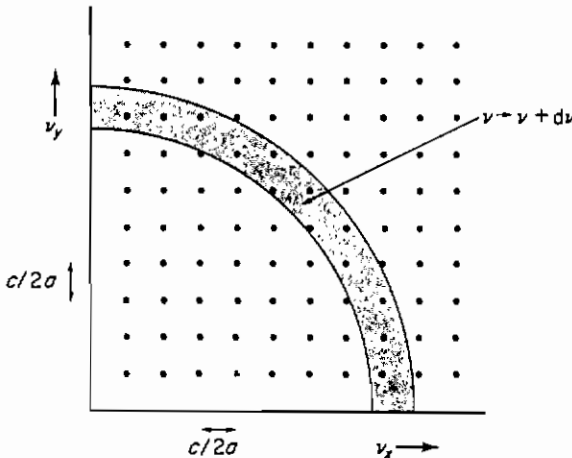
که به عنوان فرمول رایله - جینز^۱ موسوم است. این فرمول با چگالیهای انرژی حاصل از آزمایش در بسامدهای پایین، وفق دارد (ذیلاً خواهیم دید که این بسامدها چقدر باید پایین باشند)، ولی در بسامدهای بالا کاملاً به خطا می‌رود. همچنین، این فرمول، با این نقص بارز مواجه است که در هر واحد حجم یک انرژی کل بی‌نهایت را نتیجه می‌دهد، زیرا:

$$U(T) = \int_0^{\infty} u(T, \nu) d\nu = \frac{8\pi kT}{c^3} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty.$$

و این، همان فاجعهٔ فرابنفش است که قبلاً بدان اشارت رفت، و وجه تسمیهٔ آن، از آن جاست که بسامد بالای (uv) انتهای طیف منجر به بی‌نهایت می‌شود.

این وضع نامعقول بدیهی با معرفی یک مفهوم جدید بنیادی - مفهومی که سرانجام به نظریهٔ کوانتومی ماده و تابش منجر شد - در سال ۱۹۰۱ م. توسط پلانک، مدلی را اختیار کرد که در آن، فرض شده بود دیواره‌های حفره دارای تشدیدکننده‌های جایگزیده (مثلاً، دو قطبیهایی هرتزی) هستند که می‌توانند تابش را گسیل و جذب کنند. کار او، مبتنی بر این بود که تشدیدکننده‌ها شامل گسترهٔ پیوسته‌ای از انرژی نیستند؛ بلکه در عوض، تنها دارای انرژیهای منفصل $nh\nu$ هستند، که n هر عدد صحیح، ν بسامد نوسان و h یک ثابت جهانی است، که

اکنون، به ثابت پلانک موسوم است. به عبارت دیگر، انرژی نوسان کننده‌ها کوانتیده است. چهار سال بعد اینشتاین فراتر رفت و اعلام کرد که میدان تابش خود کوانتیده است که کوانتوم انرژی در بسامد ν ، عبارت است از $h\nu$. این کوانتاهای نور را اکنون به نام فوتونها می‌شناسیم.



شکل ۴-۱- هر مد بهنجار (m, l) با نقطه‌ای به مختصات $(lc/2a, mc/2a)$ نشان داده می‌شود. فاصله مبدأ تا یک نقطه، عبارت است از بسامد مد بهنجار مربوط. در کمان دارای شعاعهای ν و $\nu + dv$ هستند. تعداد نقاط محصور بین آنها، عبارت است از تعداد مدهای بهنجار با بسامدهای بین ν و $\nu + dv$.

بگذارید ببینیم که چگونه وجود فوتونها بر چگالی انرژی تابشی اثر می‌گذارد. هر مد بهنجار باید حاوی همه فوتونها باشد. بنابراین، انرژی کل یک مد می‌تواند تنها مقادیر منفصل را اختیار کند:

$$E_n = nh\nu, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (9-4)$$

که با آنچه در رهیافت کلاسیکی مبنی بر وجود انرژیهای پیوسته فرض شده بود، مغایر است. با توجه به سازه بولتزمن احتمال $P(n)$ این که یک مد شامل n فوتون باشد چنین است:

* هر مد همچنین دارای یک انرژی صفر تغییرناپذیر $\frac{1}{2}h\nu$ است که در بررسی ما تأثیری نمی‌گذارد (به ضمیمه (ب) مراجعه شود).

$$P(n) = \alpha e^{-nh\nu/kT} \quad (۱۰-۴)$$

ثابت تناسب α را می‌توان با توجه به این که احتمال کل برابر واحد است، به دست آورد:

$$\alpha = 1 - e^{-h\nu/kT}$$

بنابراین، انرژی متوسط هر مد، عبارت است از:

$$\bar{E}_{qu} = \sum_{n=0}^{\infty} E_n P(n) = (1 - e^{-h\nu/kT}) \sum_{n=0}^{\infty} nh\nu e^{-nh\nu/kT},$$

که به صورت زیر ساده می‌شود:

$$\bar{E}_{qu} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (۱۱-۴)$$

این مقدار جدید انرژی متوسط، همان نتیجه کلاسیکی در حالت حدی $h\nu \ll kT$ است. از معادله‌های (۷-۴) و (۱۱-۴) داریم:

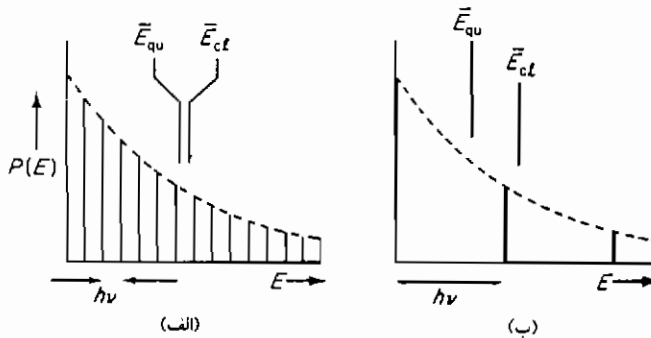
$$\frac{\bar{E}_{cl}}{\bar{E}_{qu}} = \frac{e^{h\nu/kT} - 1}{h\nu/kT} = 1 + \frac{1}{2!} \left(\frac{h\nu}{kT} \right) + \frac{1}{3!} \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2 + \dots$$

این مطلب می‌رساند که چرا فرمول کلاسیکی رایله - جینز با نتایج تجربی در بسامدهای پایین ($h\nu \ll kT$) سازگار است. از طرف دیگر، \bar{E}_{qu} در ν های بزرگ ($h\nu \gg kT$) خیلی کوچکتر از \bar{E}_{cl} است. با این ترتیب، فاجعه فرابنفش مرتفع می‌شود. این نقاط که در شکل (۲-۴) نمایش داده شده است، توزیع احتمال کوانتومی را برای E [معادله (۱۰-۴)] در دو حالت $h\nu \ll kT$ و $h\nu \sim kT$ نشان می‌دهد. در حالت دوم، احتمال زیاد مد انرژی نقطه صفر موجب می‌شود که انرژی متوسط بطور قابل توجهی، کوچکتر از kT باشد.

انرژی تابشی در واحد حجم و فاصله بسامد واحد در دمای T با ضرب چگالی مد [معادله (۵-۴)] در انرژی متوسط هر مد [معادله (۱۱-۴)] به دست می‌آید، که عبارت است از:

$$u(T, \nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (۱۲-۴)$$

این قانون مشهور تابش پلانک است: صحت این رابطه برای نمایش چگالیهای انرژی به ازای تمام بسامدها و دماهای مورد بررسی، محقق شده است.



شکل ۴-۲- احتمالات نسبی یک مد با بسامد ν دارای انرژی E در دمای T وقتی که
(الف) $h\nu \ll kT$ و (ب) $h\nu \sim kT$. منحنیهای خطچین سازه بولتزمن $e^{-E/kT}$ را نشان می دهد.

غالباً برای مقایسه های تجربی، راحت تر است که چگالی انرژی تابشی را به جای بسامد برحسب طول موج بیان کنیم. با استفاده از رابطه $c = \nu\lambda$ ملاحظه می شود که گستره طول موج $d\lambda$ که فاصله بسامد $d\nu$ را شامل می شود، عبارت است از:

$$|d\lambda| = \frac{c}{\nu^2} |d\nu|,$$

و بنابراین، چگالی انرژی در فاصله λ تا $\lambda + d\lambda$ چنین است:

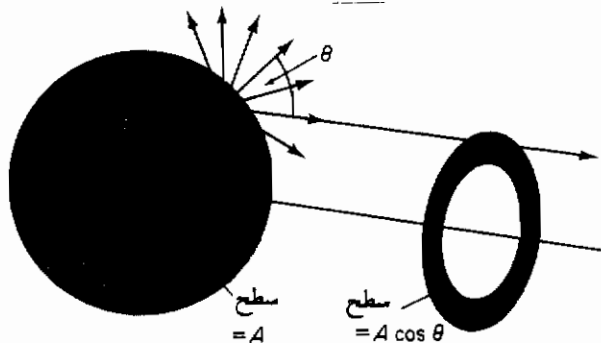
$$u(T, \lambda) d\lambda = \frac{8\pi ch}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda kT} - 1)} d\lambda. \quad (4-13)$$

در حقیقت، آن گونه که در بررسی فوق فرض کردیم، دیواره های حفره، منعکس کننده کامل نیستند، بلکه سطوحی هستند که بخشی از تابش فرودی را جذب می کنند. این سطوح، همچنین تابش گرمایی گسیل می کنند. وقتی دیواره ها با تابش حفره در تعادل گرمایی باشند، آهنگ جذب و گسیل انرژی تابشی باید یکی باشد، در غیر این صورت، دمای دیواره ها و تابش در حفره، تغییر خواهد کرد. علاوه بر این، این تساوی آهنگ جذب و گسیل باید در همه بسامدها اعمال شود. بنابراین، چگالی انرژی تابشی مستقل از طبیعت دیواره هاست، و قانون

پلانک در همه حالاتی که تعادل گرمایی وجود داشته باشد، به کار می رود.

چگالی انرژی تابش $w(T, \lambda)$ در فضا مشکلتر از توان $w(T, \lambda)$ گسیل شده یک سطح داغ در هر واحد مساحت و فاصله طول موج واحد، اندازه گیری می شود. لذا ما باید رابطه ای بین این دو کمیت برقرار کنیم. یک شکل ایده آل سطح برای این منظور، سطحی است که همه تابش فرودی را جذب می کند. چنین سطحی را جسم سیاه می نامند. چون چنین سطوحی، بیشتر از هر سطح دیگری جذب می کنند؛ گسیل تابش آنها نیز بیشتر است. برای تعیین مقدار تابشی که این گونه سطوح گسیل می کنند، بایستی ابتدا توزیع زاویه ای تابش گسیل شده را بررسی کنیم. شکل این توزیع را می توان از این واقعیت نتیجه گرفت که خورشید مانند یک قرص تخت تابان یکنواخت به نظر می رسد. این یکنواختی ظاهری در مورد هر جسم داغ دیگری نیز که تابش نور آن بیش از انعکاس آن باشد، به کار می رود. از شکل (۳-۴) می بینیم که تابش گسیل شده از یک مساحت A ، تحت زاویه θ نسبت به خط عمود برای ناظر، چنین به نظر می رسد که از مساحت تصویر شده $A \cos \theta$ ، گسیل می شود. از آن جا که توان تابشی دریافتی در هر واحد مساحت تصویر شده ثابت است، توان تابشی گسیل شده باید با $\cos \theta$ متناسب باشد. این تناسب، به عنوان قانون کسینوسی لامبر^۱ شناخته می شود. چون توان کل گسیل شده در واحد مساحت و فاصله طول موج عبارت است از $w(T, \lambda)$ ، قسمتی که در یک زاویه حجمی $d\Omega$ در راستای v گسیل می شود بایستی چنین باشد:

$$\pi^{-1} w(T, \lambda) \cos \theta d\Omega = b(T, \lambda) \cos \theta d\Omega, \quad \text{say.} \quad (14-4)$$



شکل ۳-۴- تابش گسیل شده از مساحت A تحت زاویه θ نسبت به عمود بر سطح، به نظر

می رسد که از يك مساحت تصویر شده $A \cos \theta$ گسیل شده است.

حال، ما توزیع زاویه ای را می دانیم و می توانیم ارتباط بین $u(T, \lambda)$ و $w(T, \lambda)$ را با بررسی انرژی موجود در ناحیه کوچکی با هر شکل اختیاری که در مرکز یک حفره کروی به شعاع R (شکل ۴-۴) واقع است، پیدا کنیم. قسمتی از ناحیه ای که با نقطه چین در شکل نشان داده شده، دارای طول l و تصویر مساحت ΔA است و توسط تابش گسیل شده عمودی از عنصری به مساحت dS ، در راستای مخروطی به زاویه حجمی $\Delta A/R^2$ ($l \ll R$) قطع می شود. توان تابش گسیل شده به ازای واحد فاصله طول موج به داخل این مخروط برابر $b(T, \lambda) dS(\Delta A/R^2)$ است، از آن جا که تابش فاصله c را در یک ثانیه طی می کند، انرژی موجود در حجم نقطه چین، عبارت است از:

$$dE = b(T, \lambda) dS \left(\frac{\Delta A}{R^2} \right) \frac{l}{c}.$$

با ملاحظه سایر مخروطهایی که از dS سرچشمه می گیرند و ناحیه مرکزی را قطع می کنند، انرژی کل ناشی از عنصر dS به ازای واحد فاصله طول موج را در این ناحیه پیدا می کنیم:

$$\Delta E = \frac{b(T, \lambda)}{R^2 c} \Sigma(\Delta A l) = \frac{b(T, \lambda)}{R^2 c} V,$$

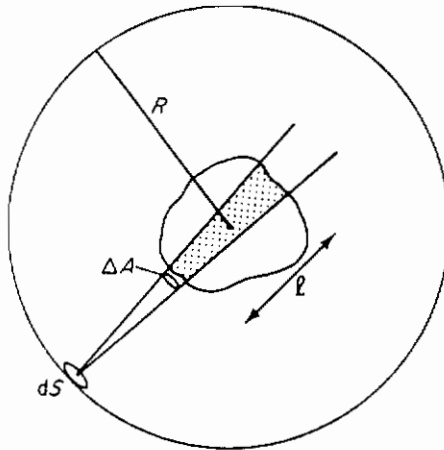
که V حجم ناحیه است. بنابراین، چگالی انرژی در داخل حجم V ناشی از کل مساحت $4\pi R^2$ دیواره های حفره، عبارت است از:

$$u(T, \lambda) = \frac{b(T, \lambda) 4\pi}{c} = \frac{4w(T, \lambda)}{c}.$$

بنابراین، توان گسیل یک سطح جسم سیاه در دمای T چنین است:

$$w(T, \lambda) = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda kT} - 1)}. \quad (۴-۱۵)$$

این شکل قانون تابش در شکل (۴-۵) به ازای سه دمای مختلف، رسم شده است.



شکل ۴-۴ - حجم نقطه چین شامل انرژی ناشی از مساحت dS روی سطح داخلی یک حفره کروی در دمای T

ما از شکل (۵-۴) می بینیم که طول موج λ_m که به ازای آن $w(T, \lambda)$ بیشینه است، با افزایش T کاهش می یابد. وابستگی کامل λ_m به T از معادله (۴-۱۵) نتیجه می شود، که عبارت است از:

$$\lambda_m T = \text{constant}. \quad (۴-۱۶)$$

این رابطه، به قانون جا به جایی وین، مشهور است. مقدار ثابت، برابر است با $2.896 \times 10^{-3} \text{ m K}$.

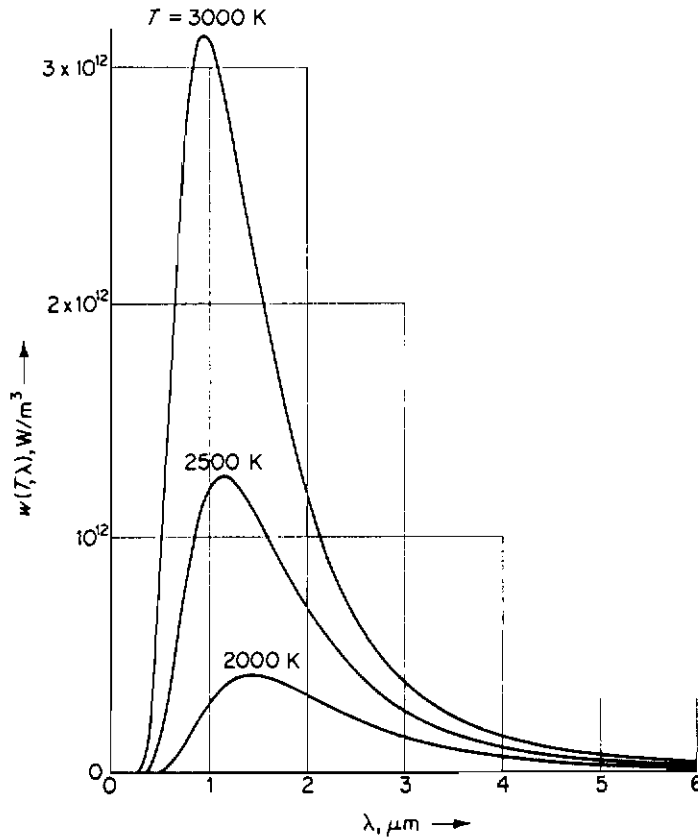
توان کل ناپیوده از واحد مساحت یک جسم سیاه در دمای T با انتگرال گیری معادله (۴-۱۵) به دست می آید. نتیجه، عبارت است از:

$$W = \sigma T^4, \quad (۴-۱۷)$$

که:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5.67 \times 10^{-8} \text{ J K}^{-4} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

ثابت استفان، و معادله (۴-۱۷) موسوم به قانون استفان-بولتزمن است.



شکل ۴-۵- توان تابشی جسم سیاه در دمای T در واحد مساحت و واحد فاصله بسامد

جالب توجه است که استتاج خود پلانک از قانونش [به ضمیمه (ب) مراجعه شود] بر این تصور مبتنی بود که میدان تابشی دارای انرژی پیوسته است و فقط نوسان کننده های دیواره ها کوانتیده اند. فرضیه اینشتاین مبنی بر این که میدان تابشی خود کوانتیده است، نظریه ای است به مراتب ارزشمندتر، لکن تا قریب ۲۰ سال بعد از ارائه آن، مقبولیت عمومی نیافت (به فصل ۱ مراجعه شود).

۲-۲ تابش‌های A و B اینشتاین

یک اتم در میدان تابشی می‌تواند انرژی را در بسامدهای مشخصه‌ی معینی جذب کند، و از این طریق، به یک حالت برانگیخته برسد. اگر این اتم قبلاً در یک حالت برانگیخته باشد، می‌تواند بطور خودبه‌خود با گسیل تابش به یک حالت پایین‌تر سقوط کند. وجود این هر دو فرآیند بدیهی است، ولی در سال ۱۹۱۶ اینشتاین بطور نظری نشان داد فرآیند پدیده‌ای کمتر بدیهی نیز وجود دارد که در آن، میدان تابشی اتمی را که قبلاً برانگیخته است، تحریک می‌کند تا تابش گسیل کند. این فرآیند گسیل القایی نامیده می‌شود.

جذب را نیز می‌توان به صورت فرآیند نابودی فوتون توصیف کرد؛ و گسیل القایی و خودبه‌خود را به عنوان فرآیندهای تولید القایی و خودبه‌خود فوتون در نظر گرفت. بر این اساس، سه فرآیند فوق را می‌توان به صورت زیر بیان کرد:

$$h\nu + A \rightarrow A^*, \quad \text{جذب} \quad (18-4)$$

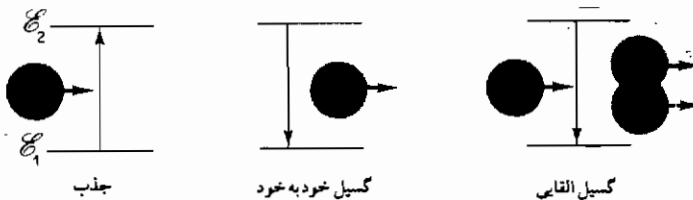
$$A^* \rightarrow A + h\nu, \quad \text{گسیل خودبه‌خود} \quad (19-4)$$

$$h\nu + A^* \rightarrow A + 2h\nu, \quad \text{گسیل القایی} \quad (20-4)$$

که A ، A^* و $h\nu$ به ترتیب معرف اتمی در حالت انرژی \mathcal{E}_1 ، اتم در حالت انرژی بالاتر \mathcal{E}_2 و یک فوتون منفرد با انرژی:

$$h\nu = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1.$$

هستند. این سه فرآیند، در شکل (۶-۴) نمایش داده شده است.



شکل ۴-۶- سه فرآیند اصلی جذب، گسیل خودبه‌خود و گسیل القایی

ما می‌توانیم روابط بین سه فرآیند مزبور را از بررسی گاز کم چگال مرکب از اتمها (یا مولکولها) که تنها دو تراز انرژی \mathcal{E}_1 و \mathcal{E}_2 (البته اتمهای واقعی بیش از دو تراز انرژی دارند، ولی

این مدل، منظور فعلی را برآورده می‌سازد (تحقیق کنیم) و همزمان وجود گسیل القایی را نشان دهیم). اتمها با یک میدان تابشی در دمای T در حال تعادل گرمایی اند، و چگالی انرژی تابش در هر فاصله واحد بسامد، عبارت است از $u(T, \nu)$. تعداد فوتونهایی که در زمان dt توسط اتمها در تراز ۱ جذب می‌شود، متناسب با تعداد n_1 اتمها در این تراز است، و همچنین با $u(T, \nu)$ متناسب است که:

$$\nu = (E_2 - E_1)/h.$$

بنابراین، آهنگ کاهش n_1 را می‌توان به صورت زیر بیان کرد:

$$-\frac{dn_1}{dt} = B_{12}n_1u(T, \nu) = \frac{dn_2}{dt}, \quad (21-4)$$

که B_{12} به ضریب جذب اینشتاین موسوم است. آخرین جزء این معادله، از آن جا ناشی می‌شود که آهنگ کاهش n_1 بایستی با آهنگ افزایش تعداد n_2 در تراز بالاتر، مساوی باشد. در فرآیند گسیل خودبه خود آهنگ کاهش n_2 متناسب با n_2 ، ولی مستقل از $u(T, \nu)$ است، و بنابراین می‌توان نوشت:

$$-\frac{dn_2}{dt} = \frac{dn_1}{dt} = A_{21}n_2, \quad (22-4)$$

که A_{21} ضریب گسیل خودبه خود اینشتاین نامیده می‌شود. سرانجام، برای فرآیند گسیل القایی آهنگ کاهش n_2 متناسب با n_2 و همچنین متناسب با $u(T, \nu)$ است، و لذا:

$$-\frac{dn_2}{dt} = \frac{dn_1}{dt} = B_{21}n_2u(T, \nu), \quad (23-4)$$

که B_{21} ضریب گسیل القایی اینشتاین نام دارد.

این سه فرآیند، بطور همزمان صورت می‌گیرند؛ و بنابراین، کل آهنگ تغییرات n_1 و n_2 عبارتند از:

$$\frac{dn_1}{dt} = -\frac{dn_2}{dt} = -B_{12}n_1u(T, \nu) + A_{21}n_2 + B_{21}n_2u(T, \nu).$$

وقتی سیستم اتمها و تابش در تعادل گرمایی است، تعداد n_1 و n_2 ثابت می باشد؛ و از این رو:

$$B_{12}n_1u(T, \nu) = A_{21}n_2 + B_{21}n_2u(T, \nu).$$

ما همچنین می دانیم که در تعادل گرمایی تعداد اتمها در تراز با انرژی ϵ متناسب با سازه بولتزمن $\exp(-\epsilon/kT)$ است؛ و در نتیجه، داریم:

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-(\epsilon_2 - \epsilon_1)/kT}.$$

از ترکیب این دو رابطه، به دست می آید که:

$$B_{12}u(T, \nu) = [B_{21}u(T, \nu) + A_{21}]e^{-(\epsilon_2 - \epsilon_1)/kT}. \quad (24-4)$$

چون این رابطه باید به ازای همه مقادیر ν و T و از جمله مقادیر بزرگ T که به ازای آن $u(T, \nu)$ به سمت بی نهایت و سازه نهایی به سمت ۱ میل می کند، صادق باشد، داریم:

$$B_{12} = B_{21} \quad (25-4)$$

مشاهده می کنیم که در این جا تقارنی اساسی بین فرآیندهای نابودی و خلق القایی فوتونها وجود دارد. از جایگذاری معادله (۲۲-۴) در معادله (۲۱-۴) نتیجه می شود:

$$u(T, \nu) = \frac{A_{21}/B_{21}}{e^{(\epsilon_2 - \epsilon_1)/kT} - 1}, \quad (26-4)$$

که بوضوح شکلی از قانون پلانک برای تابش گرمایی [معادله (۱۲-۴)] است. حال می بینیم که چرا فرآیند گسیل القایی باید وجود داشته باشد: زیرا فقط در این صورت است که قانون پلانک و سازه بولتزمن با وجود توأم بودن اتمها و تابش به حالت تعادل گرمایی سازگار است. از مقایسه رابطه اخیر با معادله (۱۲-۴) ملاحظه می شود:

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{21} \quad (27-4)$$

که دومین رابطه ای است که سه ضریب اینشتاین را به هم مربوط می کند، به دست می دهد.

اهمیت نسبی گسیل خودبه خود و القایی

و اما اهمیت نسبی فرآیندهای گسیل خودبه خود و القایی چیست؟ نسبت آهنگ انتقالشان، چنین است:

$$\frac{B_{21}u(T, \nu)}{A_{21}} = \frac{u(T, \nu)c^3}{8\pi h\nu^3} = \frac{u(T, \nu)/h\nu}{\rho(\nu)}, \quad (4-28)$$

که عبارت است از تعداد فوتونها در واحد حجم و واحد فاصله بسامد تقسیم بر تعداد مدها در واحد حجم و واحد فاصله بسامد. به عبارت دیگر، نسبت آهنگها عبارت است از تعداد متوسط فوتونها در هر مد. این مطلب، حتی وقتی که دستگاه اتمها و تابش در تعادل گرمایی نیست، صحیح است. برای مثال، در فصل ۶ خواهیم دید که تعداد متوسط فوتونها در مدهای معینی از حفره لیزر می تواند فوق العاده بزرگ باشد، و در این صورت گسیل القایی بمراتب بیشتر از گسیل خودبه خود اتفاق می افتد. از طرف دیگر، در مورد تابش گرمایی تعداد متوسط فوتونها در یک مد بسامد ν و در دمای T عبارت است از:

$$n = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

که وقتی $h\nu \ll kT$ ، مقدار آن خیلی کوچکتر از یک است.

ترازهای تبهگن

بحث ما تاکنون به یک مدل دو حالتی محدود بوده است. اتمها و مولکولهای واقعی حالتی مختلف و ترازهای انرژی مختلف بسیاری دارند. حالتها با عددهای کوانتومی متعددی مشخص می شوند که در حال حاضر به بررسی آنها نیاز نداریم، مواردی وجود دارد که بیش از یک حالت دارای انرژی ϵ_i بوده و به تراز انرژی i تعلق دارد. تعداد حالتیهای مختلف متعلق به تراز i تبهگنی، g_i آن تراز است.

حال، در تعمیم معادلاتی که برای مدل نابتبهگن دو حالتی به دست آورده ایم، می توانیم قرار بگذاریم که جمعیت n و ضرایب A و B به حالتیهای منفرد و انتقالات بین آنها مربوط است. گرچه، بیشتر موسوم است که محاسبات بر حسب جمعیت کل ترازهای تبهگن انجام شود.

برای مثال، به جذب از تراز i با تبهگنی g_i به تراز j با تبهگنی g_j مراجعه کنید. اگر حالت‌های تشکیل دهنده تراز i را با m_i ($g_i = 1$ تا m_i) نشان دهیم، ضریب اینشتاین برای جذب از حالت m_i به حالت m_j از تراز بالاتر عبارت است از $B_{m_i m_j}$ و آهنگ جذب با $n_{m_i} B_{m_i m_j}$ متناسب است. آهنگ جذب، برای گذار از حالت m_i به هر حالت m_j متناسب است با:

$$n_{m_i} \sum_{m_j=1}^{g_j} B_{m_i m_j}.$$

با جمع بستن عبارت فوق روی حالت‌های m_i ، و تقسیم آن بر g_i آهنگ متوسط از یکی از حالت‌های پایین تر به هر حالت بالاتر به دست می آید، و نتیجه می گیریم که این آهنگ متوسط، متناسب است با:

$$\frac{n_i}{g_i} \sum_{m_i=1}^{g_i} \sum_{m_j=1}^{g_j} B_{m_i m_j},$$

که n_i جمعیت کل تراز انرژی پایین تر است، بنابراین، ضریب اینشتاین که با جمعیت کل منطبق می باشد، عبارت است از:

$$B_{ij} = \frac{1}{g_i} \sum_{m_i=1}^{g_i} \sum_{m_j=1}^{g_j} B_{m_i m_j}.$$

بطور مشابه ضرایب اینشتاین برای گسیل خودبه خود و القایی، به صورت زیر داده می شود:

$$A_{ji} = \frac{1}{g_i} \sum_{m_i=1}^{g_i} \sum_{m_j=1}^{g_j} A_{m_i m_j},$$

$$B_{ji} = \frac{1}{g_j} \sum_{m_i=1}^{g_i} \sum_{m_j=1}^{g_j} B_{m_i m_j}.$$

حل دو معادله (۴-۲۵) و (۴-۲۷) که ضرایب را به هم ربط می دهند، به صورت زیر در می آیند:

$$g_i B_{ij} = g_j B_{ji}$$

(۴-۲۹)

$$A_{ji} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{ji} \quad (۳۰-۴)$$

عمر متوسط و مقطع مؤثر جذب

گسیل خودبه خود، تنها فرآیندی است که اگر چگالی تابشی $u(T, \nu)$ به ازای همه بسامدهای مربوط به گذارهای z به دیگر ترازهای i قابل اغماض باشد، برای تراز z رخ می دهد. تراز z خودبه خود به ترازهای i با انرژی پایین تر فرو می افتد؛ و بنابراین، آهنگ کلی تغییر جمعیتش عبارت است از:

$$\frac{dn_i}{dt} = -n_i \sum_i A_{ji}$$

(اگر ما از هر تجمع مجدد تراز z از طریق واپاشی خودبه خود از ترازهای بالاتر صرف نظر کنیم) حل این معادله چنین است:

$$n_i = n_{i0} e^{-t/\tau_i}, \quad \text{که در آن:}$$

$$\tau_i = \left(\sum_j A_{ji} \right)^{-1}, \quad (۳۱-۴)$$

و جمع بندی روی تمام ترازهای با انرژی کمتر از E_j انجام می شود. زمان τ_j عمر متوسط تابش تراز z است [به بخش (۳-۱-۷) مراجعه شود]. این ارتباط بین عمر متوسط و ضریب جذب A_{ji} در مواردی برای انتخاب مقادیر مطلق ضرایب A_{ji} (و از این رو مقادیر مطلق B_{ji} و B_{ij}) از طریق اندازه گیریهای تجربی عمر متوسط اتمی مفید است.

راه دیگری برای پیدا کردن مقادیر مطلق ضرایب اینشتاین، با استفاده از عبارات حاصله در فصل ۳ برای مقطع مؤثر جذب از تراز i به تراز z به دست می آید. در مجاورت بسامد تشدید ν_{ij} که با:

$$h\nu_{ij} = \mathcal{E}_j - \mathcal{E}_i, \quad (۳۲-۴)$$

داده می شود، مقطع مؤثر جذب در هر اتم، عبارت است از (معادله ۳-۷۶):

$$\sigma(\nu) = \frac{e^2 f_{ij}}{16\pi^2 m \epsilon_0 c \tau_j [(\nu - \nu_{ij})^2 + 1/(4\pi\tau_j)^2]} \quad (۳۳-۴)$$

در این جا، τ_j عمر متوسط تراز z و f_{ij} قدرت نوسانگر در گذار است. فرض کنید که باریکه ای دارای چگالی انرژی تابشی $u(\nu)$ در هر واحد حجم و فاصله بسامد واحد از میان ناحیه شامل اتمهایی در تراز i بگذرد. مقدار انرژی تابشی در فاصله ν تا $\nu + d\nu$ که در یک ثانیه از مساحت $\sigma(\nu)$ می گذرد، عبارت است از:

$$d\mathcal{E} = c\sigma(\nu)u(\nu) d\nu.$$

بنابراین، تعداد فوتونهای جذب شده توسط هر اتم در یک ثانیه، چنین می شود:

$$dn = c\sigma(\nu)u(\nu) d\nu/h\nu.$$

با انتگرال گیری عبارت فوق بر روی تمام بسامدها (و با فرض این که $\nu_{ij} \ll \tau_j^{-1}$ در تمام ناحیه بسامدهای جذب یکنواخت است)، به دست می آوریم که تعداد متوسط فوتونهایی که در یک ثانیه توسط هر اتم جذب می شود، برابر است با:

$$\bar{n} = \frac{e^2 f_{ij} u(\nu_{ij})}{4m\epsilon_0 h \nu_{ij}}.$$

اما، این عدد، همچنین مساوی $B_{ij} \mu(\nu_{ij})$ (معادله ۴-۲۱) است؛ و بنابراین، ضریب B اینشتاین، با رابطه زیر داده می شود:

$$B_{ij} = \frac{e^2 f_{ij}}{4m\epsilon_0 h \nu_{ij}} \quad (۳۴-۴)$$

این ارتباط بین B_{ij} و f_{ij} به مقدار τ_j بستگی ندارد، که این مایه خوشوقتی است، چون مقدار حاصله از نظریه کلاسیکی محض (قسمت ۳-۱-۷) چیزی بیشتر از مقدار عمر متوسط واقعی را نشان نمی دهد. نتیجه (۴-۳۴) مجدداً در بخش بعدی، با استفاده از مکانیک کوانتومی، به دست خواهد آمد. دو نتیجه دیگر بلافاصله با ترکیب معادله (۴-۳۴) با معادله های (۴-۲۹)، (۴-۳۰) و (۴-۳۱) حاصل می شود:

$$A_{ij} = \frac{2\pi e^2}{m\epsilon_0 c^3} \frac{g_i \nu_{ij}^2 f_{ij}}{g_j} \quad (35-4)$$

و

$$\tau_i = \frac{m\epsilon_0 c^3}{2\pi e^2} g_i \left(\sum_j g_j \nu_{ij}^2 f_{ij} \right)^{-1} \quad (36-4)$$

که همانند قبل، جمع بندی فقط روی ترازهای B_i با انرژی $E_i < E_j$ صورت می گیرد.

۳-۲ معایب احتمالات گذار

تا به حال تنها راهی که خواص ذاتی اتمها و مولکولها در بررسی مان وارد شده، از طریق انرژیهای حالتی برانگیخته E_i و قدرتهای نوسانگر که حالتی مختلف را به هم ربط می دهد. یعنی f_{ij} بوده است. در این بخش، ما قدرتهای نوسانگر را به تابع موجهای حالتی اتمی و مولکولی ربط می دهیم.

یک اغتشاش خارجی به اتمی که در ابتدا در یک حالت m قرار دارد القا می شود تا به حالتی دیگر n انتقال یابد. نقطه شروع بررسی ما، نتیجه ای است (حاصل از نظریه اغتشاش مرتبه اول) که برای اغتشاشهای کوچک این احتمال را که اتم پس از زمان t در حالت n باشد به دست می دهد و عبارت است از $|a_n(t)|^2$ که $a_n(t)$ توسط رابطه زیر داده می شود:

$$i\hbar \frac{da_n(t)}{dt} = e^{i\omega_{mn}t} \int \psi_n^* H' \psi_m d\tau \quad (37-4)$$

در این جا H' انرژی اندرکنش اغتشاش، ψ_n و ψ_m تابع موجهای حالتی n و m در غیاب اغتشاش، نماد \hbar معرف $h/2\pi$ است و ω_{mn} با اختلاف انرژی دو حالت داده می شود:

$$\omega_{mn} = (E_n - E_m)/\hbar.$$

آنچه که برای ما جالب است، اغتشاشی است که از اعمال یک میدان تابشی بر اتم

حاصل می‌شود. آن‌گاه بزرگترین مشارکت در H' ناشی از اندرکنش میدان الکتریکی تابش و گشتاور دو قطبی الکتریکی اتم \mathbf{p} است. با چشم پوشی از دیگر مشارکتها (که در بخش آتی بحث خواهد شد)، H' به صورت زیر داده می‌شود:

$$H' = -\mathbf{E} \cdot \mathbf{p}. \quad (38-4)$$

حال، به اثر یک میدان تابشی خاص، با موج تخت قطبیده خطی توجه کنید:

$$\mathbf{E} = \mathbf{i}_x E_0 \cos(\omega t - kz).$$

چگالی انرژی، عبارت است از:

$$u = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2,$$

و بنابراین، میدان الکتریکی وارد بر اتم را می‌توان، به صورت زیر نوشت:

$$\mathbf{E} = \mathbf{i}_x \left(\frac{2u}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \frac{1}{2} [e^{i(\omega t - kz)} + e^{-i(\omega t - kz)}]. \quad (39-4)$$

از آن‌جا که طول موج نور مرئی خیلی بزرگتر از ابعاد اتمی است، کمیت $kz (= 2\pi z/\lambda)$ دارای تغییرات کوچکی بر روی حجم اتم می‌باشد که به ما امکان می‌دهد که:

$$e^{ikz} \approx 1.$$

اختیار کنیم. لذا، انرژی اغتشاش عبارت است از:

$$H' = -\left(\frac{u}{2\epsilon_0} \right)^{1/2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) p_x. \quad (40-4)$$

گشتاور دو قطبی اتم چنین است:

$$\mathbf{p} = -\sum_{k=1}^N e \mathbf{r}_k, \quad (41-4)$$

که در آن \mathbf{r}_k بردارهای موضع N الکترون اتم است و مبدأ مختصات، در مرکز اتم اختیار شده است.

برای محاسبه دامنه $a_p(t)$ رابطه (40-4) را در (4-37) جایگذاری می‌کنیم و نسبت

به زمان انتگرال می‌گیریم، که نتیجه عبارت است از:

$$a_n(t) = \left(\frac{u}{2\epsilon_0 \hbar^2} \right)^{1/2} (\mathbf{D}_{nm}) \left[\frac{e^{i(\omega_{mn} + \omega)t} - 1}{\omega_{mn} + \omega} + \frac{e^{i(\omega_{mn} - \omega)t} - 1}{\omega_{mn} - \omega} \right], \quad (42-4)$$

که :

$$\mathbf{D}_{nm} = \int \psi_n^* \left(-e \sum_{k=1}^N \mathbf{r}_k \right) \psi_m d\tau. \quad (43-4)$$

انتگرال گیری در \mathbf{D}_{nm} روی مختصات موضع تمام الکترونهای اتم انجام شده است. بردار \mathbf{D}_{nm} گشتاور دو قطبی الکتریکی انتقال برای انتقال از m به n نامیده می شود.

اولین جمله معادله (42-4)، با $\omega_{nm} + \omega$ در مخرج، در صورتی بزرگ است که $\omega \equiv -\omega_{nm}$ باشد، و این مستلزم آن است که حالت n ای وجود داشته باشد که برای آن :

$$\mathcal{E}_n = \mathcal{E}_m - \hbar\omega.$$

بنابراین، این جمله، برای فرآیند گسیل القایی به کار می رود که در آن اغتشاش بسامد ω حالت اولیه را تحریک می کند، تا یک فوتون گسیل نماید. بطور مشابه، چنانچه حالت n ای با انرژی :

$$\mathcal{E}_n = \mathcal{E}_m + \hbar\omega.$$

وجود داشته باشد، جمله دوم معادله که مربوط به جذب است، بزرگ خواهد بود. این دو نوع انتقال، در شکل (4-7) نشان داده شده است. حالتهای n و n' می توانند فوتونهای بیشتری گسیل یا جذب کنند، لکن بررسی مان را به فواصل زمانی محدود می کنیم که آن قدر کوتاهند که این فرآیندهای ثانوی، قابل اغماض باشند.

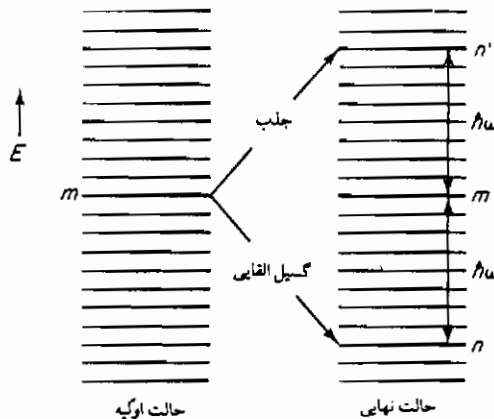
حال، فرض می کنیم که بسامد تابش، نزدیک به بسامد جذب باشد؛ و تنها جذب صورت پذیرد. در این صورت، کافی است فقط جمله دوم معادله (42-4) را نگه داریم که از این رو، به دست می آوریم :

$$|a_n(t)|^2 = \frac{2u |\mathbf{D}_{nm}|^2 \sin^2 \left[\frac{1}{2}(\omega_{mn} - \omega)t \right]}{3\epsilon_0 \hbar^2 (\omega_{mn} - \omega)^2}.$$

در این جا به جای $|\mathbf{D}_{nm}|^2$ مقدار $|\mathbf{D}_{nm}|^2/3$ را قرار داده ایم، زیرا مؤلفه های x ، y و z عبارت \mathbf{D}_{nm} دارای بزرگی یکسانند. احتمال $|a_n(t)|^2$ در شکل (4-8) نشان داده شده است. احتمال پیشینه در تشدید، رخ می دهد، یعنی وقتی $\omega = \omega_{nm}$ است؛ و می بینیم

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin(xt)}{x} = t,$$

که این مقدار بیشینه با t^2 متناسب است. مقدار x که به ازای آن $\sin^2(xt)/x^2$ نصف مقدار بیشینه اش (t^2) را دارد، متناسب با t^{-1} است، و بنابراین $\Delta\omega$ پهنای بسامد قله مرکزی در شکل (۴-۸) نیز با t^{-1} تناسب دارد.

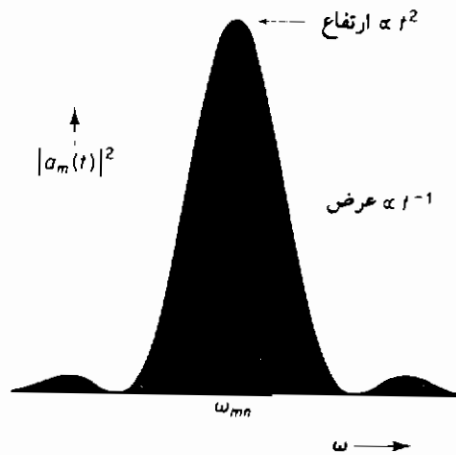


شکل ۴-۷- یک میدان تابشی با بسامد ω می‌تواند با موجب جذب یا گسیل القایی شود، به شرط آن که حالت‌های مناسب انرژی، وجود داشته باشند. (ترازهای متنسوی الفاصله غیرواقعی، و فقط برای سهولت رسم شده‌اند).

در عمل، میدان تابشی نمی‌تواند یک بسامد تک ω داشته باشد (به فصل ۵ مراجعه شود). چگالی انرژی u بایستی در گستره‌ای از بسامد زاویه‌ای توزیع شده، و چگالی انرژی $u(\omega) d\omega$ در فاصله ω تا $\omega + d\omega$ را نتیجه دهد. حال، می‌توانیم فرض کنیم که $u(\omega)$ در فاصله‌ای که برای آن مقدار $u(\omega)^2$ قابل توجه است، نسبت به ω یکنواخت باشد: این فرض معقولی است، زیرا زمانی را که در آن جذب اتفاق می‌افتد، با تقلیل شدت باریکه، بطور دلخواه بزرگ و در نتیجه $\Delta\omega$ کوچک در نظر گرفته می‌شود. بنابراین، احتمال جذب در زمان t با انتگرال گیری روی بسامد حاصل می‌گردد:

$$|a_n(t)|^2 = \frac{2|D_{nm}|^2 \mu(\omega_{mn})}{3\epsilon_0 \hbar^2} \int \frac{\sin^2[\frac{1}{2}(\omega_{mn} - \omega)t]}{(\omega_{mn} - \omega)^2} d\omega$$

$$= \frac{2\pi |D_{nm}|^2 \mu(\omega_{mn}) t}{6\epsilon_0 \hbar^2} \quad (4-44)$$



شکل ۴-۸- احتمال این که اتی را که در ابتدا در حالت m است، پس از تابش دهی با بسامد ω برای مدت زمان t ، در حالت n بیابیم. در عمل میدان تابشی معمولاً دارای توزیع شدت یکنواختی در ناحیه ω_{mn} است، و بنابراین، احتمال این که اتم در حالت n باشد، با مساحت هاشور خورده که متناسب با t است، تناسب دارد.

ملاحظه می شود که احتمال با t متناسب است. این تناسب را همچنین می توان مستقیماً از شکل (۴-۸) نتیجه گرفت، زیرا انتگرال معادله (۴-۴۴) متناسب با سطح هاشور خورده در شکل می باشد.

آهنگ جذب، عبارت است از احتمال در واحد زمان $|a_n(t)|^2$. برای مقایسه این کمیت با آهنگ جذبی که در بخش (۴-۲) بحث شد، ساده تر است که چگالی انرژی را به جای بسامد زاویه ای ω برحسب ν بیان کنیم. اگر یک فاصله مفروض با گستره $d\nu$ در بسامد و گستره $d\omega$ در سرعت زاویه ای مطابقت کند، از آن جا که:

$$d\nu = d\omega/2\pi.$$

چنانچه انرژی را بتوان در فاصله مزبور به صورت $u(\omega) d\omega$ یا $u(\nu) d\nu$ بیان کرد، آن گاه نتیجه می شود:

$$u(\omega) = u(\nu)/2\pi.$$

بنابراین، در می یابیم که آهنگ جذب، با رابطه زیر داده می شود:

$$R = \frac{|\mathbf{D}_{nm}|^2 u(\nu_{mn})}{6\varepsilon_0 \hbar^2}.$$

از مقایسه رابطه فوق با معادله (۴-۱۸)، ارتباطی بین ضریب جذب اینشتاین و گشتاور دوقطبی الکتریکی انتقال، به دست می آوریم:

$$B_{nm} = \frac{1}{6\varepsilon_0 \hbar^2} |\mathbf{D}_{nm}|^2. \quad (4-45)$$

برای این که تبهگنیهای ممکن ترازاها را به حساب آوریم، روشی را که در انتهای بخش قبلی به کار برده بودیم دنبال می کنیم؛ و $|\mathbf{D}|^2$ را به این صورت تعریف می نماییم که بر روی زیر لایه های حالت نهایی جمع بندی و بر روی زیر لایه های حالت اولیه، متوسط گیری کنیم. برای جذب از یک تراز تبهگن i به یک تراز تبهگن j داریم:

$$|\mathbf{D}_{ij}|^2 = \frac{1}{g_i} \sum_{m_i=1}^{g_i} \sum_{m_j=1}^{g_j} |\mathbf{D}_{m_i m_j}|^2.$$

در این صورت، شکل معادله (۴-۴۵) بدون تغییر باقی می ماند:

$$B_{ij} = \frac{1}{6\varepsilon_0 \hbar^2} |\mathbf{D}_{ij}|^2. \quad (4-46)$$

زیرا:

$$|\mathbf{D}_{m_i m_j}| = |\mathbf{D}_{m_j m_i}|,$$

همان طور که قبلاً در معادله (۴-۲۹) به دست آوردیم، رابطه زیر را داریم:

$$|\mathbf{D}_{ji}|^2 = \frac{g_i}{g_j} B_{ij}.$$

حال، می توان برای به دست آوردن ضریب انیشتاین در مورد گسیل خودبه خود و قدرت نوسانگر بر حسب D_{ij} معادله های (۴-۳۴) و (۴-۳۵) را به کار برد:

$$A_{ij} = \frac{8\pi^2 \nu_{ij}^3}{3\epsilon_0 \hbar c^3} |D_{ij}|^2, \quad (4-47)$$

$$f_{ij} = \frac{4\pi m \nu_{ij}}{3\hbar e^2} |D_{ij}|^2. \quad (4-48)$$

کمیات مفید تجربی A ، B و f را می توان از معادله های (۴-۴۶)، (۴-۴۷) و (۴-۴۸) به همراه معادله (۴-۴۳) در مورد D به دست آورد؛ مشروط بر این که توابع موج حالت های مربوط معلوم باشند. مشابه قاعده جمع (۳-۷۷) که در بخش (۳-۲-۲) اشاره شد، قاعده های جمعی نیز برای f_{ij} وجود دارد؛ که در بررسی نتایج تجربی و محاسباتی مفیدند.

این بخش را با اشاره ای نه چندان دقیق در مورد تعبیر کمی و کلاسیکی فرآیند گسیل خودبه خود، به پایان می بریم. از معادله (۴-۴۷) می بینیم که آهنگ واپاشی خودبه خود با $|D_{ij}|^2$ متناسب است، و از معادله (۴-۴۳) در می یابیم که D_{ij} به توزیع باری با چگالی $e\nu_j^* \nu_i - \nu_j \nu_i^*$ مربوط می شود. ما می توانیم اتم را در خلال رویداد گسیل در حال نوسان بین دو حالت i و j تصور کنیم، بطوری که چگالی بار حالت مخلوط یا انتقال، مشابه یک دو قطبی هرتزی با قدرت D_{ij} و بسامد ω_{ij} عمل کند، در این صورت، میدانی الکترومغناطیسی با بسامد ω_{ij} ایجاد می شود. وقتی که این میدان تابشی خود را به صورت یک تک فوتون آشکار می کند، اتم در حالت انرژی پایین تر، پایدار می شود. زمان متوسط برای این اتفاق متناسب با $h\omega_{ij}/P$ است، که $P \propto |D_{ij}|^2 \omega_{ij}^4$ توان متوسط تابش شده است [معادله (۳-۲۱)]. بنابراین، آهنگ انتقال متناسب با $|D_{ij}|^2 \omega_{ij}^3$ است، همان گونه که از معادله (۴-۴۷) نتیجه شده بود. این الگورا می توان باز هم به کار گرفت تا سازه عددی در معادله (۴-۴۷) را به دست آورد (به کرنی^۱ مراجعه شود).

۲-۲ قواعد انتخاب

تنها محدودیتی که تاکنون با آن مواجه بوده‌ایم که آیا انتقالی صورت می‌گیرد یا نه، آن است که انرژی باید پایستار باشد. حتی وقتی این شرط برقرار است، عوامل دیگری وجود دارند که می‌توانند باعث شوند احتمال انتقال خیلی کوچک یا، در حالت‌های حدی صفر باشد. این عوامل، ناشی از لزوم پایستار ماندن اندازه حرکت خطی، اندازه حرکت زاویه‌ای و زوجیت می‌باشند. پایستاری اندازه حرکت خطی، اثری بالنسبه ناچیز دارد. (به بحث اثر دوپلر در فصل ۹ مراجعه شود)، ولی پایستاری اندازه حرکت زاویه‌ای و زوجیت محدودیتهای مشخصی موسوم به قواعد انتخاب بر تغییرات مجاز حالت اتم، مولکول یا هسته، اعمال می‌کند. ما بحث را با یادآوری خلاصه‌ای از مفهوم اندازه حرکت زاویه‌ای و زوجیت یک اتم، و قواعد حاکم بر جمع بندی اندازه حرکت‌های زاویه‌ای و ترکیب زوجیتها، آغاز می‌کنیم.

۱-۲-۲ اندازه حرکت زاویه‌ای و زوجیت حالت‌های اتمی

الکترونهای یک اتم، در حالت i می‌توانند دارای اندازه حرکت زاویه‌ای کلی به اندازه $\hbar \sqrt{J_i(J_i + 1)}$ باشند، که J_i عدد صحیح مثبت (شامل صفر) است، در صورتی که تعداد الکترونهای اتم زوج باشد، یا عدد صحیح به علاوه $\frac{1}{2}$ است، اگر تعداد الکترونها فرد باشد. هسته اتم نیز دارای یک اندازه حرکت زاویه‌ای است که در اندازه حرکت زاویه‌ای کلی سهم است، ولی می‌توان از این مشارکت در بحث حاضر چشم پوشید. بنابراین، $\sqrt{J_i(J_i + 1)} \hbar$ را به عنوان اندازه حرکت زاویه‌ای اتم، در نظر می‌گیریم. مؤلفه اندازه حرکت زاویه‌ای در یک راستای ثابت که به راستای کوانتش موسوم است، می‌تواند مقادیر $M_i \hbar$ را اختیار کند، که:

$$M_i = -J_i, -J_i + 1, \dots, J_i - 1, J_i \quad (۴۹-۴)$$

J_i و M_i اعداد کوانتومی اندازه حرکت زاویه‌ای اتم در حالت i هستند. اندازه حرکت زاویه‌ای اتم، اغلب به صورت $\hbar J$ نشان داده می‌شود، که بردار J دارای طول $\hbar \sqrt{J_i(J_i + 1)}$ ، و مؤلفه M_i در راستای کوانتش است. سیستمهای دیگری که در آنها یک یا تعدادی ذره حول یک نقطه ثابت در حرکتند، همه دارای اندازه حرکت‌های زاویه‌ای هستند، که به همین طریق کوانتیده می‌شوند.

هنگامی که دو سیستم مجزاً دارای اندازه حرکت‌های زاویه‌ای $\hbar J_1$ و $\hbar J_2$ با هم ترکیب

می شوند، یک اندازه حرکت زاویه ای کلی $J_3 \hbar$ را می دهند :

$$J_1 \hbar + J_2 \hbar = J_3 \hbar,$$

مقدار J_3 به مجموعه مقادیر زیر محدود می شود :

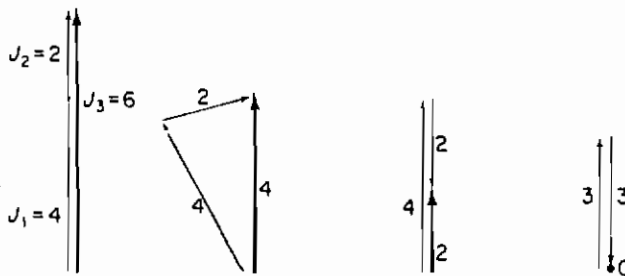
$$J_3 = |J_1 - J_2|, |J_1 - J_2| + 1, \dots, J_1 + J_2 - 1, J_1 + J_2. \quad (50-4)$$

رابطه فوق را می توان به صورت فشرده تر **قاعده مثلثی** زیر بیان کرد :

$$\Delta(J_1 J_2 J_3) \neq 0, \quad (51-4)$$

که Δ تابعی غیر صفر است، در صورتی که فقط J_3 یکی از مقادیر داده شده در معادله (۵۰-۴) باشد. مفهوم مثلث در این جا بدین دلیل وارد می شود که شرط (۵۰-۴) شرطی است که تحت آن سه خط به طولهای J_1 ، J_2 و J_3 می توانند تشکیل یک مثلث بدهند [شکل (۴-۹) را ببینید]، مشروط بر این که بپذیریم خطوط مستقیم (و حتی نقاط) شکل‌های خاصی از یک مثلث هستند. با وضوح کمتری، می توان دید که قاعده مثلثی نیز، شرطی است که تحت آن، سه خط به طولهای $\sqrt{J_1(J_1+1)}$ ، $\sqrt{J_2(J_2+1)}$ و $\sqrt{J_3(J_3+1)}$ می توانند تشکیل یک مثلث بدهند؛ و بنابراین، می بینیم که این قاعده براحتی مبین این حقیقت است که اندازه حرکت زاویه ای $J \hbar$ به صورت یک بردار عمل می کند و از قوانین معمولی جمع بردارها پیروی می نماید، با این شرط که طول آن $\hbar \sqrt{J(J+1)}$ باشد. وقتی J_1 و J_2 به شکل J_3 ترکیب می شوند، شرط دیگری باید برقرار باشد که عبارت است از این که جمع مؤلفه ها در راستای کوانتش، به صورت زیر باشد :

$$M_1 + M_2 = M_3. \quad (52-4)$$



شکل ۴-۹- ترکیب اندازه حرکت‌های زاویه ای $J_1 \hbar$ و $J_2 \hbar$ تشکیل اندازه حرکت زاویه ای

$J_3 \hbar$ را می دهند. قاعده مثلثی در مورد همه این مثالها برقرار است.

زوجیت یک حالت، بیانگر این است که تابع موج حالت وقتی دستگاه مختصات حول مبدأ معکوس می شود، چگونه رفتار می کند:

$$\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}. \quad (53-4)$$

می توان نشان داد که فقط دو نوع انعکاس برای حالت های اتمی وجود دارد*. با اختیار کردن هسته به عنوان مبدأ مختصات، یا تابع موج تحت انعکاس تغییر نمی کند:

$$\psi(-r_1, -r_2, \dots, -r_N) = \psi(r_1, r_2, \dots, r_N), \quad (54-4)$$

که به این حالت زوجیت زوج گفته می شود، یا تابع موج تحت انعکاس در -1 ضرب می شود:

$$\psi(-r_1, -r_2, \dots, -r_N) = -\psi(r_1, r_2, \dots, r_N), \quad (55-4)$$

که دارای زوجیت فرد است. در نوشتن این معادلات، فرض ما بر این بوده است که توابع موج فقط تنها به بردارهای موقعیت r_i ، N الکترون اتم بستگی دارد ولی این بیان که فقط همین دو نوع رفتار وجود دارد در موردی که توابع موج به سایر پارامترهای داخلی اتم، از قبیل اسپین های ذاتی الکترونها بستگی دارند نیز صحیح می باشد.

یک مثال برای حالت با زوجیت زوج، حالت پایه اتم هیدروژن با تابع موج زیر است

$$\psi^{(1s)} = \pi^{-1/2} a_0^{-3/2} e^{-r/a_0}, \quad (56-4)$$

که a_0 شعاع بوهر است. تحت عمل انعکاسی (53-4) جهت \mathbf{r} تغییر می کند ولی مقدار آن r بدون تغییر می ماند و بنابراین

$$e^{-r/a_0} \xrightarrow{\text{inversion}} e^{-r/a_0}.$$

از طرف دیگر، حالت برانگیخته $2p$ با $M=0$ دارای تابع موج

$$\psi^{(2p, M=0)} = \pi^{-1/2} (2a_0)^{-5/2} z e^{-r/2a_0}, \quad (57-4)$$

است که در آن راستای z راستای کوانتش است. عمل انعکاس در مختصات قائم، عبارت است از:

$$(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z),$$

* به شرط این که از آثار جزئی مشخصی که در هر مورد آشکار سازی تجربی آن فوق العاده مشکل است، صرف نظر کنیم.

و بنابراین :

$$z e^{-r/2a_0} \xrightarrow{\text{انعکاس}} -z e^{-r/2a_0},$$

که نشان می دهد این تابع موج زوجیت فرد دارد . با بیان معادله های (۴-۵۴) و (۴-۵۵) به صورت یک معادله :

$$\psi(-r_1, -r_2, \dots, -r_N) = \Pi \times \psi(r_1, r_2, \dots, r_N), \quad (۴-۵۸)$$

مقدار Π برای زوجیت زوج برابر ۱+ و برای زوجیت فرد مساوی ۱- است . وقتی که تابع موج ψ_3 را بتوان به صورت حاصل ضرب دو تابع موج جداگانه ψ_1 و ψ_2 در نظر گرفت :

$$\psi_3 = \psi_1 \times \psi_2,$$

زوجیت آن، برابر حاصل ضرب زوجیتهای این دو تابع موج، می باشد .

$$\Pi_3 = \Pi_1 \times \Pi_2. \quad (۴-۵۹)$$

این معادله، معرف قانون ترکیب زوجیتهاست . تعمیم آن برای حاصل ضربهای بیش از دو تابع، بدیهی است .

۴-۲-۲ اندازه حرکت زاویه ای و زوجیت وابسته به فوتون در انتقال دو قطبی الکتربیکی

قبل از این که بتوانیم قوانین ترکیب اندازه حرکتها و زوجیت را برای فرآیندهای گسیل و جذب فوتونها به کار ببریم، باید اندازه حرکت و زوجیت وابسته به فوتون را پیدا کنیم . بگذارید این کار را با این فرض شروع کنیم که این کمیتهای دارای مقادیر معینی $\hbar \sqrt{L_p(L_p + 1)}$ و Π_p هستند . بقای اندازه حرکت زاویه ای برای فرآیند گسیل :

$$A_i \rightarrow A_f + h\nu,$$

لازم می دارد که :

$$J_i = J_f + L_p,$$

باشد که به نوبه خود، شرایط زیر را ایجاب می کند :

$$\Delta(J_i J_f L_p) \neq 0 \quad (۴-۶۰)$$

و

$$M_i = M_l + M_p. \quad (۶۱-۴)$$

از بقای زوجیت، لازم می‌آید که:

$$\Pi_i = \Pi_l \times \Pi_p. \quad (۶۲-۴)$$

برای فرآیند جذب:

$$A_i + h\nu \rightarrow A_l.$$

نیز روابط مشابهی به کار می‌رود.

احتمالات انتقال گسیل و جذب با D_{ii}^2 متناسبند؛ و بنابراین، شرایط (۶۰-۴)، (۶۱-۴)، و (۶۲-۴) باید شرایطی را معرفی کند که D_{ii} تحت آن شرایط غیر صفر باشد. این امر، دال بر آن است که ما می‌توانیم مقادیر L_p ، M_p ، Π_p را با توجه به شکل D_{ii} پیدا کنیم. از معادله‌های (۴۱-۴) و (۴۳-۴) ملاحظه می‌شود که D_{ii} با:

$$D_{ii} = \int \psi_i^* \mathbf{p} \psi_i d\tau,$$

داده می‌شود، که در آن \mathbf{p} عملگر معرف گشتاور دو قطبی الکتریکی اتم:

$$\mathbf{p} = \sum_{k=1}^N (-e\mathbf{r}_k).$$

است. در مورد اتم یک الکترونی مؤلفه z این گشتاور، عبارت است از:

$$p_z = -ez.$$

که همان وابستگی زاویه ای ($\cos \theta$)، در مختصات قطبی \mathbf{r} (کروی) تابع موج حالت $2p$ اتم هیدروژن (۴-۵۷) را با $M=0$ دارد. چون حالت $2p$ به عدد کوانتومی اندازه حرکت زاویه ای $L=1$ و $M=0$ مربوط می‌شود؛ این مورد برای اتمهای چند الکترونی نیز صحت دارد. لذا، هریک از سه سازه موجود در حاصل ضرب $\Psi_p^* p_z \Psi_i$ که در $(D_{ii})_z$ ظاهر می‌شود به یک اندازه حرکت زاویه ای معین مربوط است. اکنون بدیهی است که می‌توانیم بگویم اعداد کوانتومی اندازه حرکت زاویه ای وابسته به فوتون آنهایی هستند که توسط عملگر p_z داده می‌شوند. این عددها عبارتند از $L_p = 1$ ، $M_p = 0$. همچنین می‌بینیم که p_z دارای زوجیت فرد است، یعنی $\Pi_p = -1$.

برای این که ببینیم آیا این مقادیر L_p ، M_p و Π_p برای مؤلفه‌های x و y گشتاور دو قطبی الکتریکی نیز به کار می‌روند، می‌توانیم \mathbf{p} را بر حسب هماهنگهای کروی $Y_{l,m}$ بیان کنیم، این توابع معرف وابستگی زاویه ای حالت‌های دارای اندازه حرکت زاویه ای $\sqrt{l(l+1)}\hbar$ و مؤلفه z ،

$m\hbar$ هستند. در می یابیم که فقط توابع $Y_{l, l}$ و $Y_{l, -l}$ مورد نیاز است، و بدین ترتیب:

$$p \propto i_x (Y_{l, l} + Y_{l, -l}) + i_y (Y_{l, l} - Y_{l, -l}) + i_z \sqrt{2} Y_{l, 0}, \quad (۶۳-۴)$$

و از این رو مجدداً باز هم نتیجه می گیریم که $L_p = 1$. از آن جا که فوتون در انتقالهای دو قطبی الکتریکی یک واحد اندازه حرکت زاویه ای را حمل می کند، این نوع انتقال غالباً به عنوان انتقال $E1$ موسوم است. ما همچنین از معادله (۶۳-۴) ملاحظه می کنیم که مقدار M_p فقط وقتی که p در راستای z باشد یگانه (و برابر با صفر) است: در غیر این صورت، ترکیبی از سه مقدار -1 ، 0 و $+1$ وجود دارد. این واقعیت که Y_{lm} دارای زوجیت $(-1)^l$ است، نشان می دهد که در این مورد $\Pi_p = -1$ است.

مقادیر ویژه، یا ترکیباتی از مقادیر M_p به حالت های ویژه قطبش نور وابسته است. مثلاً اگر همه فوتون های حاصل از تلاشی اتم های منبع نور دارای $M_p = 1$ باشد، نوری که در راستای z سیر می کند بطور دایره ای راستگرد قطبیده است [به بخش (۲-۲) مراجعه شود]. از طرف دیگر، وقتی ترکیبی همدوسن از مقادیر $M_p = +1$ و -1 وجود دارند [آن گونه که برای مثال وقتی $(D_p)_x$ یا $(D_p)_y$ غیر صفرند، اتفاق می افتد، به معادله (۶۳-۴) مراجعه شود]، نوری که در صفحه xy سیر می کند بطور خطی در این صفحه قطبیده است. ترکیبی خطی از سه مقدار M نوری با قطبیدگی اتفاقی نتیجه می دهد.

طریقه ای کاملاً متفاوت برای یافتن L_p و M_p با در نظر گرفتن اندازه حرکت زاویه ای موجود در میدان تابشی یک دو قطبی کلاسیکی هرتزی، وجود دارد. اگر دو قطبی، اندازه حرکت زاویه ای کلی L در هر ثانیه تابش کند، و اگر این دو قطبی در کره ای محصور باشد که همه تابش های فرود آمده بر آن را جذب کند، گشتاور خالص وارد بر کره مساوی L خواهد بود. این گشتاور در صورتی قابل محاسبه است که مقدار بردار پوینتینگ N در سطح کره معلوم باشد، زیرا تابش جذب شده نیرویی برابر N/c به واحد مساحت وارد می کند [به قسمت (۶-۲) مراجعه شود]، و بنابراین:

$$\mathbf{g} = \frac{1}{c} \int (\mathbf{r} \wedge \mathbf{N}) dS,$$

که در آن، انتگرال گیری روی سطح کره انجام می شود [به شکل (۴-۱۰) مراجعه شود]. اندازه حرکت زاویه ای کوچک است، زیرا بزرگترین مؤلفه E و B (یعنی جمله های تابش داده شده با

* این هم‌انگهای کروی، عبارتند از:

$$Y_{l,0} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \theta, \quad Y_{l,\pm 1} = \mp \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin \theta e^{\pm i\phi}.$$

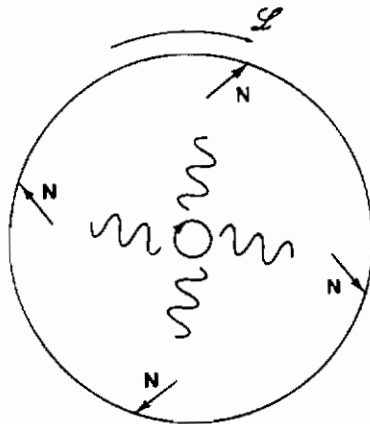
معادله‌های (۳-۱۸) و (۳-۱۹) N ای را می‌دهد که به سمت خارج بطور شعاعی، جهت داده شده است؛ بنابراین، در اندازه حرکت زاویه‌ای میدان هیچ مشارکتی ندارد. اما، E و B دارای مؤلفه‌های کوچکتری هستند [بحث بخش (۳-۱-۲) را ببینید] که سهمی غیرشعاعی در N دارند، و از این رو، در بعضی شرایط، مقدار غیر صفر برای L نتیجه می‌شود. برای مثال، می‌توان نشان داد (کرنی و جکسون^۱) که مؤلفه z بردار L برای یک بار متحرک در موارد دایره‌ای در صفحه xy با رابطه زیر، به توان تابشی p مربوط است:

$$\frac{\Omega_z}{P} = \frac{1}{\omega} = \frac{\hbar}{\hbar\omega}.$$

این رابطه، نشان می‌دهد که هر فوتون (با انرژی $\hbar\omega$) مؤلفه اندازه حرکتی به بزرگی \hbar همراه دارد، بنابراین $M_p = +1$. شکل‌های دیگر دو قطبی هرتزی، به صورت زیر داده شده است:

$$-\frac{\hbar}{\hbar\omega} \leq \frac{\Omega_z}{P} \leq \frac{+\hbar}{\hbar\omega}. \quad (۴-۶۴)$$

این رابطه، حاکی از آن است که M_p در حالت کلی مخلوطی از مقادیر -1 ، 0 و $+1$ است، و $L_p = 1$ می‌باشد. بررسی کلاسیکی همچنین نشان می‌دهد که زوجیت انرژی اندرکنش H' همان زوجیت میدان مغناطیسی B است که برای میدان دو قطبی الکتریکی فرد می‌باشد [به معادله (۳-۱۸) مراجعه شود].



شکل ۴-۱۰. تابش یک دو قطبی کلاسیکی می‌تواند در راستای عرضی (که در این جا با پیکانهای غیرشعاعی برای نمایش N رسم شده است) دارای مؤلفه‌های اندازه حرکت N غیر صفر باشد. این امر منجر به اندازه حرکت زاویه‌ای غیر صفر برای کل میدان می‌شود. دو قطبی نشان داده شده در این جا شامل یک بار متحرک در مدار دایره‌ای است. دایره خارجی، مقطعی از سطح کره را نشان می‌دهد که تابش را جذب می‌کند، و اندازه حرکت زاویه‌ای تابش در آن ایجاد می‌شود.

۳-۲-۳ قواعد انتخاب برای انتقالهای دو قطبی الکتریکی

حال که ما اندازه حرکت زاویه ای و زوجیت مربوط به یک فوتون را در انتقال دو قطبی الکتریکی می دانیم، می توانیم شرایط بقای (۴-۶۰)، (۴-۶۱) و (۴-۶۲) را به شکل زیر بنویسیم:

$$\Delta(J_z J_f 1) \neq 0, \quad (۴-۶۵)$$

$$M_f - M_i = 0, \pm 1, \quad (۴-۶۶)$$

$$\Pi_i = -\Pi_f. \quad (۴-۶۷)$$

اینها قواعد انتخاب برای انتقالهای E1 هستند. این قواعد، در مورد فرآیندهای گسیل و جذب، به کار می روند. اولین قاعده را غالباً به صورتی دیگر، یعنی:

$$\Delta J = J_f - J_i = 0, \pm 1, \quad \text{but } J_i = 0 \leftrightarrow J_f = 0 \quad (۴-۶۸) \quad \text{مجاز نیست}$$

بیان می کنند. وقتی همه قواعد انتخاب برقرارند، گفته می شود که انتقال به صورت نوری مجاز است. در غیر این صورت، گفته می شود که انتقال از نظر نوری ممنوع است: مع ذلك، این بدان معنی نیست که احتمال انتقال کاملاً صفر است، زیرا شکلهای دیگر اندرکنش بین اتم و میدان تابشی (که در بخش بعد بررسی خواهد شد) معمولاً به احتمال انتقالی کوچک ولی محدود، منجر می شود.

حتی هنگامی که یک انتقال از نظر نوری مجاز است، گاهی اوقات قواعدی دیگر وجود دارند، که اگر برقرار نباشند، باعث کاهش احتمال می گردند. این قواعد را می توانیم قواعد انتخاب تقریبی بنامیم. در مورد اتمها، این قواعد به اعداد کوانتومی تقریبی L و S مربوطند. این امر ناشی از طریقه ای است که در آن، اندازه حرکتهای زاویه ای انفرادی دو گونه اند: اندازه حرکتهای زاویه ای $\alpha \hbar$ ناشی از حرکت مداری الکترونها؛ و اندازه حرکتهای زاویه ای اسپین ذاتی الکترونها $s \hbar$ (که $k = \frac{1}{2}$). اندازه حرکتهای زاویه ای $L \hbar$ و $S \hbar$ با روابط زیر تعریف می شوند:

$$L = \sum_{k=1}^N l_k,$$

$$S = \sum_{k=1}^N s_k.$$

در اتمهای سنگین‌تر جفت‌بندی اسپین - مدار بین l_i و s_i انفرادی قوی است، و باعث می‌شود که L و S دارای مقادیر نامعین باشند. لکن، در بیشتر اتمهای دیگر، اندرکنشهای اسپین - مدار آن قدر ضعیفند که L و S برای یک حالت معین اتم تقریباً ثابت است. انرژی اندرکنش دو قطبی الکتریکی [معادله (۴-۳۹)]، مکانهای الکترونی، و نه اسپینهای ذاتی شان را در بر دارد که این امر:

$$L_i = L_f + L_p$$

و

$$S_i = S_f$$

در فرآیند گسیل $A_i \rightarrow A_f + h\nu$ (و با فرمولی مشابه برای فرآیند جذب) نتیجه می‌دهد که این برحسب اعداد کوانتومی تقریبی L و S ، قواعد انتخاب تقریبی زیر را (برای گسیل یا جذب) به دست می‌دهد:

$$\Delta(L_i L_f) \neq 0,$$

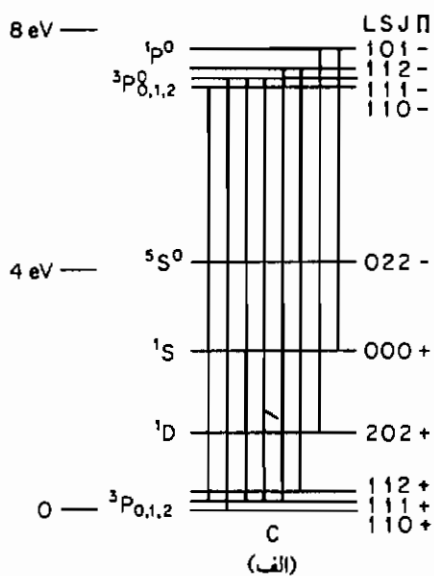
(۴-۶۹)

$$S_i = S_f.$$

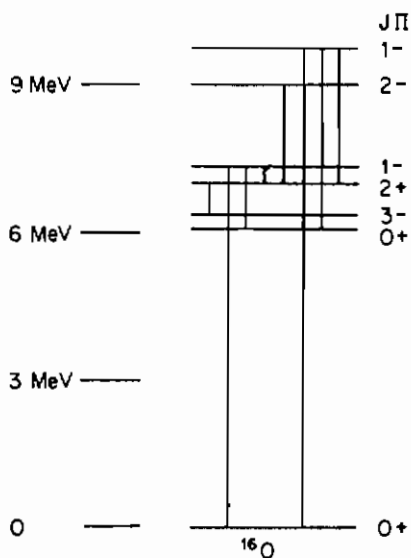
(۴-۷۰)

اثر قواعد انتخاب دقیق و تقریبی برای انتقالهای EI در شکل (۴-۱۱ الف) نمایش داده شده است. در نمادگذاری بیناب نمایی که برای برحسب زدن به ترازهای اتم کربن به کار می‌رود، بالانویس چپ مقدار $2S + 1$ ، و حرف مقدار L (S)، P و D به ترتیب نماینده $L = 0, 1, 2$ می‌باشند، و زیرنویس راست مقادیر l و بالانویس راست، در صورت وجود، زوجیت فرد (سایر حالتها زوجیت زوج دارند) را نشان می‌دهد. تمام انتقالهای نشان داده شده، کلیه قواعد انتخاب (۴-۶۵)، (۴-۶۶) و (۴-۶۷) و همچنین قواعد تقریبی (۴-۶۹) و (۴-۷۰) را برآورده می‌کنند.

انتقالهای تابشی، بین حالتی برانگیخته یک هسته اتمی نیز می‌تواند رخ دهد. این حالتها با انرژی E ، عدد کوانتومی اندازه حرکت زاویه‌ای l و زوجیت Π مشخص می‌شوند، ولی عددهای کوانتومی L و S معمولاً نامناسبند. البته تابش گسیل شده یا جذب شده به صورت پرتوهای گاما (با انرژیهای نوعاً در گستره‌ای از حدود 0.1 تا 10 میلیون الکترون ولت) هستند. قواعد انتخاب (۴-۶۵)، (۴-۶۶) و (۴-۶۷)، همانند مورد اتمها، برای انتقالهای EI هسته‌ای به کار می‌روند. شکل (۴-۱۱ ب)) مثالهایی از انتقالهای EI بین ۷ تراز پایین هسته ^{16}O را نشان می‌دهد.



(الف)



(ب)

شکل ۴-۱۱- انتقالهای مجاز نوری در اتم کربن و هسته ^{16}O . انتقالهای نشان داده شده، قواعد انتخاب (۴-۶۵)، (۴-۶۶) و (۴-۶۷)؛ و تنها در مورد اتم کربن، قواعد انتخاب (۴-۶۹) و (۴-۷۰) را نیز برآورده می‌کنند.

۵-۲ انتقالهای ممنوع نوری

نقض یک یا چند قاعده انتخاب دو قطبی الکتریکی، دلالت دارد بر این که مشارکت $\mathbf{E} \cdot \mathbf{p}$ [معادله (۴-۳۸)] در اغتشاش H' نمی تواند موجب انتقال تابشی شود. در این بخش، تأثیر مشارکتهای کوچکتر H' را بررسی می کنیم.

انتقالهای دو قطبی مغناطیسی

اولین اینها، ناشی از اندرکنش میدان تابشی و گشتاور دو قطبی مغناطیسی اتم است. الکترونها یک اتم، به دلیل حرکت مداری و گشتاور مغناطیسی ذاتی شان برای اتم گشتاور مغناطیسی:

$$\boldsymbol{\mu} = g_J \mu_B \mathbf{J}.$$

را ایجاد می کند. در این جا μ_B مگنتون بوهر^۱ است:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9.274 \times 10^{-24} \text{ A m}^2, \quad (۷۱-۴)$$

و $J\hbar$ اندازه حرکت زاویه ای کل الکترونها اتم، و g (نسبت ژیرومغناطیسی) ثابتی از مرتبه واحد است. (که مقدار دقیق آن به ساختار تفصیلی اتم بستگی دارد). بزرگی μ عبارت است از $\mu_B \sqrt{J(J+1)}$ ؛ و مؤلفه آن در راستای کوانتش $g\mu_B M$ می باشد. این گشتاور مغناطیسی با میدان مغناطیسی \mathbf{B} میدان تابش اندرکنش می کند، و انرژی اغتشاش:

$$H' = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}. \quad (۷۲-۴)$$

را نتیجه می دهد. انتقالهای گسیل و جذب که توسط این اغتشاش القا می شوند، به انتقالهای دو قطبی مغناطیسی ($M1$) موسومند.

گشتاور مغناطیسی μ نیز مثل گشتاور دو قطبی الکتریکی \mathbf{p} یک بردار است؛ و بنابراین، فوتونهای حاصل از انتقالهای $M1$ نیز دارای $L_p = 1$ هستند و یک واحد اندازه حرکت زاویه ای را به همراه می برند. لذا، قاعده انتخاب برای J کماکان عبارت است از:

$$\Delta(J_i J_f) \neq 0 \quad (M1). \quad (۷۳-۳)$$

با وجود این، بردار μ با p از یک نظر تفاوت دارد، زیرا که اندازه حرکت زاویه ای یک سیستم به صورت حاصل ضرب برداری دو برابر $m\mathbf{r} \wedge \mathbf{v}$ است، که m جرم و \mathbf{v} سرعت می باشد: \mathbf{r} و \mathbf{v} هر دو زوجیت فرد دارند؛ و بنابراین μ دارای زوجیت زوج است. از این رو، قاعده انتخاب زوجیت عبارت است از:

$$\Pi_i = \Pi_f \quad (M1). \quad (۷۴-۴)$$

انتقالهای چهار قطبی الکتریکی

برای ملاحظه منشأ یک نوع مشارکت دیگر در H' ، انرژی پتانسیل سیستمی از ذرات را با بارهای q_k و بردارهای موضع \mathbf{r}_k ، واقع در یک پتانسیل الکتریکی ساکن $\phi(\mathbf{r})$ در نظر می گیریم:

$$U = \sum_k q_k \phi(\mathbf{r}_k).$$

با انتخاب مبدأ مختصات مناسب (یعنی، در مرکز یا نزدیکی مرکز سیستم)، ϕ را می توان بر حسب رشته تیلور بسط داد و نتیجه گرفت که:

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{r}_k) &= \phi(0) + \sum_i x_{ik} \frac{\partial \phi}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} x_{ik} x_{jk} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_j} + \dots \\ &= \phi(0) - \sum_i x_{ik} E_i - \frac{1}{2} \sum_{i,j} x_{ik} x_{jk} \frac{\partial E_i}{\partial x_j} + \dots, \end{aligned}$$

در این جا x_{1k} ، x_{2k} و x_{3k} به جای y_k ، x_k و z_k به کار رفته اند و E_1 و E_2 و E_3 معرف E_x ، E_y و E_z هستند. سپس U را می توان به صورت زیر بیان کرد:

$$U = \left(\sum_k q_k \right) \phi(0) - \sum_k q_k (\mathbf{r}_k \cdot \mathbf{E}) - \frac{1}{2} \sum_k q_k \left(\sum_{i,j} x_{ik} x_{jk} \frac{\partial E_i}{\partial x_j} \right) + \dots.$$

جمله اول، عبارت است از انرژی پتانسیل کل بارها، و بر روی انتقالهای تابشی تأثیری ندارد. دومین مجموعه جملات به اندرکنش دو قطبی مغناطیسی مربوط است، که در بخش قبل بررسی شد: این مجموعه، به انتقالهای مجاز نوری منجر می شوند. و اما، سومین مجموعه جملات،

همان است که فعلاً مورد نظر ماست. این جملات، به اندرکنش میدان و گشتاورهای مختلف چهار قطبی الکتریکی مربوط است که با عبارات زیر تعریف می‌شوند

$$Q_{xx} = \sum_k q_k x_k^2, \quad Q_{xy} = \sum_k q_k x_k y_k, \quad \text{و غیره}$$

(که در این جا به نمادگذاری $\mathbf{r}_k = (x_k, y_k, z_k)$ برگشتیم). شکل (۳-۸) مثالی از یک سیستم را با Q_{zz} غیر صفر نشان می‌دهد. جزء میدان الکتریکی (۴-۳۹) که به جذب مربوط می‌شود، عبارت است از:

$$\mathbf{E} = \mathbf{i}_x \frac{E_0}{2} e^{-j(\omega t - kz)} = \mathbf{i}_x \frac{E_0}{2} e^{-j\omega t} (1 + jkz + \dots),$$

و تنها مشتق مرتبه اول غیر صفر این عبارت، چنین است:

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{jkE_0}{2} e^{-j\omega t}.$$

این شیب میدان، با گشتاور چهار قطبی الکتریکی Q_{zz} اندرکنش می‌کند، و انرژی اندرکنش زیر را می‌دهد:

$$-\frac{1}{2} Q_{zz} \frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{jkE_0}{4} \left(\sum_k x_k z_k \right) e^{-j\omega t}. \quad (۴-۷۵)$$

انتقالهایی که از این اغتشاش حاصل می‌شوند، به انتقالهای چهار قطبی الکتریکی E_2 موسوم است.

گشتاورهای چهار قطبی الکتریکی را می‌توان برحسب هماهنگهای گروهی Y_{2m} بیان کرد و نتیجه گرفت که $L_p = 2$ و فوتونها دو واحد اندازه حرکت زاویه‌ای \mathbf{E} با خود همراه می‌برد. البته فوتون مشاهده شده در یک باریکه، فقط یک واحد اندازه حرکت زاویه‌ای می‌تواند داشته باشد، ولی ملاحظه می‌کنیم که در یک گسیل انتقال E_2 فوتون یک اندازه حرکت زاویه‌ای نسبت به اتم گسیل کننده دارد؛ و در نتیجه، در کل، دو واحد اندازه حرکت زاویه‌ای از اتم می‌گیرد. بدین ترتیب، قاعده انتخاب اندازه حرکت زاویه‌ای عبارت است از:

$$\Delta(J_z) \neq 0 \quad (E_2). \quad (۴-۷۶)$$

گشتاورهای چهار قطبی الکتریکی، زوجیت زوج دارند؛ و قاعده انتخاب زوجیت زیر را

نتیجه می دهند :

$$\Pi_i = \Pi_t \quad (E2), \quad (77-4)$$

احتمالات نسبی انتقالهای $E1$ ، $M1$ و $E2$

مقادیر نسبی احتمالات انتقالهای $E1$ ، $M1$ و $E2$ را می توان با مقایسه انرژیهای اندرکنش، تخمین زد. معادله (۴-۳۸) ملاحظه می شود که انرژی اغتشاش $E1$ دارای مقدار زیر است :

$$U^{E1} \sim ea_0 E_0,$$

که در آن a_0 شعاع بوهر، عبارت است از :

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2} = 5.29 \times 10^{-11} \text{ m}$$

که به عنوان یک بُعد اتمی نوعی به کار می رود، و E_0 دامنه میدان الکتریکی است، از معادله (۴-۷۲) به دست می آوریم :

$$U^{M1} \sim \mu_B B_0 \sim \frac{e\hbar}{mc} E_0,$$

و از معادله (۴-۷۵) نتیجه می گیریم :

$$U^{E2} \sim \frac{keE_0a_0^2}{4} \sim \frac{eE_0a_0^2}{\lambda}.$$

احتمالات انتقال، متناسب با قدرت نوسانگر f است، که به نوبه خود تقریباً با U^2 متناسب است [به معادلات (۴-۴۳)، (۴-۴۸) رجوع شود]. بنابراین :

$$f^{E1} : f^{M1} : f^{E2} \sim 1 : \alpha^2 : (a_0/\lambda)^2, \quad (78-4)$$

که :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{1}{137}$$

ثابت ساختار ریز است. نسبت a_0/λ برای نور مرئی حدود 10^{-7} است، و در نتیجه :

$$f^{E1} : f^{M1} : f^{E2} (\text{atomic}) \sim 1 : 10^{-4} : 10^{-8}.$$

با توجه به این نسبتها، می بینیم که انتقالهای M1 و E2 به نحوی مناسب، به صورت انتقالهای ممنوع نوری بیان می شوند، زیرا که فوق العاده ضعیف تر از انتقالهای مجاز نوری E1 با بسامد انتقال تقریباً یکسان هستند. یک حالت اتمی پراکنجسته که فقط از طریق یک انتقال ممنوع می تواند واپاشی کند، دارای عمر چندین مرتبه بزرگتر از عمر نوعی برای یک انتقال مجاز می باشد. چنین حالتی، به عنوان حالتی شبه پایدار شناخته می شوند.

نسبتی داده شده توسط معادله (۴-۷۸) را نیز می توان به ترتیب از عبارتهای کلاسیکی (۳-۲۱، ۳-۲۶، ۳-۳۱) برای توان تابش شده از دو قطبیهای الکتریکی، دو قطبیهای مغناطیسی، و چهار قطبیهای الکتریکی نوسان کننده، به دست آورد. این مطلب، تأکیدی بر این واقعیت که نسبت f^{E1}/f^{M1} برای اتمها به علت بازدهی نسبی کم دو قطبیهای مغناطیسی در ایجاد تابش، کوچک است؛ و نسبت f^{E2}/f^{E1} نیز به خاطر این که ابعاد اتم خیلی از طول موجی که تابش می شود کوچکتر است، کوچک می باشد.

در مورد انتقالهای تابشی در هسته ها بعد مناسب که به جای a_0 به کار می رود، شعاع هسته ای $R (\sim 3 \times 10^{-15} \text{ m})$ می باشد؛ و جرم مناسب m نیز عبارت است از جرم پروتون، m_p . طول موجهای نوعی اشعه گاما از مرتبه 10^{-12} متر است، و در نتیجه:

$$f^{E1}:f^{M1}:f^{E2}(\text{nuclear}) \sim 1:\left(\frac{\hbar}{m_p c R}\right)^2:\left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 \sim 1:10^{-2}:10^{-3}. \quad (4-79)$$

این تفاوتها، به بزرگی مورد اتمها نیستند؛ و از این رو، انتقالهای M1 و E2 غالباً در واپاشیهای تابشی هسته ای مشاهده می شوند.

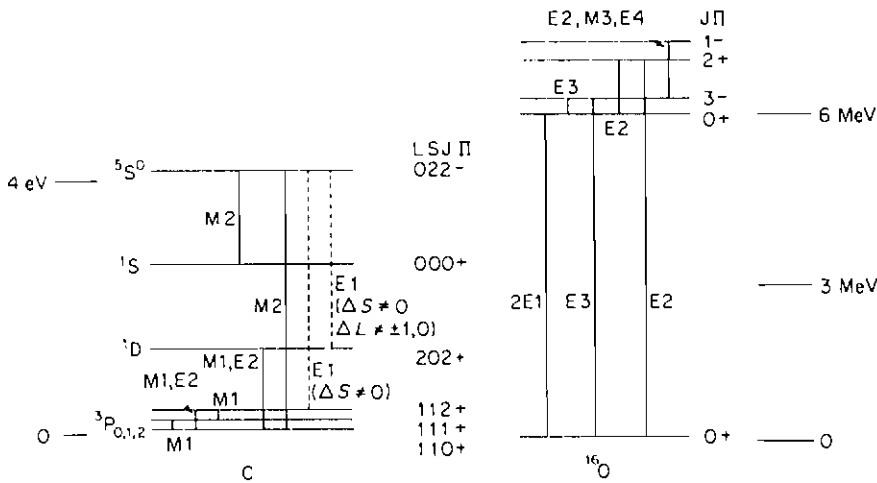
انتقالهای E1 و E2 دو جزء اول از سری (E1، E2، E3 و غیره) هستند. بعضی از جزءهای بالاتر (که در انتقالهای اتمی وجود ندارند) و در واپاشیهای هسته ای وجود دارند. قواعد انتخاب برای کلیه انتقالهای الکتریکی، موسوم به انتقالهای چند قطبی الکتریکی، عبارتند از:

$$\Delta(J_i J_f L) \neq 0, \quad \Pi_i = (-1)^L \Pi_f \quad (\text{EL}), \quad (4-80)$$

همین طور قواعد انتخاب برای انتقالهای چند قطبی مغناطیسی (M1، M2، M3 و غیره) عبارتند از:

$$\Delta(J_i J_f L) \neq 0, \quad \Pi_i = (-1)^{L+1} \Pi_f \quad (ML). \quad (A1-4)$$

این قواعد انتخاب، غالباً امکان می دهند که بیش از یک نوع انتقال بین دو حالت صورت گیرد [به مسأله (۷-۴) مراجعه شود]، ولی معمولاً اثر یکی از چند قطبها غالب می شود. مثالهایی از انتقالهای مرتبه بالاتر چند قطبی در شکل (۴-۱۲) نشان داده شده است.



شکل ۴-۱۲- مثالهایی از انتقالهای ممنوع نوری در اتم کربن و هسته ^{16}O . خط چینها انتقالاتی را نشان می دهند که از نظر نوری ممنوع هستند، زیرا در آنها، قواعد انتخاب برای ΔS و ΔL برقرار نیست.

انتقالهای چند فوتونی

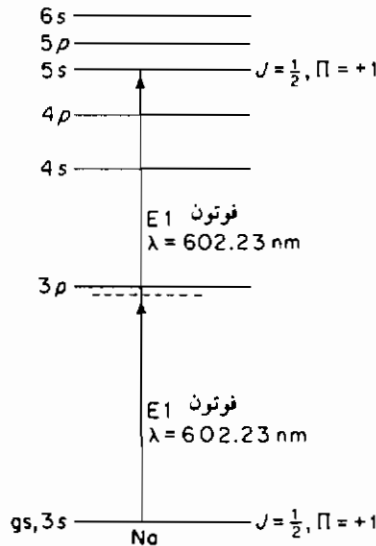
نوع دیگری از انتقال از طریق اغتشاش غیرخطی، موقعی القا می شود که قدرت میدان الکتریکی، خیلی بزرگ است، آن گونه که در یک باریکه لیزر شدید وجود دارد (همچنین به قسمت ۳-۲-۵ مراجعه شود). وابستگی زمانی این اغتشاش، شامل بسامدهای زاویه ای 2ω و -2ω است. این اغتشاش انتقالهایی بین دو حالت که با انرژی $2\hbar\omega$ مجزاً شده اند، القا می کند، هر چند که فوتونهای میدان، فقط دارای انرژی $\hbar\omega$ هستند. بنابراین، این جمله مسؤول انتقالهایی است که در آن همزمان دو فوتون جذب و یا گسیل می شوند. اگر میدان تابش بیش از یک بسامد داشته باشد، دو فوتون مزبور ممکن است

بسامدهای مختلف داشته باشند، ولی مجموع انرژیهای آنها باید مساوی اختلاف انرژی حالت‌های اتمی باشد. این انتقالها، به انتقالهای دوفوتونی موسومند. ما برای یافتن قواعد انتخاب ممکن است انتقالها را به صورت دو انتقال مجزای یک فوتونی در نظر بگیریم که از طریق یک حالت میانی مجازی (یعنی غیر واقعی) در انرژی میانی مناسب، صورت می‌پذیرد. در شکل (۴-۱۳) این حالت مجازی با یک خط شکسته مشخص شده است. هر یک از انتقالهای مجزاً معمولاً یک انتقال E1 است (سایر چند قطبیهای الکتریکی یا مغناطیسی منجر به یک انتقال خیلی ضعیف‌تر خواهد شد)؛ و بنابراین، قواعد انتخاب عبارتند از:

$$J_i - J_f = 0, \pm 1, \pm 2, \quad \Pi_i = \Pi_f \quad (2E1). \quad (۴-۸۲)$$

در این جا انتقالهایی از نوع $J_i = 0$ تا $J_f = 0$ که در مورد هیچ یک از انتقالهای چند قطبی تک فوتونی، پیش نمی‌آید؛ امکان وقوع دارد. در مثال نشان داده شده در شکل (۴-۱۳) حالت مجازی، در نزدیکی یک تراز حقیقی اتم (تراز $3p$) واقع است. در واقع، فاصله خیلی بزرگتر از پهنای طبیعی تراز $3p$ است؛ ولی به علت دنباله بلند شکل خط طبیعی [به شکل (۳-۱۷) و بحث بخش (۳-۷) مراجعه شود] وجود تراز حقیقی بطور قابل ملاحظه ای میزان انتقال دو فوتونی را در این مثال افزایش می‌دهد.

چنانچه شدت نور فوق العاده زیاد باشد، امکان دارد بیش از دو فوتون بطور همزمان جذب شود. برای مثال، در یک باریکه لیزر با طول موج ۵۰۰ نانومتر و با حداکثر توان تب معادل $۱۰^۶$ وات که در یک مساحت (۱/۱ میلی متر مربع) کانونی شود، بیش از $۱۰^۴$ فوتون از مساحتی برابر $۱۰^{-۲۰}$ متر مربع (مساحت یک اتم) در زمانی معادل $۱۰^{-۸}$ ثانیه (زمان واپاشی اتم نوعی) می‌گذرد. بنابراین، ملاحظه می‌کنیم که به چه آسانی جذب چندگانه (همراه با گسیل القایی) ممکن است رخ دهد. آزمایشهایی انجام شده اند که در آنها تعداد بسیار زیادی (≥ 10) از فوتونهای کم انرژی برای تحریک و یونیده کردن اتمها و مولکولها به کار برده شده است. توصیف نظری چنین فرآیندهای چند فوتونی، مسائل جالبی پیش آورده است (نظریه اغتشاش کاربرد کمی دارد، و لذا روشهای جدیدی باید به کار گرفته شود). این فرآیندها، همچنین ممکن است بزودی به کاربردهای عملی جالب منجر شود.



شکل ۴-۱۳- مثالی از جذب دو فوتونی در سدیم. فوتونها توسط يك لیزر آلی تهیه‌ای
 با توان بالا تهیه می‌شود. خط شکسته موضع يك حالت میانی مجازی (یعنی غیرواقعی) را
 نشان می‌دهد.

انتقالهای غیرتابشی

ساز و کارهای دیگری نیز برای انتقالها وجود دارد. مثلاً، برخی حالت‌های برانگیخته اتمی، می‌تواند با بیرون انداختن یک الکترون، واپاشی کند، بعضی حالت‌های مولکولی ممکن است به اتمها تجزیه شود و یا بعضی حالت‌های هسته‌ای، با بیرون انداختن ذره‌های α یا β واپاشی کند. در مورد مولکولهای بزرگ توزیع مجدد داخلی انرژی برانگیختگی نیز امکان پذیر است. این گونه انتقالها را غیرتابشی می‌نامند. بطور کلی، لین انتقالها، پایه پای انتقالهای تابشی، وجود دارند؛ بطوری که حالتی که می‌تواند واپاشی غیرتابشی کند، معمولاً واپاشی تابشی نیز می‌تواند انجام دهد. با وجود این، احتمال انتقال برای واپاشی غیرتابشی، معمولاً خیلی بزرگتر از مورد واپاشی تابشی است. بنابراین، این حالتها دارای عمر بسیار کوتاهی هستند، و تنها بخش کوچکی از واپاشیها، از نوع تابشی است.

مسائل فصل ۴

(پاسخهای مسائل انتخابی در پیوست (ث) داده شده است)

۱-۴ یک نوسانگر هماهنگ ساده با ترازهای انرژی $\hbar\omega(n + \frac{1}{2})$ (مثلاً یک مولکول دو اتمی در حال ارتعاش) در دمای T در تعادل گرمایی است. با این فرض که $\hbar\omega = 10^{-21}$ ژول است، دو مقدار برای T حساب کنید که به ازای آنها احتمال این که تراز $n = 1$ برانگیخته شود، برابر 10^{-4} باشد.

۲-۴ یک ظرف توخالی با گنجایش گرمایی 10^2 ژول بر کلون و حجم داخلی یک متر مکعب از 290 K به 2000 K حرارت داده می شود. با چشم پوشی از هرگونه اتلاف حرارتی، نشان دهید که فقط کسر $10^{-11} \times 7$ از گرما که بایستی ذخیره شود، برای افزایش انرژی تابشی محفظه مصرف می شود.

۳-۴ یک لامپ ۱۰۰ واتی با رشته تنگستن دارای قطر رشته $40 \mu\text{m}$ و طول ۱ متر، مفروض است. رشته آنچنان پیچیده شده است که فقط ۲۰ درصد سطح واقعی آن قابل رؤیت است. اُفت و خیز دمای رشته را وقتی که لامپ به یک منبع AC 50 هرتز وصل شده باشد، تخمین بزنید (گنجایش حرارتی تنگستن تقریباً $3.5 \times 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$ ، و اتلاف حرارتی از طریق هدایت، قابل اغماض است).

۴-۴ احتمال انتقال برای گسیل خودبه خودی اوگین حالت برانگیخته یک اتم، چقدر است؟ در صورتی که عمر آن، برای واپاشی تابشی ۱۰ نانوثانیه، انرژی برانگیختگی دو الکترون ولت باشد، و حالت های پایه و برانگیخته، هر دو غیر تبهگن باشند.

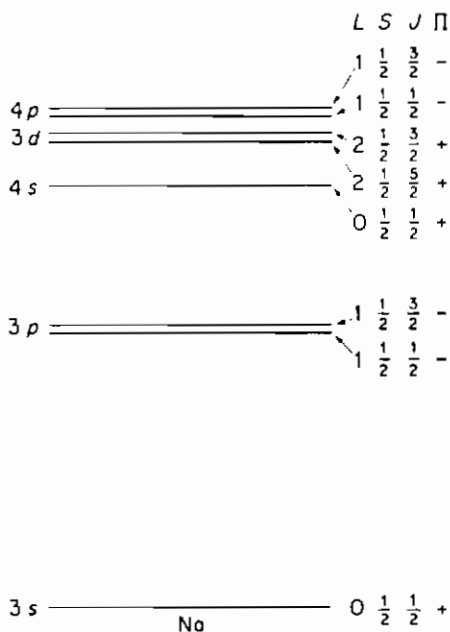
۵-۴ مولکولی در اوگین حالت برانگیخته دورانی اش با انرژی ۱ میلی الکترون ولت در نظر بگیرید که در یک میدان تابشی گرمایی به دمای 300 K قرار دارد. نسبت میزان گسیل القایی به گسیل خودبه خود چقدر است؟ این نسبت برای یک اتم در اوگین حالت برانگیخته اش با انرژی 4 eV چقدر است؟

۶-۴ قدرت نوسانگر برای انتقال از اوگین حالت برانگیخته (3p) به حالت پایه (3s) اتم سدیم [به شکل (۴-۱۳) مراجعه کنید] برابر 0.94 است. طول موج انتقال ۵۸۹ نانومتر است. عمر تابشی حالت برانگیخته را حساب کنید.

۷-۴ مثالهایی در مورد اعداد کوانتومی اندازه حرکت زاویه ای و زوجیت (J و Π) ارائه دهید که

متعلق به دو حالتی باشد که انتقالهای تابشی ممکن بین آنها (i) فقط E1 (ii) فقط (M) ،
(iii) فقط M2 ، (iv) M1 یا E2 ، (v) E1 یا E2 ، (vi) M2 یا E3 باشد .

۸-۴ شکل زیر هشت تراز پایینی اتم سدیم را نشان می دهد . بیان کنید که انتقالهای بین کدام ترازها از نظر نوری مجاز است .



شکل مسأله (۸-۴) نمودار تراز انرژی حالت‌های برانگیخته پایین تر اتم سدیم . شکافهای

پیکربندی p و d بطور اغراق آمیزی، بزرگ نشان داده شده است .

همدوسی

در این فصل، روش جدیدی برمی‌گزینیم، و انواع میدانهای تابشی را که در عمل وجود دارند، و همدوسیهای را که بین قسمت‌های مختلف میدان رخ می‌دهند، بررسی می‌کنیم. این بررسی تا حدّی برای تدارك زمینه‌ای برای بحث لیزرها در فصل ۶ و بحث کاربردهای نور همدوس (مثلاً برای تمام‌نگاری) در فصل ۷ انجام می‌شود. موضوع همدوسی نیز، خود از اهمیت شایانی برخوردار است.

ما بحث را با بررسی میدان تابشی به صورت یک میدان الکترومغناطیسی کلاسیکی با شدت‌های میدان الکتریکی و میدان مغناطیسی تابع مکان و زمان، شروع می‌کنیم. تعریف همدوسی، مورد بررسی قرار می‌گیرد، و آن‌گاه به بررسی طرق ساده‌اندازه‌گیری درجه همدوسی و این‌که چگونه این درجه همدوسی به خواص منبع تابش بستگی دارد، می‌پردازیم. سپس درخواستیم یافت که در نظر گرفتن خصیصه فوتونی میدان، مفید، و در برخی موارد اجتناب‌ناپذیر است. این کار، سرانجام، ما را به بررسی همدوسی بین فوتونها، و آزمایش‌های مهم هانبری-براون^۱ و توپس آرهنمون خواهد شد.

۱-۵ همدوسی چیست؟

وقتی می‌گوییم مقداری همدوسی بین دو نقطه P_1 و P_2 (به ترتیب با بردارهای موقعیت r_1 و r_2) در یک میدان الکترومغناطیسی وجود دارد، منظورمان آن است که (اگر میدان را به صورت یک میدان کلاسیکی تصور کنیم) مقداری همبستگی زمانی بین آفت و خیزها در میدانهای الکتریکی $E(r_1, t)$ و $E(r_2, t)$ در دو نقطه مزبور وجود دارد. برای مثال، فرض کنید که مؤلفه‌های $E_x(r_1, t)$ و $E_x(r_2, t)$ همان گونه که در شکل (۱-۵ الف) نشان داده شده است، تقریباً سینوسی اند، و $E_x(r_1, t)$ مثبت می‌شود وقتی $E_x(r_2, t)$ مثبت است و بالعکس. واضح است که بین این دو میدان، قدری همدوسی وجود دارد. امکان دارد این دو میدان را مثلاً با تجزیه یک باریکه نور در یک آینه نیمه انعکاسی ایجاد کرد؛ یا ممکن است آنها میدانهای الکتریکی در دو نقطه مختلف از یک باریکه لیزر باشند. بین دو میدان نشان داده شده در شکل (۱-۵ ب) نیز کم و بیش همدوسی وجود دارد. در این حالت، میدانها علامتهای مختلف دارند، ولی به هیچ نحو همبستگی متقابل قوی میدانها را کم نمی‌کند.

همدوسی بین دو میدان، فقط وقتی مهم است که در یک فاصله زمانی طولانی وجود داشته باشد که آن را بتوان مشاهده و اندازه‌گیری کرد؛ و لذا روشی که می‌توان درجه همدوسی را مشخص کرد، عبارت است از متوسط‌گیری زمانی حاصل ضرب $E(r_1, t) \times E(r_2, t)$

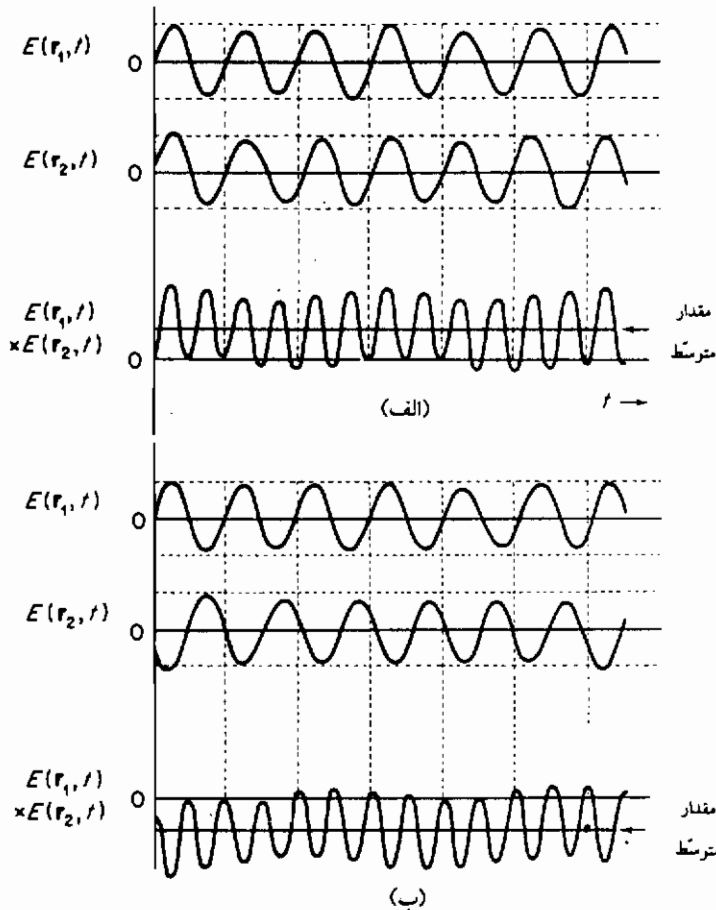
$$\text{herence} \propto \langle E(r_1, t)E(r_2, t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T E(r_1, t)E(r_2, t) dt. \quad (1-5)$$

در این جا متوسط زمانی، با علامت براکت $\langle \rangle$ ؛ نمایش داده می‌شود؛ که این نیز به صورت فوق، تعریف می‌شود، T فاصله زمانی است که همدوسی مشاهده و اندازه‌گیری می‌شود (و بدیهی است T خیلی طولانی تر از دوره نوسان E است). قدرت میدان E نشان دهنده یکی از مؤلفه‌های E (یعنی، یک راستای قطبش) است؛ و بنابراین، این تعریف برای هر مؤلفه، جداگانه به کار می‌رود. برای دو مثال نشان داده شده در شکل (۱-۵) متوسط زمانی، به ترتیب مثبت و منفی است.

تعریف ارائه شده در معادله (۱-۵) فوق العاده محدود است؛ زیرا می‌توانیم بسادگی دو میدان $E(r_1, t)$ و $E(r_2, t)$ را تصور کنیم که بطور قطع همبسته اند، ولی با این وجود، مقدار $E(r_1, t)$ و $E(r_2, t)$ صفر است. یک مثال در این مورد در شکل (۱-۵) نشان داده شده است. مقایسه میدان در یک نقطه P_1 و زمان t با میدان در نقطه دیگر P_2 آن هم در همان زمان t نیز با

محدودیت زیاد توأم است. یک تعریف مناسب با توصیف قدرتهای میدان در نمادگذاری مختلط (بخش ۲-۲)، و با در نظر گرفتن امکان همبستگی بین میدان $E(\mathbf{r}_1, t + \tau)$ و میدان $E(\mathbf{r}_2, t)$ حاصل می شود؛ که در آن τ اختلاف زمانی، اختیاری و قابل تنظیم است. به این طریق، تابع همموسی متقابل، عبارت خواهد بود از:

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \langle E(\mathbf{r}_1, t + \tau) E^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle. \quad (2-5)$$



شکل ۵-۱- (الف) میدانهای تقریباً سینوسی $E(\mathbf{r}_1, t)$ و $E(\mathbf{r}_2, t)$ که بطور جزئی همبسته اند؛ مقدار متوسط حاصل ضرب آنها مثبت است؛ (ب) دو میدان، هنوز بطور جزئی همبسته اند، ولی در این جا مقدار متوسط حاصل ضرب آنها منفی است.

به عنوان اولین مثال در مورد محاسبه تابع همدوسی متقابل، حالتی را در نظر می‌گیریم که نقاط P_1 و P_2 هر دو میدان یک موج تخت کلاسیک رونده در راستای z قرار دارند:

$$E = E_0 e^{i(\omega t - kz)}$$

تابع همدوسی متقابل، عبارت است از:

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = E_0^2 e^{i(\omega\tau + \phi_{12})},$$

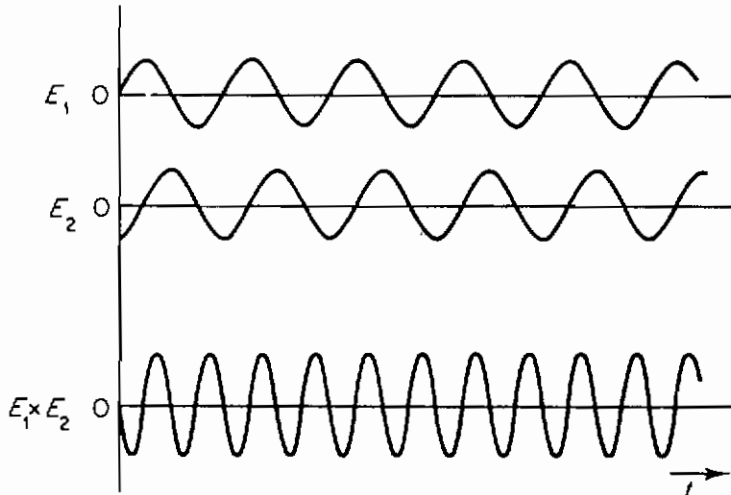
که:

$$\phi_{12} = k(z_2 - z_1)$$

(و E_0 حقیقی فرض می‌شود. می‌بینیم که Γ یک عدد مختلط است؛ مدول E_0 اطلاعاتی در مورد شدت میدان و همبستگی دامنه‌های آفت و خیزهای میدان، به دست می‌دهد. حال آن‌که فاز $(\omega\tau + \phi_{12})$ اطلاعاتی در مورد مواضع نسبی در زمان وقوع پیشینه‌ها در دو میدان ارائه می‌دهد. برای دو میدان شکل (۵-۲) وقتی $\phi_{12} = -\pi/2$ داریم:

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = E_0^2 e^{i(\omega\tau - \pi/2)}.$$

اگر میدانها همزمان اندازه‌گیری شوند ($\tau = 0$)، Γ کاملاً موهومی خواهد بود ($-j E_0^2$)، ولی اگر میدان در P_1 به اندازه یک چهارم دوره تناوب دیرتر از مورد مربوط به P_2 ($\omega\tau = \pi/2$) اندازه‌گیری شود، این میدانها دقیقاً هم فازند و Γ حقیقی است ($+ E_0^2$).



شکل ۵-۲- امواج سینوسی E_1 و E_2 به اندازه یک چهارم دوره تناوب از هم فاصله دارند. متوسط زمانی یعنی حاصل ضربشان صفر است.

تابعی که درجه همدوسی را مستقل از شدت‌های مطلق نشان می‌دهد، تابع همدوسی متقابل بهنجار شده است :

$$\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \frac{\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)}{(I_1 I_2)^{1/2}}, \quad (3-5)$$

که i (۲ یا ۱) با شدت در نقطه P_i متناسب است؛ و با رابطه زیر داده می‌شود :

$$I_i = \langle E(\mathbf{r}_i, t) E^*(\mathbf{r}_i, t) \rangle = \Gamma(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_i, 0). \quad (4-5)$$

مثلاً برای دو نقطه در یک موج تخت با بسامد زاویه ای ω ،

$$\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = e^{i(\omega\tau + \phi_{12})}.$$

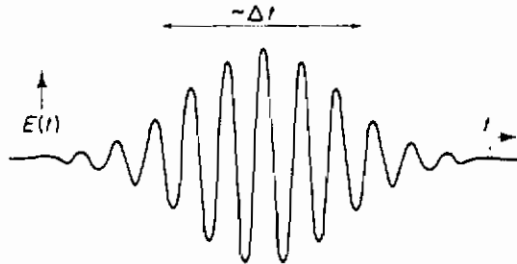
می‌بینیم که γ دارای مدول واحد است. در این مثال، حداکثر مقدار همبستگی بین میدانها در دو نقطه وجود دارد: وقتی میدان در یکی از نقاط معلوم است، در نقطه دیگر نیز کاملاً مشخص خواهد بود، که به آن، همبستگی کامل گفته می‌شود. هنگامی که $|\gamma|$ بین صفر و ۱ است (آن گونه که در دو مثال شکل (۱-۵) نشان داده شده است)، میدانها همدوس جزئی هستند. وقتی $\gamma = 0$ میدانها در بازه‌های زمانی طولانی رفتاری کاملاً مستقل از زمان دارند، و گفته می‌شود که ناهمدوسند.

تعمیمی بیشتر به ما امکان می‌دهد که همبستگی بین میدان در نقطه P_1 و زمان t را با میدان در همان نقطه، ولی در زمانی متفاوت $t + \tau$ معین کنیم. ما هنوز هم می‌توانیم از تابع Γ استفاده کنیم که در این جا به صورت زیر می‌باشد :

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, \tau) = \langle E(\mathbf{r}_1, t + \tau) E^*(\mathbf{r}_1, t) \rangle, \quad (5-5)$$

و مجدداً تابع خودهمبستگی میدان نامیده می‌شود.

مثالی از یک میدان که برای آن تابع خودهمبستگی فقط در یک گستره محدود از مقادیر τ متناهی است؛ عبارت می‌باشد از بسته موجی که در شکل (۳-۵) نمایش داده شده است. بازه زمانی Δt نشان داده شده در شکل، اندازه‌ای تقریبی از پهنای زمانی بسته موج است. تابع خودهمبستگی، وقتی $\tau = 0$ است؛ دارای مقداری بیشینه است؛ و تا وقتی $\tau \leq \Delta t$ باشد، دارای مقدار قابل توجهی است، لکن وقتی $\tau \gg \Delta t$ برابر صفر یا خیلی کوچک است. بازه زمانی Δt (که در این مرحله نیازی به تعریف دقیق آن نیست) به عنوان زمان همدوسی بسته موج موسوم است.

شکل ۵-۳- یک بسته موج با زمان همدوسی Δt

زمان همدوسی یک باریکه پیوسته با شدت آفت و خیزدار به وسیله ترسیم $\Gamma(r, r, \tau)$ برحسب τ ، و اندازه گیری پهنای توزیع، به دست می آید. اگر ما بتوانیم باریکه را به صورت یک تسلسل تصادفی از بسته های موج مستقل در نظر بگیریم که همه دارای همدوسی زمانی مشابه باشند، تنها مشارکتهای غیر- صفر در تابع خودهمبستگی، آنهایی هستند که از همبستگی بین میدان $E(r, t + \tau)$ بسته موج با میدان $E(r, t)$ همان بسته موج ناشی می شوند، زیرا بسته های موج، از یکدیگر مستقلند. بنابراین، تابع خودهمبستگی، همان ارتباط را به t دارد (جدا از یک قدر مطلق متفاوت) که یک بسته موج تنها دارد؛ و لذا زمان همدوسی باریکه، همان زمان مربوط به یک بسته موج تنهاست.

۴-۵ همدوسی زمانی و فضایی

دو نقطه P_1 و P_2 را که بین آنها همدوسی وجود دارد، ممکن است بطور طولی (نسبت به راستای باریکه تابشی)، یا بطور عرضی، یا هر دو، مجزاً شده باشند. در این بخش، ابتدا بطور جداگانه آثار تفکیکهای طولی و عرضی، و سپس اثر ترکیبی این دو را بررسی می کنیم.

همدوسی زمانی

هرگاه P_1 و P_2 دارای جدایی طولی در راستای باریکه (یعنی وقتی $z_1 \neq z_2$) باشند، ولی جدایی عرضی نداشته باشند ($x_1 = x_2, y_1 = y_2$)، میدان در زمان t در P_1 برابر است با میدان در نقطه P_2 در زمان $t + \tau_{12}$ ، که:

$$\tau_{12} = (z_2 - z_1)/c;$$

از این رو :

$$E(r_1, t) = E(r_2, t + \tau_{12}). \quad (۶-۵)$$

به علت این ارتباط بین فضا و زمان، همدوسی طولی وابسته معمولاً همدوسی زمانی نامیده می شود. این حقیقت که باریکه در زمان همدوسی Δt بطور جزئی همدوسی است، دلالت بر این دارد که این باریکه بطور جزئی در طول $c \Delta t$ موسوم به طول همدوسی باریکه نیز همدوس می باشند. ما این ارتباط را می توانیم به طریقی دیگر، با استفاده از معادله (۶-۵) بینیم

$$\Gamma(r_1, r_2, 0) = \Gamma(r_1, r_1, \tau_{12}) = \Gamma(r_2, r_2, \tau_{12}), \quad (۷-۵)$$

به خاطر این که تابع خود همبستگی $\Gamma(r_1, r_1, \tau)$ به ازای $\tau \leq \Delta t$ بامعنی است، تابع همدوسی متقابل $\Gamma(r_1, r_2, 0)$ به ازای :

$$|z_2 - z_1| \leq c \Delta t. \quad (۸-۵)$$

بامعنی است. در مورد یک بسته موج، $c \Delta t$ اندازه ای از طول فیزیکی بسته است. طول همدوسی و زمان همدوسی، می توانند با گسترش بسامدها در باریکه به هم مربوط باشند. یک میدان کلاسیکی در گستره بسامدهای زاویه ای، می تواند به صورت زیر، بیان شود:

$$E(t) = \int a(\omega) e^{i[\omega t + \phi(\omega)]} d\omega, \quad (۹-۵)$$

که در آن، دامنه a و فاز ϕ هر دو به ω (وابستگی E به مکان را حذف کرده ایم) بستگی دارند. اگر شکل $E(t)$ را بشناسیم، می توانیم دامنه های $a(\omega)$ را از آنالیز فوریه $E(t)$ حساب کنیم. با این طریق، بیناب بسامد دو باریکه را به دست می آوریم. برای مثال، بسته موج نشان داده شده در شکل (۳-۵) دارای یک بسته گوسی شکل است، و به وسیله آنالیز فوریه بسته موج در می یابیم که وابستگی $|a(\omega)|^2$ به ω نیز گوسی است [مسئله (۲-۵)]. یک رابطه مهم بین پهنای $\Delta\omega$ این بیناب بسامد و زمان همدوسی Δt وجود دارد، که عبارت است از :

$$\Delta t \Delta\omega \sim 1. \quad (۱۰-۵)$$

عبارت فوق، به این که چه تعاریف خاصی برای Δt و $\Delta\omega$ به کار رفته است، بستگی ندارد: هر تعریف معقولانه فیزیکی از پهنای زمانی بسته موج و پهنای بسامد آن حاصل ضربی از $\Delta t \Delta\omega$

در گستره‌ای از حدود $\frac{1}{4}\pi$ تا 2π نتیجه خواهد داد. این رابطه، همچنین برای باریکه‌های شامل یک توالی تصادفی از بسته‌های موجها، یا بطور کلی‌تر، هر نوع باریکه نامنظم که در عمل می‌تواند وجود داشته باشد، به کار می‌رود. رابطه فوق، برای مثال در مورد محدوده بسامدی $\Delta\nu$ نور گسیل شده وقتی که یک حالت اتمی با عمر متوسط τ به حالت پایه واپاشی می‌کند، به کار می‌رود، زیرا، برای این نور [به معادله (۳-۵۶) نگاه کنید]:

$$\tau \Delta\nu = \frac{1}{2}\pi.$$

است. بنابراین، زمان همدوسی، عموماً توسط:

$$\Delta t \sim 1/\Delta\omega, \quad (11-5)$$

و طول همدوسی، با:

$$l \sim c/\Delta\omega. \quad (12-5)$$

داده می‌شود.

ارتباط دیگری (که ما بعداً به آن نیاز خواهیم داشت) نیز بین همبستگی زمانی و بیناب بسامد یک باریکه، وجود دارد. برای یک موج تک فام کلاسیکی تابع خودهمبستگی عبارت است از:

$$\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \tau) = E_0^2 e^{i\omega\tau}. \quad (13-5)$$

اگر شدت یک موج بسامد ω در فاصله $\omega + d\omega$ متناسب با $I(\omega) d\omega$ باشد، که:

$$I(\omega) = |a(\omega)|^2,$$

آن‌گاه معادله (۱۳-۵) را می‌توان به صورت زیر تعمیم داد:

$$\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \tau) = \int_0^{\infty} I(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega.$$

ملاحظه می‌شود که شدت بیناب $I(\omega)$ و تابع خودهمبستگی $\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \tau)$ مشابه یک تابع و تبدیل فوری‌اش به یکدیگر مربوطند. بنابراین، رابطه معکوس:

$$I(\omega) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (14-5)$$

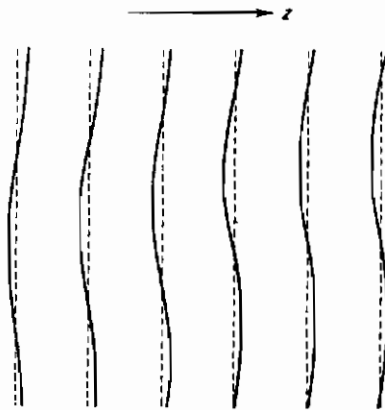
نیز وجود دارد. این عبارت، وسیله‌ای برای تعیین شدت بیناب یک باریکه از طریق اندازه‌گیری تابع خودهمبستگی‌اش فراهم می‌سازد. این فن مخصوصاً وقتی که $\Delta\omega$ خیلی کوچک است،

مفید می باشد، زیرا در آن صورت Δt متقابلاً بزرگ، و از این رو بطور ساده تری قابل اندازه گیری است (روشنهای اندازه گیری، در بخش آتی بحث خواهد شد).

همدوسی فضایی

نوع دیگری از جدایی فضایی فوق الذکر، عبارت است از جدایی عرضی نقاط P_1 و P_2 نسبت به راستای باریکه. این جدایی به همدوسی فضایی منجر می شود. در این مورد ما باید فاصله جانبی (یا عرضی) را در نظر بگیریم که در طول آن یک باریکه پیوسته، همبسته بماند. برای انجام این کار، مفید است که به بررسی جبهه موج باریکه پردازیم. جبهه موج، مکان هندسی تمام نقاط همفاز است، اگرچه الزاماً هم دامنه نباشند. برای مثال، موج تخت ایده آل یک جبهه موج صفحه ای دارد؛ حال آن که یک دو قطبی هرتزی جبهه موجی به شکل کروی تولید می کند، ولی باریکه های حقیقی، دارای جبهه های موج غیرمسطحند، و در یک نقطه مفروض از فضا، شکل این ناهمواریها برحسب زمان تغییر می کند. این موضوع، در شکل (۴-۵) نشان داده شده است. اگر جدایی دو نقطه ثابت P_1 و P_2 ($z_1 - z_2$) کوچکتر از فاصله همدوسی عرضی، d باشد، فازهای این دو نقطه، همبسته اند؛ ولی چنانچه جدایی جانبی آنها خیلی بزرگتر از این مقدار باشد، فازها همبسته نخواهند بود، به بیانی دیگر:

$$\gamma(r_1, r_2, 0) \ll 1, \text{ if } (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 \gg d^2.$$



شکل ۴-۵- منحنیهای توپر، مواضعی را نشان می دهند که فاز میدان الکتریکی، صفر است. آنها نشان دهنده جبهه های موج باریکه اند. خطهای پریده، مرکز جبهه های موج بلاموج تخت ایده آل است. در یک نقطه ثابت، اختلاف بین فازهای باریکه و موج تخت برحسب زمان آفت و خیز دارد. فاز نسبی در دو نقطه ناهمبسته در صورتی که جدایی جانبی این دو نقطه، خیلی بزرگتر از فاصله همدوسی جانبی d باشد.

ترکیب همدوس زمانی و فضایی

دو نقطه P_1 و P_2 عموماً بطور طولی و عرضی، از یکدیگر تفکیک می شوند؛ و بنابراین، همدوسی بین آنها، هر دو نوع همدوسی فضایی و زمانی را در بر دارد. در بررسی اثر ترکیبی این دو، سودمند است که شدت میدان الکتریکی را به شکل:

$$E(\mathbf{r}, t) = E_0(\mathbf{r}, t) e^{i[\omega t + \phi(\mathbf{r}, t)]}, \quad (15-5)$$

بیان کنیم؛ که در آن، دامنه E_0 و فاز ϕ هر دو تابعی با تغییرات آرام از مکان و زمان هستند، و ω بسامد متوسط باریکه است. در این صورت، تابع همدوسی متقابل، عبارت است از:

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle E_0(\mathbf{r}_1, t + \tau) E_0^*(\mathbf{r}_2, t) e^{i[\phi(\mathbf{r}_1, t + \tau) - \phi(\mathbf{r}_2, t)]} \rangle e^{i\omega\tau},$$

که در این جا نماد ساده شده ای را برای Γ به کار می بریم. چون هر عدد مختلط را می توان به صورت $A \exp(j\beta)$ نوشت که در آن A و β حقیقی اند، می توانیم Γ_{12} را به شکل زیر بنویسیم:

$$\Gamma_{12}(\tau) = |\Gamma_{12}(\tau)| e^{i\alpha_{12}(\tau)} e^{i\omega\tau}. \quad (16-5)$$

دامنه حقیقی $|\Gamma_{12}(\tau)|$ و فاز حقیقی $\alpha_{12}(\tau)$ هر دو به τ_1 ، τ_2 و τ بستگی دارند، و هر دو فقط در زمانهایی از مرتبه زمان همدوسی Δt بطور عمده تغییر می کنند. بنابراین، قوی ترین وابستگی $\Gamma_{12}(\tau)$ به τ از سازه $\exp(j\omega\tau)$ حاصل می شود. وقتی $\Delta t \ll \tau$ این تنها سازه مهم است، که در این صورت تابع همدوسی متقابل، به صورت ساده زیر در می آید:

$$\Gamma_{12}(\tau) = |\Gamma_{12}(0)| e^{i[\alpha_{12}(0) + \omega\tau]} = \Gamma_{12}(0) e^{i\omega\tau}. \quad (17-5)$$

تابع همدوسی متقابل بهنجار شده بطور مشابه ساده می شود:

$$\gamma_{12}(\tau) = \gamma_{12}(0) e^{i\omega\tau}. \quad (18-5)$$

این تابع، همان شکل $\gamma_{12}(\tau)$ متعلق به یک موج تخت را دارد، بجز این که $\gamma_{12}(0)$ در حالت کلی، برابر واحد نیست.

تمایزی که مابین همدوسی زمانی و فضایی قایل شده ایم، در معرفی مفهوم همدوسی، و همچنین در بررسی برخی آزمایشهای مربوط به همدوسی مفید است، لکن از آن جا که این دو شکل همدوسی از یکدیگر مستقل نیستند، چنین تمایزی ساختگی است. برای مثال، یک فاصله همدوسی عرضی بزرگ، فقط در صورتی قابل حصول است که نور خلوص طیفی بالایی داشته باشد، که در این صورت، طول همدوسی طولی نیز بزرگ است. ما همچنین

بایستی به خاطر بیاوریم که میدان $E(\mathbf{r}, t)$ بر طبق معادله موج (۲-۱۸) در فضا و زمان انتشار می یابد، که در نتیجه آن، باید انتظار داشت که همدوسیهای فضایی و زمانی بطور ضمنی به یکدیگر ارتباط دارند. با بسط بیشتر مطلب، می توان نشان داد که آهنگهای تغییر Γ_{12} نسبت به فضا و زمان، از طریق معادله زیر به یکدیگر مربوطند:

$$\nabla_i^2 \Gamma_{12}(\tau) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Gamma_{12}(\tau)}{\partial \tau^2}, \quad (5-19)$$

که $i = 1$ یا 2 است. ملاحظه می شود که این معادله نیز شکل یک معادله موج را دارد، حقیقتی که منجر به شباهتهای بسیاری بین محاسبه Γ و محاسبه شدت و الگوهای پراش می شود.

۳-۵ اندازه گیری همدوسی

برای انجام یک اندازه گیری تجربی از همدوسی بین $E(\mathbf{r}_1, t + \tau)$ و $E(\mathbf{r}_2, t)$ طریقه ای را باید یافت که بتوان شدتهای این میدانها را نمونه گیری کرد و آنها را در یک نقطه معین و زمانی معین بررسی نمود. در این صورت، این دو میدان می توانند با هم تداخل کنند. حال اگر این دو دارای یک اختلاف فاز متوسط صفر باشند، تداخل سازنده است، و شدت ترکیبی از مجموع تک تک شدتها بیشتر است، حال آن که اگر فاز نسبی متوسط π باشد، تداخل مخرب است. با اندازه گیری تداخل، می توانیم همدوسی بین دو میدان را اندازه گیری کنیم.

اندازه گیری همدوسی فضایی

در شکل (۵-۵) یک روش تداخلی برای اندازه گیری همدوسی فضایی، نشان داده شده است. یک پرده کدر دارای دو روزنه باریک به فاصله مساوی از مرکز در نقاط P_1 و P_2 (به ترتیب با بردارهای موقعیت \mathbf{r}_1 و \mathbf{r}_2) در سر راه باریکه فرودی، قرار داده شده است. عملاً در بیشتر اوقات، دو روزنه با دو شکاف جایگزین می گردد، که به آن آزمایش دو شکاف یانگ گفته می شود، بدون آن که در مبانی مسأله، تغییری پیش آید. اگر قطر روزنه ها خیلی کوچکتر از طول موج نور باشد، در این صورت، هر یک از آنها را می توان به عنوان یک چشمه نقطه ای در نظر گرفت که تقریباً بطور یک روند، تابش می کنند. در فاصله s از نقطه P_i ($i = 1$ یا 2) میدان حاصل از تابش P_i با $E(\mathbf{r}_i, t)$ متناسب است. وابستگی فاصله s بین این واقعیت است که شدت با s^{-2} متناسب است، و زمان تأخیری ($t - s/2$) نیز به این دلیل به کار رفته است که

نور برای پیمودن فاصله s مدّت زمان $s/2$ را لازم دارد. بنابراین، در نقطه A بر روی پرده (به شکل مراجعه شود) میدان ترکیبی ناشی از دو سوراخ، عبارت است از:

$$E(\mathbf{r}_A, t) \propto (P_1 A)^{-1} E(\mathbf{r}_1, t - P_1 A/c) + (P_2 A)^{-1} E(\mathbf{r}_2, t - P_2 A/c). \quad (20-5)$$

حال، ما برای ساده کردن عبارت (20-5) فرض می‌کنیم که d و x هر دو خیلی کوچکتر از D هستند (همه این کمیتها و همچنین زاویه β در شکل تعریف شده‌اند. آن‌گاه:

$$P_2 A - P_1 A = d \sin \beta \approx \frac{xd}{D}.$$

که در این صورت، می‌توانیم بنویسیم:

$$(P_1 A)^{-1} = (P_2 A)^{-1},$$

و در نتیجه:

$$E(\mathbf{r}_A, t + P_2 A/c) \propto E(\mathbf{r}_1, t + \tau) + E(\mathbf{r}_2, t),$$

که:

$$\tau = \frac{P_2 A - P_1 A}{c} = \frac{xd}{cD}.$$

بنابراین، شدت در نقطه A متناسب است با:

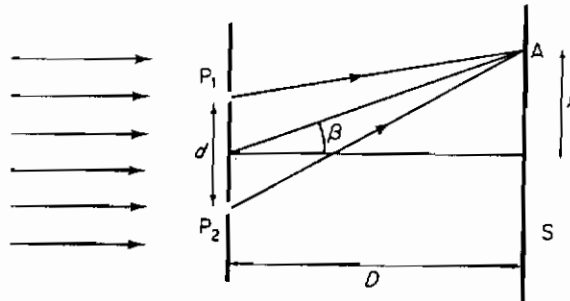
$$\begin{aligned} I(x) &= \langle E(\mathbf{r}_A, t) E^*(\mathbf{r}_A, t) \rangle \\ &= \langle E(\mathbf{r}_1, t) E^*(\mathbf{r}_1, t) \rangle + \langle E(\mathbf{r}_2, t) E^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle \\ &\quad + 2 \operatorname{Re} [\langle E(\mathbf{r}_1, t + \tau) E^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle] \\ &= I_1 + I_2 + 2 \operatorname{Re} [\Gamma_{12}(\tau)] \\ &= I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \operatorname{Re} [\gamma_{12}(\tau)]. \end{aligned}$$

اگر I_1 و I_2 یکی باشند، که اغلب نیز این چنین است، در این صورت، الگوی شدت روی پرده، با عبارت زیر داده می‌شود:

$$I(x) \propto 1 + \operatorname{Re} [\gamma_{12}(\tau)].$$

با این فرض که نور فرودی تقریباً تک فام و طول همدوسی آن خیلی بزرگتر از $c\tau$ است، می‌توانیم معادله (18-5) را به کار ببریم، و عبارت زیر را به دست آوریم:

$$I(x) \propto 1 + |\gamma_{12}(0)| \cos \left[\alpha_{12}(0) + \left(\frac{2\pi d}{D\lambda} \right) x \right]. \quad (21-5)$$



شکل ۵-۰-۰ يك روش تداخلی برای اندازه‌گیری همدوسی فضایی میدانها در نقاط P_1 و P_2 . دو روزنه به صورت دو چشمه نقطه‌ای عمل می‌کنند، و يك الگوی تداخلی روی پرده به وجود می‌آورند. در شق دیگری از این آزمایش، نور حاصل از P_1 و P_2 از میان يك عدسی می‌گذرد و در صفحه کانونی عدسی، قرار داده می‌شود.

بیشینه شدت، مربوط به تداخل سازنده است، وقتی که اختلاف فاز متوسط بین نور حاصل از P_1 و P_2 صفر باشد [همان طوری که در شکل (۵-۱ الف) نشان داده شده است]. برعکس، کمینه شدت، به تداخل ویرانگر مربوط می‌شود که اختلاف فاز متوسط برابر π است (شکل ۵-۱ ب). دو مثال از این نوع الگوی تداخلی، در شکل (۵-۶) نشان داده شده است. اولین مورد، فقط وقتی پیش می‌آید، که بین P_1 و P_2 همدوسی کامل باشد ($|\gamma| = 1$) و شدتهای تابیده شده از این دو نقطه، یکی باشند ($I_1 = I_2$). حالت دوم، زمانی واقع می‌شود که یا (الف) $I_1 = I_2$ و $|\gamma| < 1$ ؛ یا (ب) $I_1 \neq I_2$ و $|\gamma| \leq 1$ باشد. وقتی شدتهای مساوی نیستند، معادله:

$$I(x) \propto 1 + \beta |\gamma_{12}(0)| \cos \left[\alpha_{12}(0) + \left(\frac{2\pi d}{D\lambda} \right) x \right]$$

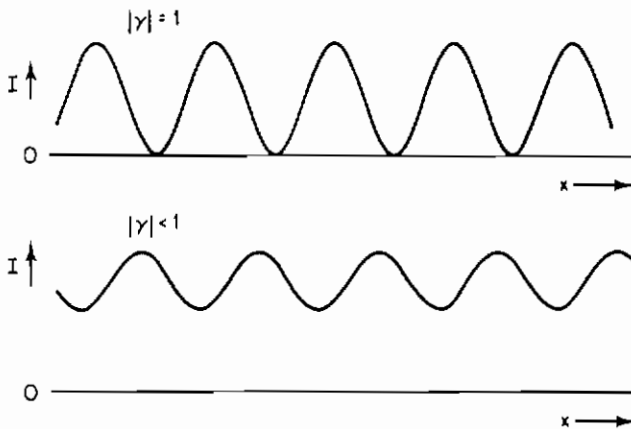
باید به کار رود، که در آن:

$$\beta = \frac{2(I_1 I_2)^{1/2}}{I_1 + I_2} < 1.$$

اگر حالت با شدتهای مساوی را در نظر بگیریم، می‌بینیم که نسبت مقدار بیشینه به مقدار کمینه $I(x)$ فقط با $|\gamma|$ تعیین می‌شود. از معادله (۵-۲۱) در می‌یابیم که:

$$|\gamma_{12}(0)| = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (22-5)$$

کمیت سمت راست این معادله پدیداری الگوی تداخلی، نامیده می شود.



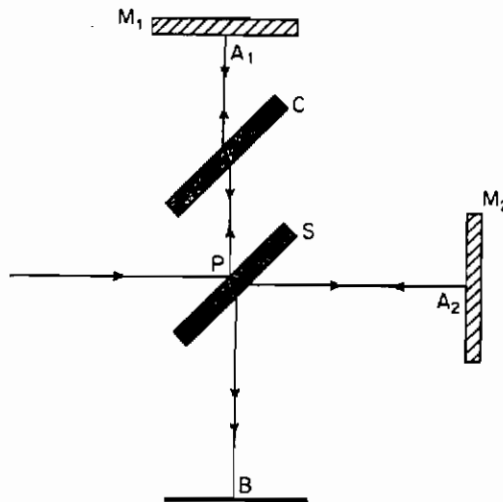
شکل 6-0- الفوهای تداخلی برای $|\gamma| = 1$ (همدوسی کامل)، و $|\gamma| < 1$ (همدوسی جزئی)

حال می بینیم که اندازه گیری همدوسی فضایی یک باریکه نور، چقدر ساده است. پدیداری الگوی تداخلی دو شکاف یانگ، با فاصله شکافهای d ، مدول $|\gamma|$ را برای همدوسی فضایی مربوط به این فاصله، به دست می دهد. اگر بخواهیم γ را کاملاً بشناسیم، بایستی فاز α را با اندازه گیری موقعیت فریزها نسبت به $x = 0$ پیدا کنیم.

اندازه گیری همدوسی زمانی

همدوسی زمانی باریکه $\Gamma(r, r, \tau)$ را می توان با نمونه برداری شدت میدان در نقطه معین r در زمانهای مختلف، و جمع بندی آنها در یک زمان و مکان ناشی از تداخلشان، اندازه گیری کرد. این کار، به کمک تداخل سنج بینایی مایکلسون، شکل (5-7) انجام پذیر است. اگر باریکه ورودی به صورت یک رشته از پرتوهای موازی در نظر گرفته شده، هر یک از آنها در نقطه P به وسیله وجه جلویی تیغه نیمه انعکاسی S به دو جزء تقسیم می شود. این دو جزء، به ترتیب از

آینه های M_1 و M_2 می گذرند؛ و آن گاه به P برمی گردند، و از این جا به بعد، مسیر یکسانی را به نقطه B واقع بر پرده آشکار ساز می پیمایند. وجود صفحه تصحیح کننده C برای اطمینان از این است که ضخامت کل یکسانی از تیغه ها در هر دو بازوی تداخل سنج داشته باشیم، و از این رو، آثار آفت و خیزهای دما را به حداقل برسانیم. وقتی باریکه های برهم نهیده، به پرده می رسند، دارای شدت مساوی اند؛ زیرا هر کدام یک بار عبور و یک بار انعکاس در صفحه نیمه انعکاسی S انجام داده اند.



شکل ۷-۵- فودار یک تداخل سنج بینایی مایکلسون که برای تعیین همدوسی زمانی یک باریکه به کار می رود. صفحه تصحیح کننده C تضمینی است برای این که باریکه ها از ضخامت کل یکسانی از تیغه ها در دو بازوی تداخل سنج عبور کنند.

اگر طول مسیرهای $PA_1PB (= l_1)$ و $PA_2PB (= l_2)$ به اندازه

$$l_1 - l_2 = c\tau,$$

تفاوت داشته باشد، شدت آشکار شده متناسب است با:

$$\begin{aligned} I &= \langle |E(t+\tau) + E(t)|^2 \rangle = 2\langle |E|^2 \rangle + 2 \operatorname{Re} [\Gamma_{11}(\tau)] \\ &= 2\langle |E|^2 \rangle \{1 + \operatorname{Re} [\gamma_{11}(\tau)]\}. \end{aligned}$$

با استفاده از معادله (۵-۱۶) رابطه فوق، به صورت زیر در می آید :

$$I \propto 1 + |\gamma_{11}(\tau)| \cos [\alpha(\tau) + \omega\tau].$$

وقتی اختلاف راه $(l_1 - l_2)$ با حرکت دادن یکی از آینه ها در راستای عمود بر آن تغییر می کند، τ تغییر کرده و شدت حاصل اُفت و خیز دارد. مشابه آزمایش دوشکاف یانگ، پدیداری اُفت و خیزها مستقیماً اندازه تابع همدوسی متقابل بهنجار شده را می دهد؛ که این بار، عبارت از همدوسی زمانی باریکه می باشد. هرگاه اختلاف راه خیلی بزرگتر از طول همدوسی نور باشد، اُفت و خیزها بسیار ضعیف خواهد بود. با اندازه گیری $\gamma_{11}(\tau)$ به صورت تابعی از τ ، و با استفاده از رابطه (۵-۱۴) بین تابع خودهمبستگی و توان بیناب، مایکلسون توانست توزیع بسامدی خطوط بیناب اتمی را بیابد.

۴-۵ همدوسی نور چشمه های واقعی

۱-۴-۵ همدوسی فضایی نور يك چشمه دور با كوچك

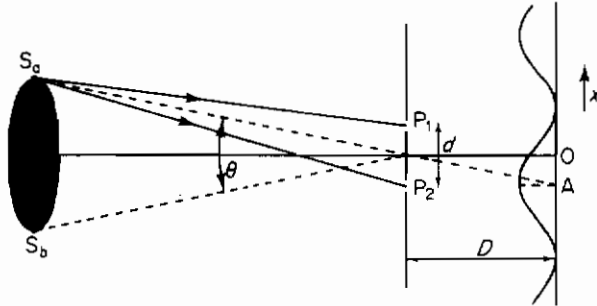
به عنوان یک مثال از همدوسی که در یک میدان تابشی واقعی می تواند وجود داشته باشد، نور گسیل شده از چشمه ای را در نظر بگیرید که تحت زاویه کوچکی نسبت به ناظر دید شود. این چشمه می تواند برای مثال یک سوراخ روشن شده واقع در چند سانتی متری ناظر، یا یک ستاره دور باشد. اگر فرض کنیم که چشمه معادل یک گرده دایره ای باشد که بطور یکنواخت روشن شود، و نور را با بسامد زاویه ای متوسط $\bar{\omega}$ و پهنای $\Delta\omega$ ، با $\bar{\omega}$ « $\Delta\omega$ گسیل کند؛ مسأله ساده خواهد شد. ما همچنین فرض می کنیم که هر نقطه از چشمه کاملاً مستقل از دیگر نقاط نور گسیل می کند. این، بدان معنی است که در خود چشمه همدوسی وجود ندارد، ولی به این معنی هم نیست که، همان گونه که بزودی خواهیم دید، در میدان تابشی در نقاط دور از چشمه همدوسی وجود ندارد.

درجه همدوسی فضایی در نور چشمه را می توان به وسیله آزمایش شکاف یانگ پیدا کرد. شکل (۵-۸ الف) چشمه ای گرده ای و همچنین الگوی تداخلی حاصل از نور مربوطه به چشمه نقطه ای تک S_0 واقع در یک انتهای چشمه را نشان می دهد. در نقطه A از پرده در صورتی که طول مسیرهای S_1P_1A و S_2P_2A یکی باشد (به شرط آن که $1 \ll \theta$ و $d \ll \theta$) یک بیشینه شدت خواهیم داشت. بنابراین، مختصه x نقطه A عبارت است از :

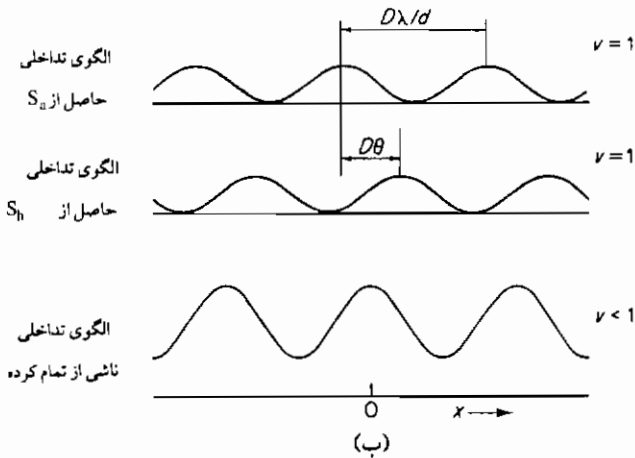
$$x_A = -D\theta/2.$$

فاصله Δx بین دو بیشینه شدت از معادله (۵-۲۱) حاصل می شود که عبارت است از :

$$\Delta x = D\lambda/d.$$



(الف)



(ب)

شکل ۵-۸- (الف) آزمایش شکاف یانگ که الگوی تداخلی حاصل بر روی پرده را وقتی که فقط نور از چشمه نقطه‌ای S_a از روزنه‌های P_1 و P_2 می‌گذرد، نشان می‌دهد؛ (ب) الگوی تداخلی ناشی از S_a یا S_b هر یک به تنهایی دارای پدیداری واحد است؛ الگوی ترکیب ناشی از کل تداخلی پدیداری کوچکتر از واحد دارد.

پدیداری الگوی تداخلی ناشی از چشمه نقطه ای برابر واحد است. این الگوی تداخلی مجدداً در شکل (۵-۸ ب) به همراه الگوی حاصل از نور یک نقطه S_0 در انتهای مقابل، نشان داده شده است. بیشینه مرکزی این دو الگوی تداخلی، به اندازه $D\theta$ از یکدیگر جدا شده اند. اگر فاصله دو شکاف d کوچک اختیار شود، به گونه ای که Δx خیلی بزرگتر از $D\theta$ باشد، در نتیجه:

$$d \ll \lambda/\theta,$$

الگوهای حاصل از این دو نقطه، و بنابراین، از همه نقاط دیگر چشمه گرفته تقریباً در همان نقاط دارای بیشینه اند. از این رو، پدیداری الگوی تداخل کامل واحد است، که نشان می دهد هم‌دوسی فضایی نور برای این فاصله جانبی، بالاست. از طرف دیگر، اگر d خیلی بزرگتر اختیار شود بطوری که Δx خیلی کوچکتر از $D\theta$ باشد، یعنی:

$$d \gg \lambda/\theta,$$

الگوهای چشمه های جداگانه ترکیب می شوند، و روشنایی تقریباً یکنواختی روی پرده ایجاد می کنند. بنابراین، درجه هم‌دوسی فضایی در این فاصله جانبی، خیلی کوچک است. لذا، می بینیم که طول هم‌دوسی جانبی نور، عبارت است از:

$$d \sim \lambda/\theta. \quad (۲۳-۵)$$

هم‌دوسی در هر دو راستای متعامد (x و y) گسترش دارد

برای مثال، فرض کنید بخواهیم الگوی تداخلی شکاف یانگ را به کمک دو شکاف باریک به فاصله نیم میلی متر و یک صافی که نور با طول موج تقریبی ۵۰۰ نانومتر را عبور می دهد، ایجاد کنیم. ما می توانیم این کار را با روشن کردن شکافها توسط نور معمولی خورشید شروع کنیم. خورشید با زاویه تقریبی نیم درجه از زمین دیده می شود، و بنابراین λ/θ مساوی $m = 0.76 \times 10^{-5} \times 6 = 4.56 \times 10^{-5} \text{ m}$ است. لذا، این فاصله هم‌دوسی جانبی، خیلی کوچکتر از فاصله دو شکاف است؛ و از این رو، الگوی تداخلی مشاهده نخواهد شد. حال، فرض کنید که یک لامپ در پشت شکاف باریک قرار دارد که به عنوان چشمه عمل می کند. اگر شکاف با پهنای s در فاصله l از دو شکاف قرار گیرد، الگوی تداخلی، به شرطی دیده خواهد شد که:

$$\theta = \frac{s}{l} \leq \frac{\lambda}{d} = 10^{-3}.$$

مثلاً، مقادیر $l = 100 \text{ mm}$ ، $s = 0.1 \text{ mm}$ برای این منظور مناسبند. یک راه کاملاً متفاوت برای ایجاد الگوی تداخلی، این است که دو شکاف را با نور لیزر روشن کنیم. با این ترتیب، بسادگی، یک الگوی واضح حاصل می شود، حتی اگر زاویه ای که دهانه خروجی لیزر را در بر می گیرد از λ/d خیلی بزرگتر باشد. از این رو، این امر اتفاق می افتد که چشمه نیز تقریباً در کل سطح، همچون باریکه لیزر، همدوس است، و لذا معادله (۲۳-۵) دیگر کاربردی ندارد. خواص همدوسی نور لیزر، با تفصیل بیشتر، در فصل ۷ بررسی خواهد شد.

برای مشاهده این که چگونه تابع همدوسی متقابل Γ را می توان بطور کمی ارزیابی کرد، یک چشمه مسطح مطابق شکل (۵-۹ الف) در نظر می گیریم. اگر عنصر مساحت $d\sigma$ نوری با شدت $I(\sigma) d\sigma$ گسیل دارد، آن گاه شدت میدان الکتریکی در نقطه P_1 ، به فاصله R_1 عبارت است از:

$$E_1 \propto [I(\sigma) d\sigma]^{1/2} / R_1,$$

به شرطی که خطّ واصل از $d\sigma$ به P_1 تقریباً بر صفحه $d\sigma$ ، همان گونه که در شکل می بینیم، عمود باشد. درجه همدوسی بین دو نقطه P_1 و P_2 که تنها ناشی از نور گسیل شده از $d\sigma$ می باشد، عبارت است از:

$$\Gamma_{d\sigma}(r_1, r_2, \tau) \propto (R_1 R_2)^{-1} e^{i\omega(\tau + (R_2 - R_1)/c)} I(\sigma) d\sigma, \quad (24-5)$$

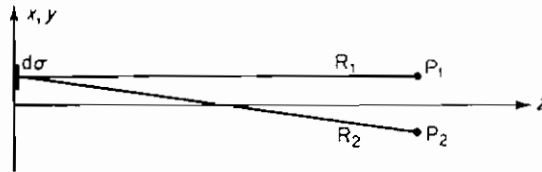
با این فرض که نور تقریباً تک قام باشد ($\bar{\omega} \ll \Delta\omega$) ثابت تناسب حذف شده از این معادله به تعریف l ، و رابطه بین E و I بستگی دارد، و در مواردی که بخواهیم γ را برای چشمه به جای Γ حساب کنیم، اهمیتی ندارد.

اگر مساحت‌های مختلف $d\sigma$ مستقلاً نور گسیل دارند (یعنی، اگر آنها ناهمدوسی متقابل داشته باشند)، درجه کلّ همدوسی برای نور در P_1 و P_2 با جمع بستن سهم‌های مجزاً به دست می آید. بنابراین، باید از معادله (۲۴-۵) روی مساحت‌ها، انتگرال گیری کنیم؛ تا عبارت زیر به دست آید:

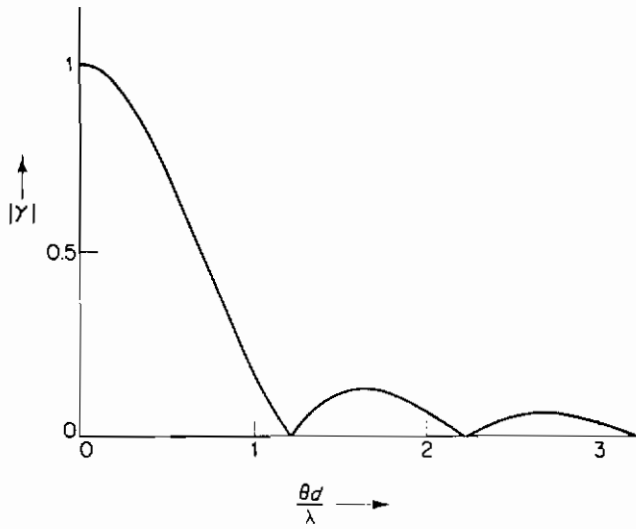
$$\Gamma(r_1, r_2, \tau) \propto e^{i\omega\tau} \int_S \frac{I(\sigma)}{R_1 R_2} e^{i\omega(R_2 - R_1)/c} d\sigma. \quad (25-5)$$

این رابطه، به فرمول وان سیترت - زرنیک^۱ موسوم است. رابطه فوق را همچنین می توان از

معادله موج (۵-۱۹) با محاسبه مقادیر Γ در خود چشمه و انتگرال گیری از معادلات برای یافتن Γ در نقاط خارج از چشمه، به دست آورد.



(الف)



(ب)

شکل ۵-۹- (الف) مختصات به کار رفته در فرمول وان سینرت - زرنیک برای همدرسی در نقاط P_1 و P_2 حاصل از یک چشمه مسطح S ; (ب) بزرگی تابع همدرسی متقابل بهنجار شده وقتی که زاویه θ را درگیرد و دایره‌ای برده، بطور یکنواخت روشن شده، و فاصله P_1 و P_2 برابر d باشد، و همان مختصات z را داشته باشد.

برای موردی که در شکل (۵-۹ الف) نشان داده شده است، یعنی حالتی که چشمه یک گرده دایره‌ای نورانی یکنواخت محدود به زاویه θ ، و P_1 و P_2 دارای مختصه z یکسان باشند،

فرمول وان سیتریک - زرنیک نتیجه ای را به دست می دهد که در شکل (۵-۹) آمده است .
ملاحظه می کنیم که به ازای :

$$d \ll \frac{\lambda}{\theta}, \quad (۵-۲۶)$$

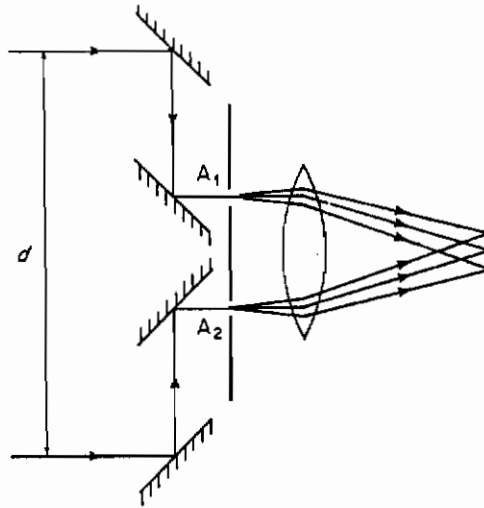
همدوسی فضایی با درجه بالایی وجود دارد که با نتیجه ای که قبلاً به دست آورده ایم، مطابقت دارد . به ازای مقادیر :

$$\frac{d\theta}{\lambda} = 1.22, 2.23, \dots$$

همدوسی برای این چشمه ایده آل، کاملاً محو می شود . خواننده ای که با نظریه پراش آشناست، توجه خواهد کرد که این اعداد، همان صفرهای الگوی پراش فرانوفر برای یک سوراخ دایره ای است؛ این نشان دهنده ارتباطی است که در بالا بدان اشاره شد، و بین محاسبه درجه همدوسی و محاسبه شدت و الگوهای پراش وجود دارد .

وقتی نقاط مشاهده P_1 و P_2 از گرده S دورتر می شوند، زاویه θ کوچکتر و فاصله همدوسی جانبی d بزرگتر می شوند . بنابراین، می بینیم که هرچند همدوسی فضایی در صفحه چشمه وجود ندارد، لکن همدوسی فضایی بالایی در فواصل دور از چشمه داریم . ما مجدداً این رفتار در رابطه با همدوسی بین فوتونهای مشاهده شده در P_1 و P_2 ملاحظه خواهیم کرد . این مطلب را می توان در استنتاج زاویه محدود به چشمه θ از طریق اندازه گیری همدوسی فضایی به کار برد . این فن، نخستین بار توسط مایکلسون^۱ برای تعیین اندازه های زاویه ای ستارگان دور دست به کار رفته است . مطابق شکل (۵-۱۰) او در نقاط P_1 و P_2 به جای روزنه آینه قرار داد . این ترتیب آزمایش به نام تداخل سنج ستاره ای مایکلسون شناخته شده است . فاصله d با جابه جایی دو آینه بیرونی، تغییر داده می شود، در حالی که آینه های داخلی و روزنه های A_1 و A_2 ثابت باقی می مانند . نور ستاره به وسیله پراش در روزنه ها پخش می شود، و به صورت یک تصویر گسترده، در نقطه کانونی عدسیها ظاهر می شود . مطابق شکل (۵-۵) نور دو روزنه، تداخل می کنند . لذا تصویر، شکل فریزهای تداخلی با فاصله کوچک Δx (زیرا d بزرگ است) را دارد . پدیداری فریزها همدوسی فضایی $|\lambda|$ را به دست می دهد، و با اندازه گیری این همدوسی، به صورت تابعی از d ، فرمول وان سیترت - زرنیک (۵-۲۵) می تواند برای تعیین قطر زاویه ای

ستاره، به کار رود. مایکلسون در آزمایشهای اولیه اش، توانست قطرهای زاویه ای به کوچکی $0,702$ ثانیه قوسی (10^{-7} رادیان) اندازه بگیرد، این زاویه، برابر با زاویه ای است که تحت آن، یک سکه کوچک در فاصله 100 کیلومتری دیده می شود.



شکل ۵-۱۰- نمودار تداخل سنج ستاره ای مایکلسون که برای تعیین اندازه زاویه ای ستارگان، به کار می رود

۲-۳-۵ همدوسی زمانی

همدوسی زمانی نور یک چشمه، عمده به گسترش بسامد بستگی دارد، و به اندازه چشمه ارتباطی ندارد [به معادله (۵-۱۲) مراجعه شود]. یک مثال ساده در این مورد، نور گسیل شده از اتمهای برانگیخته با طول عمر τ است. با چشم پوشی از پهن شدگی دوپلری و برخوردی (به بخش (۶-۳) مراجعه شود)، تابش یک توزیع بسامد لورنتزی [به شکل (۳-۱۷) مراجعه شود] با نیم پهنای زیر می باشد:

$$\Delta\omega = 1/\tau.$$

بنابراین، طول همدوسی، عبارت است از:

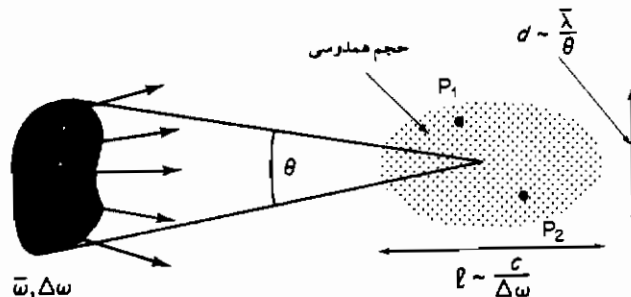
$$l_c \sim c/\Delta\omega = c\tau. \quad (۵-۲۷)$$

برای مثال، یک انتقال اتمی نوعی در ناحیه مرئی دارای $\tau \sim 10^{-8}$ s و بنابراین $l_c \sim 3$ m است. عملاً پهن شدگی دوپلری و برخوردی اهمیت دارد، و طول همدوسی نوعاً 10^2 مرتبه کوچکتر بوده و در حدود چند سانتی متر می باشد.

۳-۴-۵ حجم همدوسی

طول همدوسی طولی l و طول همدوسی جانبی d با هم یک حجم همدوسی را تعریف می کنند که در شکل (۵-۱۱) نمایش داده ایم. شدت میدان الکتریکی در هر یک از دو نقطه P_1 و P_2 واقع در حجم بطور جزئی به یکدیگر مرتبط است، به گونه ای که در آزمایش که شدتهای میدان نمونه برداری و جمع بندی شوند، تداخل جزئی را نشان خواهند داد. حدود خارجی حجم، به نوعی اختیاری است، ولی اگر ما فاصله جانبی بیشینه را با اولین صفرها در معادله (۵-۹ ب) تعریف کنیم، و فاصله طولی بیشینه را با $2c\tau$ (معادله ۵-۲۷) نشان دهیم، مقدار حجم را به صورت زیر پیدا می کنیم:

$$V_c \sim \frac{\pi}{4} \left(\frac{1.22 \lambda}{\theta} \right)^2 \times \frac{2c}{\Delta\omega} \quad (5-28)$$



شکل ۵-۱۱- همدوسی جزئی بین هر دو نقطه واقع در داخل حجم همدوسی وجود دارد

حجم مهم دیگر، عبارت است از حجم فضای اندازه حرکت که توسط نور مشاهده شد، اشغال شده است. اندازه حرکت طولی فوتونهای گسیلی دارای مقدار متوسط $\hbar\omega/c$ است و بنابراین، گسترش کلی در اندازه حرکت عرضی عبارت است از:

$$\Delta p_{x,y} = \frac{\hbar \omega \theta}{c}. \quad (29-5)$$

اگر گستره کلی بسامدهای زاویه‌ای را حدود $2\Delta\omega$ بگیریم، گسترش اندازه حرکت طولی عبارت است از:

$$\Delta p_z \sim \frac{2\hbar \Delta\omega}{c}. \quad (30-5)$$

بنابراین، حجم کلی فضای اندازه حرکت که توسط فوتونهای مشاهده شده اشغال می‌شود، چنین است:

$$V_{\text{اندازه حرکت}} = \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \sim \frac{2\hbar^2 \theta^2 \omega^2 \Delta\omega}{c^3}. \quad (31-5)$$

این حجم فضای اندازه حرکت با $\Delta\omega \theta^2$ متناسب است، حال آن که حجم فضای مختصات با $\Delta\omega \theta^2$ تناسب معکوس دارد. یک گستره باریک اندازه حرکت فوتون معرف یک حجم همدوسی بزرگ است و بالعکس. با ضرب کردن V_c در V_{max} ، حجم فضای فاز را که توسط فوتونهای همدوس جزئی اشغال شده، به دست می‌آوریم. بدیهی است که حجم اخیر، مستقل از θ یا $\Delta\omega$ می‌باشد، و مقدار آن عبارت است از:

$$V_{\text{فضای فاز}} = \Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \sim 4(1.22)^2 \pi^3 \hbar^3 \approx \hbar^3. \quad (32-5)$$

معادله (32-5) نتیجه مهمی است، زیرا به ما امکان می‌دهد که مفهوم کلاسیکی همدوسی را برحسب رفتار فوتونها تعبیر کنیم. در فصل 4 دیدیم که تعداد مدهای بهنجار در فاصله ν تا $\nu + d\nu$ در حفره مکعبی با حجم a^3 (معادله (4-5)) عبارت است از:

$$n = a^3 \rho(\nu) d\nu = \frac{4\pi a^3 \nu^2 d\nu}{c^3}$$

(این عبارت، با معادله (4-5) در یک سازه 2 اختلاف دارد، زیرا برای مقاصد حاضر، ما تنها یک جهت قطبش را در نظر می‌گیریم). حجم فضای اندازه حرکت اشغال شده توسط این مدها، عبارت است از حجم بین دو کره به شعاعهای $(h\nu/c)$ و $(h\nu/c) + d(h\nu/c)$ یعنی:

$$V_{\text{اندازه حرکت}} = 4\pi(h/c)^3 \nu^2 d\nu.$$

لذا فضای اندازه حرکت متوسط که توسط هر مد اشغال می شود، چنین است :

$$\frac{V_{\text{اندازه حرکت}}}{n} = \left(\frac{h}{a}\right)^3,$$

و فضای فاز متوسط به ازای هر مد، عبارت است از :

$$V_{\text{فضای فاز}} = h^3. \quad (5-33)$$

البته هر مد ممکن است بیش از یک فوتون داشته باشد، ولی همه فوتونهای یک مد، بسامد و راستای یکسان دارند، و فضای فاز اشغال شده توسط فوتون چندگانه، همانند فضایی است که یک فوتون تنها اشغال می کند. با توجه به این مطلب، می توانیم مجدداً به شکل (5-11) و معادله (5-32) نظری بیندازیم و حجم همدوسی را به صورت حجم مختصه ای اشغال شده توسط یک فوتون تنها یا چندگانه تعبیر کنیم. وقتی فضای اندازه حرکت فوتون کوچک است، حجم همدوسی بزرگ است و بالعکس. حال، وجود همدوسی جزئی در حجم همدوسی بسادگی قابل درک است. اگر P_1 و P_2 در داخل حجم یک فوتون باشند، شدتهای میدان الکتریکی به علت همبستگی بین قسمتهای مختلف یک بسته موج فوتونی به هم وابسته اند. از طرف دیگر، چنانچه این نقاط فاصله بیشتری از هم داشته باشند، تحت تأثیر فوتونهای نوابسته شدتهای میدان الکتریکی مربوطه شان همبستگی ندارند.

بگذارید قبل از رها کردن موضوع فضای فاز اشغال شده توسط فوتونها، مفهوم فوتون چندرنگه را بررسی کنیم. در بحث بخش (4-1) ما فوتون را به صورت کوانتوم یک مد بهنجار میدان تابش در کاواک در نظر گرفتیم. با این که فوتونها بسامد ν و عدد موجی k کاملاً تعریف شده دارد، ولی می توان آن را در هر نقطه \mathbf{r} واقع در داخل کاواک در نظر گرفت. به بیان دیگر، فوتون حجم خیلی کوچکی را در فضای اندازه حرکت ولی حجم خیلی بزرگی را (به اندازه تمام کاواک) در فضای مختصات اشغال می کند. از طرف دیگر، بسته موج که در شکل (5-3) نشان داده شده ترکیبی از امواج مربوط به مدهای بهنجار فراوانی در کاواک است، و از این رو، حجم بسیار بزرگتری را در فضای اندازه حرکت اشغال می کند، اما در فضای مختصات بمراتب جایگزیده تر است. برای این که این فوتون در راستای طولی جایگزیده شود، باید مرکب از مدهایی دارای یک گستره بسامد، و لذا فوتونی چندرنگه باشد. برای جایگزیدگی آن در راستای

عمودی، فوتون باید از مدهایی در یک گستره k ترکیب یافته، و از این رو، فوتونها دیگر هم راستا نخواهند بود.

در این مرحله، ممکن است این سؤال پیش آید که واقعاً چه نوع فوتونی در یک میدان تابش، مثلاً در حالت تعادل گرمایی با دیواره‌های کواک وجود دارد. در واقع، این انواع مختلف درست توصیفهایی متفاوت از یک سیستم تعریف شده واحد، می‌باشد. میدان را می‌توان یا به صورت مجموعه‌ای از مدهای بهنجاری در نظر گرفته که هر یک شامل صفر، یک یا تعداد فوتونهای غیر جایگزیده ولی تک رنگ بیشتری بوده؛ یا آن را به صورت ترکیبی از بسته‌های موج جایگزیده و چندرنگه تصور کرد که هر یک خود حاصل برهم نهشی مناسب از مدهای بهنجار باشد. وقتی فوتونها ایجاد می‌شوند (یعنی گسیل می‌گردند) یا نابود می‌شوند (یعنی آشکار می‌گردند)، نوع فوتون بستگی به فرآیند ایجاد یا نابودی دارد. مثلاً، اگر یک حادثه آشکارسازی در یک فاصله زمانی معین کوتاه و در یک محل محدود و معین صورت گیرد، بایستی فوتونهای آشکار شده فوق‌العاده چندرنگه و چندجهته باشند، حال آن که اگر برعکس زمان و موقعیت حادثه آشکارسازی کاملاً معین نباشد، ولی بسامد و راستای آشکارسازی دقیقاً مشخص باشد؛ در این صورت، فوتونهای آشکار شده باید غیر جایگزیده و احتمالاً فوتونهای یک مد باشند.

۵-۵ همبستگیهای شدت

تاکنون ما دربارهٔ همبستگی یا هم‌دوسی بین شدتهای میدان الکتریکی $E(\mathbf{r}_1, t + \tau)$ و $E(\mathbf{r}_2, t)$ بحث کرده‌ایم. همچنین امکان دارد همبستگیهای بین شدتهای:

$$I(\mathbf{r}_1, t + \tau) = |E(\mathbf{r}_1, t + \tau)|^2$$

و

$$I(\mathbf{r}_2, t) = |E(\mathbf{r}_2, t)|^2.$$

برقرار باشد. البته یک همبستگی بدیهی در حالتی که شدتهای متوسط:

$$\bar{I}(\mathbf{r}_i) = \langle I(\mathbf{r}_i, t) \rangle$$

($i = 1$ یا 2) معمولاً با یکدیگر متناسبند، وجود دارد؛ ولی در این جا توجه‌مان بیشتر به همبستگیهای *افت* و *خیزهای شدت* که با رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$\Delta I(\mathbf{r}_i, t) = I(\mathbf{r}_i, t) - \bar{I}(\mathbf{r}_i). \quad (5-24)$$

معطوف است. همبستگیهای شدت در مورد نور حاصل از چشمه های گرمایی مورد توجه خاصند. ما بررسی این مسأله را به صورت کلاسیکی شروع می کنیم، و سپس خواهیم دید که چگونه همبستگیها به علت وجود فوتونها تصحیح می شوند.

۱-۵-۵ نور آشوبناک^۱

برای شبیه سازی آفت و خیزهای شدت نور یک چشمه گرمایی، می توانیم تصور کنیم که هر اتم چشمه بطور مستقل تابش می کند و میدان الکتریکی نور گسیل شده ترکیبی از تعداد زیادی امواج مستقل است:

$$E = \sum_n a_n e^{i(\omega_n t + \phi_n)}, \quad (35-5)$$

که ϕ_n فازهای اتفاقی است (یعنی به هیچ وجه به یکدیگر ارتباطی ندارند). چنین نوری را معمولاً نور آشوبناک می نامند. اگر پهله نوار $\Delta\omega$ در مقایسه با بسامد متوسط $\bar{\omega}$ کوچک باشد، راحت تر است که عبارت وابسته به زمان، $\exp(j\bar{\omega}t)$ را جدا کنیم و بنویسیم:

$$E = E_0 e^{i\bar{\omega}t}, \quad \text{که} \quad E_0 = \sum_n a_n e^{i(\omega - \bar{\omega})t + \phi_n}.$$

شکل (۱۲-۵) نشان می دهد که چگونه این جمع بندی را می توان به صورت یک جمع برداری بر روی نمودار آرگانند^۲ نمایش داد. میدان الکتریکی E_0 با طول OA داده می شود، و از آن جا که جمله ها همه دارای دامنه a ولی فاز اتفاقی ϕ_n هستند، از طریق گردش اتفاقی با گامهای مساوی از O به A می توان رسید. در زمان بعدی $t + \Delta t$ گامها به اندازه زاویه های $(\omega_n - \bar{\omega})\Delta t$ خواهند چرخید و فازهای آنها نیز ممکن است تغییر کند، که معنی آن این است که یک گردش اتفاقی دیگر به یک نقطه دیگر، و از این رو، به E ، E_0 ، و I دیگر منجر می شود. شکل (۱۲-۵ الف) چگونگی تغییرات شدت را نسبت به زمان، نشان می دهد. این تغییرات یکنواخت نیست و انحرافات تصادفی بزرگی نسبت به میانگین دارد.

برای تعیین توزیع احتمال I می توانیم کار را با استفاده از نظریه گردش اتفاقی و تعیین توزیع احتمال E_0 ، شروع کرد. نتیجه محاسبه (که برای جمله های با بزرگی برابر یا نابرابر یکسان است) این است که فاز E_0 بطور یکنواخت از 0 تا 2π توزیع شده، و احتمال این که E_0 در گستره

ε تا $\varepsilon + d\varepsilon$ قرار گیرد، عبارت است از:

$$P(\mathcal{E})d\mathcal{E} = \frac{2\mathcal{E}}{E_0^2} \exp(-\mathcal{E}^2/E_0^2) d\mathcal{E}. \quad (36-5)$$

این توزیع احتمال، در شکل (۵-۱۳ الف) نشان داده شده است. محتمل ترین مقدار E_0 برابر صفر است. این شکل، همچنین دو توزیع دیگر را نشان می دهد که هر دو کاملاً با مورد موج آشنوناک متفاوتند. موج سینوسی کلاسیکی دارای زاویه فاز و دامنه ثابت است، حال آن که باریکه لیزر دارای زاویه فازی است که بگنبدی و بطور تصادفی نسبت به زمان تغییر می کند، ولی E_0 آن تقریباً ثابت است (به فصل ۷ مراجعه شود). حال اگر به موج آشنوناک بازگردیم، از آن جا که $I = \mathcal{E}^2$ ، در می یابیم که توزیع احتمال برای آن عبارت است از:

$$P(I) dI = (\bar{I})^{-1} \exp(-I/\bar{I}) dI, \quad (37-5)$$

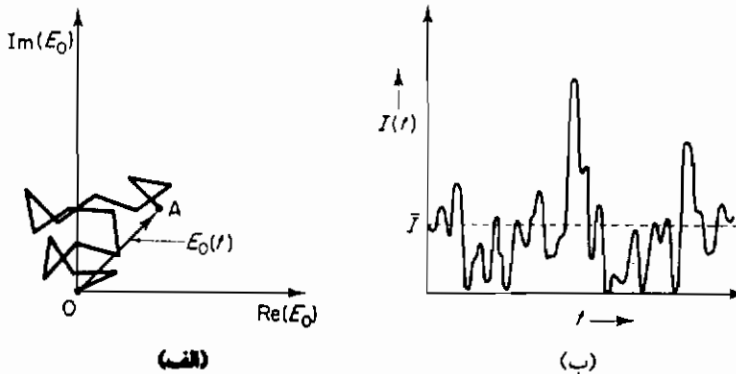
که \bar{I} مقدار متوسط را نشان می دهد. برای پیدا کردن آفت و خیز جذر مربع متوسط، محاسبه عبارت زیر لازم است:

$$\bar{I}^2 = \int I^2 P(I) dI = 2\bar{I}^2,$$

که منجر به:

$$[(\Delta I)^2]^{1/2} = [I^2 - \bar{I}^2]^{1/2} = \bar{I}. \quad (38-5)$$

می گردد. همان طور که در شکل نشان داده شده، ملاحظه می کنیم که آفت و خیزها واقعاً بزرگند.



شکل ۵-۱۲- (الف) فایز میدان الکتریکی یک موج آشنوناک به صورت حاصل جمع تعداد زیادی

جمله های مستقل با بسامدها و فازهای اتفاقی متفاوت؛ (ب) آفت و خیزهای شدت $I(t) = |E_0(t)|^2$

بازه زمانی که شدت به نحوی قابل ملاحظه تغییر می کند، زمان Δt همدوسی نور است. مثلاً، اگر نور اُفت و خیزهایی بدان گونه که در شکل (۵-۱۲) آمده است، داشته باشد، و زمان همدوسی آن به طریقی افزایش یابد، شدت $I(t)$ با مقدار کمتری تغییر خواهد کرد (ولی جذر مربع متوسط اُفت و خیز هنوز مساوی I خواهد بود). در عمل، این اُفت و خیزها فقط وقتی دیده می شوند که آشکارسازی که برای اندازه گیری شدت به کار برده می شود، زمان پاسخ T (یعنی زمانی که طی آن، شدت مؤثر متوسط گیری می شود) کوتاه تر از Δt است؛ در غیراین صورت، جذر مربع متوسط اُفت و خیز مشاهده شده، کوچکتر از I است. هنگامی که T خیلی بزرگتر از Δt است، اُفت و خیز، با رابطه زیر، داده می شود:

$$\overline{(\Delta I)^2} = \bar{I}^2 \frac{\Delta t}{T}. \quad (۳۹-۵)$$

منشأ دیگر اُفت و خیزها، ناشی از وجود فوتونها در باریکه است. فرض کنید یک آشکارساز به کار برده شود که تعداد فوتونهای وارده را درباره زمانی T اندازه می گیرد. اگر متوسط آهنگ شمارش n باشد، و اگر فوتونها بطور تصادفی وارد شوند (یعنی مستقل از یکدیگر) تعداد واقعی n فوتونها وارده در یک بازه زمانی مفروض از آمار پواسن تبعیت می کند. اُفت و خیز n عبارت است از:

$$\overline{(\Delta n)^2} = \bar{n}. \quad (۴۰-۵)$$

این منشأ اُفت و خیزها حتی در باریکه ای که اُفت و خیز شدت آن کوچک یا صفر است، نیز وجود دارد [از قبیل آنچه که در شکل (۵-۱۳) ب و پ) رسم شده است].

حال، بگذارید اُفت و خیز معادله (۳۹-۵) را با اُفت و خیز معادله (۴۰-۵) برای یک باریکه آشوبناک ترکیب کنیم. ما ابتدا I را از طریق رابطه زیر به n تبدیل می کنیم:

$$I = nh\nu/T,$$

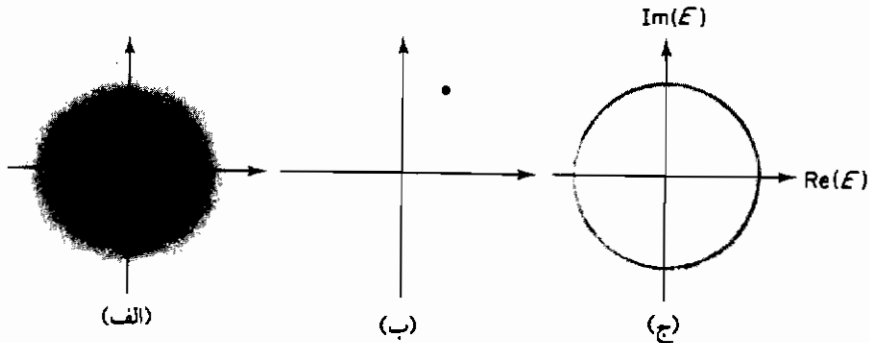
و نتیجه می گیریم:

$$\overline{(\Delta n)^2}_{\text{class}} = \bar{n}^2 \frac{\Delta t}{T}.$$

به همان طریقی که خطاهای مستقل با افزودن مربعات شان به دست می آیند،

$$\overline{(\Delta n)^2} = \bar{n} + \bar{n}^2 \frac{\Delta t}{T}. \quad (41-5)$$

این معادله، مربع متوسط آفت و خیز فوتون را برای یک باریکه نور آشوبناک به دست می دهد.



شکل ۰-۱۳- توزیهای احتمالی دامنه و فاز میدان الکتریکی برای سه نوع متفاوت باریکه: (الف) باریکه آشوبناک؛ (ب) باریکه سینوسی کلاسیکی؛ (پ) باریکه لیزری. در قسمت الف، احتمال با شدت سایه معرفی شده است.

معادله (۴۱-۵) را همچنین می توان با توجه به انرژی تابشی U در یک حجم V در حالت تعادل گرمایی در دمای θ ، و در بازه بسامد ν تا $\nu + d\nu$ به دست آورد. مقدار متوسط U عبارت است از [معادله (۴-۱۲)]:

$$\bar{U} = h\nu\bar{n} = \frac{8\pi h\nu^3 V d\nu}{c^3 (e^{h\nu/k\theta} - 1)}.$$

آفت و خیز انرژی برای هر سیستم در تعادل گرمایی، با رابطه زیر داده می شود:

$$\overline{(\Delta U)^2} = k\theta^2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial \theta}.$$

که در مورد مسأله فعلی، منجر به رابطه زیر می شود:

$$\overline{(\Delta U)^2} = (h\nu)^2 \overline{(\Delta n)^2} = \frac{8\pi h^2 \nu^4 V e^{h\nu/k\theta} d\nu}{c^3 (e^{h\nu/k\theta} - 1)^2},$$

و یا بدین ترتیب:

$$\overline{(\Delta n)^2} = \bar{n} \left(1 + \frac{1}{e^{h\nu/k\theta} - 1} \right) = \bar{n}(1 + \delta). \quad (42-5)$$

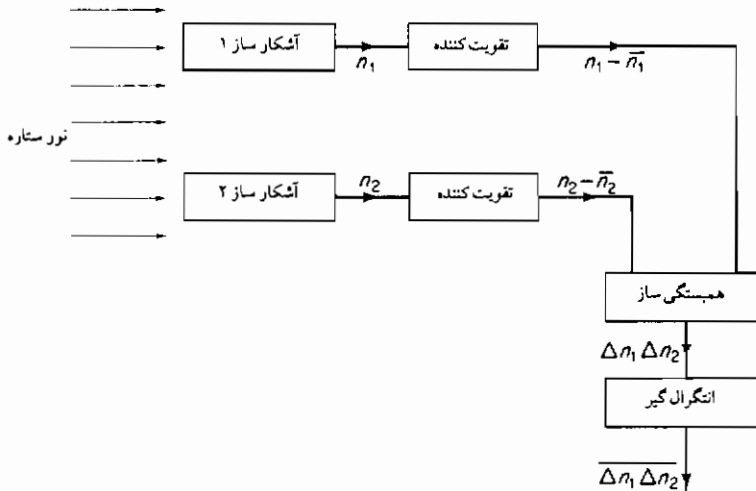
Δ در این جا پارامتر تبهگنی نامیده می شود؛ و عبارت است از تعداد متوسط فوتونها در هر مد. از آن جا که آهنگ آشکارسازی فوتونها مورد نظر است؛ تعداد متوسط فوتونها به ازای هر مد، عبارت می شود از تعداد متوسط فوتونها در حجم همدوسی (شکل ۵-۱۱). طول متوسط حجم همدوسی $c\Delta t$ است، و لذا تعداد چنین حجمهایی که در زمان T وارد می شوند، عبارت است از $T/\Delta t$. بنابراین، پارامتر تبهگنی چنین است:

$$\delta = \bar{n} / \left(\frac{T}{\Delta t} \right). \quad (43-5)$$

حال، معادلات (۴۲-۵) و (۴۳-۵)، معادله (۴۱-۵) را نتیجه می دهد.

۲-۵-۵ همبستگیهای فوتونی

آزمایش مهمی توسط هانبری - براون^۱ و توپس^۲ در سال ۱۹۵۶ م. انجام شد که بطور شماتیکی در شکل (۵-۱۴) نشان داده شده است. آنها دو تکثیرکننده فوتونی را برای مشاهده نور ستاره شعرای یمانی (به فصل ۹ مراجعه شود) به کار بردند که هر یک در کانون یک آینه مقعر قرار داشت. علایم دریافتی تقویت و سپس مقادیر متوسط را از هم کم و آفت و خیزهای باقی مانده توسط یک همبستگی ساز در هم ضرب شدند. سرانجام، از خروجی همبستگی ساز در طول چند دقیقه متوسط گیری زمانی شد. علامت نهایی متناسب با تابع همبستگی سطحی $\overline{\Delta n_1 \Delta n_2}$ است که Δn_1 و Δn_2 آفت و خیزهای تعداد متوسط فوتونهای وارده به تکثیرکننده فوتونی در طول زمان پاسخ T دستگاه آشکار ساز می باشد. آنها دریافتند که $\overline{\Delta n_1 \Delta n_2}$ غیر صفر است، و لذا این نشان می دهد که یک همبستگی فوتونی بین باریکه های نور ورودی به دو آشکار ساز وجود دارد. به عبارت دیگر، فوتونها مستقل از هم وارد دو آشکار ساز نمی شوند؛ بلکه ورود یک فوتون به یک آشکار ساز به ورود یک فوتون دیگر به آشکار ساز دیگر بطور جزئی مرتبط است.



شکل ۰-۱۴ - نمودار شماتیکی تداخل سنج شدت که توسط هان بری - براون و تویس برای مشاهده وجود همبستگیهای فوتونی، و اندازه گیری قطر زاویه ای شعری یمانی به کار برده شده است.

برای این که نشان دهیم این نتیجه از معادله (۵-۴۱) به دست می آید، بجاست که آزمایش ساده تری را در نظر بگیریم که در آن دو آشکار ساز یک باریکه نور را مشاهده می کند (این آزمایش نیز توسط هان بری - براون و تویس انجام شد؛ که در آن، نور یک چشمه جیوه به وسیله یک آینه نیمه انعکاسی تقسیم شده، و دو باریکه حاصله، به طرف دو آشکار ساز تکثیر کننده فوتونی، روانه گردید). در این حالت، می توانیم بنویسیم:

$$n = n_1 + n_2$$

که n تعداد کل فوتونهای آشکار شده در زمان پاسخ T است. روابطی که مورد نیازند عبارتند از:

$$\overline{(\Delta n)^2} = \bar{n}(1 + \bar{n} \Delta t/T),$$

$$\overline{(\Delta n_i)^2} = \bar{n}_i(1 + \bar{n}_i \Delta t/T),$$

و

$$\overline{(\Delta n)^2} = \overline{(\Delta n_1 + \Delta n_2)^2} = \overline{(\Delta n_1)^2} + \overline{(\Delta n_2)^2} + 2 \overline{\Delta n_1 \Delta n_2}.$$

ما در می یابیم که :

$$\overline{\Delta n_1 \Delta n_2} = \bar{n}_1 \bar{n}_2 \Delta t / T.$$

وقتی که نور غیر قطبیده است، پارامتر تبهگنی با ضریب ۲ کاهش می یابد، زیرا دو راستای قطبش ناهمبسته اند. با این ترتیب، تابع همبستگی سطحی، چنین می شود :

$$\overline{\Delta n_1 \Delta n_2} = \frac{1}{2} \bar{n}_1 \bar{n}_2 \frac{\Delta t}{T}.$$

این تابع وقتی دو آشکارساز قسمت‌های متفاوت باریکه را طبق شکل (۵-۱۴) دریافت کنند، با هم کاهش بیشتری پیدا می کنند. چنانچه این دو در محدوده حجم همبستگی باریکه واقع نباشند (شکل ۵-۱۱) آشکارسازها، فوتونهای ناهمبسته α را دریافت می کنند، و تابع همبستگی سطحی صفر می شود. بطور کلی، می توان نشان داد که :

$$\overline{\Delta n_1 \Delta n_2} = \frac{1}{2} \bar{n}_1 \bar{n}_2 \frac{\Delta t}{T} |\gamma_{12}|^2, \quad (۴۴-۵)$$

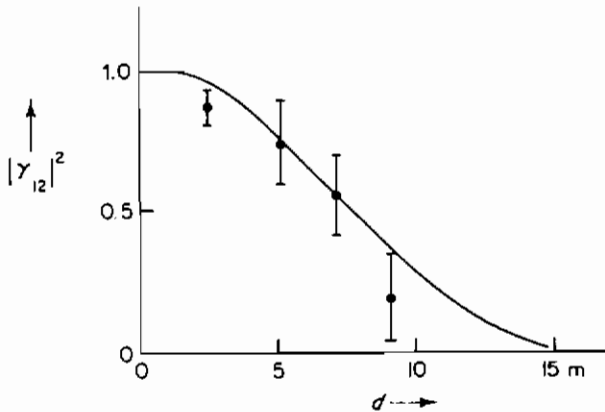
در این رابطه γ_{12} تابع همبستگی متقابل بهنجار شده دو آشکارساز است.

هان بری - براون و توپس تابع همبستگی سطحی را برای چهار فاصله عرضی مختلف d دو آشکارساز، اندازه گرفتند. نتیجه، در شکل (۵-۱۵) نشان داده شده است. یک همبستگی غیر صفر، حتی برای فاصله ای به بزرگی ۹ متر پیدا شد. با استفاده از شکل (۹-۵) ب) و با فرض این که نور آشکار شده تقریباً تک فام و با طول موج تقریبی ۵۰۰ نانومتر است، می توان قطر ظاهری ستاره را تخمین زد. ملاحظه می کنیم که وقتی متر $d \cong 10$ (شکل ۵-۱۵)؛ و یا وقتی که $\theta d / \lambda \cong 0.7$ (شکل ۵-۹) است، $M = 0.5$ می شود. بنابراین :

$$\theta = \frac{0.7 \lambda}{10 \text{ m}} = 3.5 \times 10^{-8} \text{ rad} \approx 0.007''.$$

محاسبه دقیق که توسط منحنی در شکل نشان داده شده، ۰٫۰۰۶۹ ثانیه قوسی را نتیجه می دهد. این تجربه هان بری - براون و توپس، نه فقط به خاطر نمایش دادن وجود همبستگیهای فوتونی و شدت، اهمیت داشت؛ بلکه به خاطر نتایج مفید حاصل از اندازه گیری این همبستگیها نیز از اهمیت برخوردار بود. امروزه، استفاده از تداخل سنجه شدت از این نوع برای اندازه گیری قطر ظاهری و غالباً با مشاهده در بسامدهای رادیویی، متداول است. تفکیک زاویه ای بالا را می توان با استفاده از تلسکوپهای رادیویی با فواصل خیلی زیاد (حتی بین قاره ای) به دست آورد.

کاربرد مفید دیگر برای همبستگیهای فوتونی، عبارت است از تعیین توزیع طیفی چشمه های آزمایشگاهی. نور یک چشمه توسط یک تکثیرکننده فوتونی آشکار می شود، و اُفت و خیز $\Delta n(t)$ در زمان t به اُفت و خیزهای $\Delta n(t+\tau)$ در زمان بعدی $t+\tau$ مربوط می شود. سپس معادله (۴۴-۵) استنتاج تابع خودهمبستگی را ممکن می سازد، که با استفاده از آن نیز تابع توزیع طیفی (۵۵-۱۴) نور می توان حساب کرد [معادله (۵-۱۴)]. فن مزبور، به بیان نمایی همبستگی فوتون موسوم است.



شکل ۵-۱۵- نقاط تجربی وابستگی تابع همبستگی سطحی را برای نور دریافتی از ستاره شعرای یمانی به فاصله آشکارساز، نشان می دهد. تابع $|\gamma_{12}|^2$ با بهنجار کردن نتایج به ازای $d=0$ به دست می آید. d فاصله عرضی آشکارسازهاست. اِقتباس از هان بری - براون و توپس، مجله طبیعت، جلد ۱۷۸ (۱۹۵۶ م. صفحه ۱۰۴۸).

آزمایش و تفسیر هان بری - براون و توپس، برخی تناقضات را در آن زمان پیش آورد. فرآیند آشکارسازی شامل آشکارسازی فوتونهای منفرد از طریق صدور فوتوالکترونها از کاغذ تکثیرکننده فوتونی است، و سؤال این بود که چگونه آشکارسازی یک فوتون در یک تکثیرکننده فوتونی، می تواند با آشکارسازی یک فوتون دیگر در تکثیرکننده فوتونی دیگر، آن هم وقتی که فوتونها باریکه، مستقل از هم حرکت می کنند، همبستگی داشته باشد؟ تجزیه و تحلیل فوق، پاسخی برای این موضوع می باشد. یک توضیح کیفی، آن است که فوتونها تمایل دارند در یک نور آشوبناک به یکدیگر بپیوندند، و باعث شوند که اُفت و خیزها، بیشتر از حالتی باشد که

فوتونها کاملاً مستقل از یکدیگرند (معادله ۵-۴۰). این امر، وقتی رُخ می دهد که دو یا چند فوتون در همان حجم همدوسی واقع باشند که می بایست ضرورتاً مختصات زمانی و مکانی یکسان داشته باشند. از آن جا که فوتونها بوزون هستند، محدودیتی برای تعداد کل فوتونهایی که یک حجم همدوسی تک را اشغال می کنند، وجود ندارد، به شرط این که چگالی متوسط فوتونها به قدر کافی زیاد باشد. وقتی این نوع پیوند «فوتون چندگانه» توسط دو آشکار ساز مشاهده می شود، فرصتی برای پاسخ همبسته وجود دارد که به یک مقدار غیر صفر برای $\Delta t_1 \Delta t_2$ منجر می شود.

مسائل فصل ۵

(جوابهای مسائل انتخابی در پیوست (ث) داده شده است)

۱-۵ در مشاهده ستاره ابط الجوزا^۱ به کمک تداخل سنج ستاره ای مایکلسون، مشخص شده است که وقتی آینه های بیرونی سه تراز هم فاصله دارند، نوارهای تداخلی نخست ناپدید می شوند. قطر زاویه ای این ستاره را با فرض طول موج متوسط ۵۰۰ نانومتر، تخمین بزنید.

۲-۵ نشان دهید که تبدیل فوریه بسته موج:

$$E(t) = E_0 e^{i\omega t} e^{-((t-t_0)^2/4T^2)}$$

متناسب است با:

$$a(\omega) = e^{-((\omega-\omega_0)^2/4T^2)}$$

انحراف معیار Δt و $\Delta \omega$ (یعنی انحراف جذر متوسط مربع) را به ترتیب برای توابع $|E(t)|^2$ و $|a(\omega)|^2$ پیدا کنید و نشان دهید که:

$$\Delta t \Delta \omega = \frac{1}{2}.$$

۳-۵ سه چشمه تک فام با شدتهای یکسان، به فواصل مساوی از هم، در یک امتداد قرار دارند. یک پرده در فاصله دور و بطور موازی با خط چشمه ها، قرار داده شده است. توزیع شدت یک بُعدی را که در طول خطی موازی با چشمه ها مشاهده می شود، حساب کنید چنانچه:

(الف) هر سه چشمه همدوس و همفاز باشند.

- (ب) یکی از چشمه های دورتر، با دو چشمه دیگر، همدوس نباشد .
 (پ) چشمه مرکزی، با دو چشمه دیگر، همدوس نباشد .
- ۴-۵ سطح همدوسی نور خارج شده از یک روزنه به قطر 0.5 میلی متر و به فاصله یک متر از روزنه را با فرض این که نور غیر همدوس است، تخمین بزنید .
- ۵-۵ پارامتر تبهگنی را برای :
- (الف) نور با طول موج 600 نانومتر در تابش گرمایی با دمای $K 2000$ ،
 (ب) امواج رادیویی با طول موج 1 متر در تابش گرمایی با دمای $K 10^4$ تخمین بزنید .
- ۶-۵ نشان دهید که برای موج تخت :

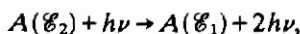
$$E = \sum_{n=-1}^N e^{i\omega n t}$$

تابع همبستگی سطحی $\langle \Delta I(t+\tau) \Delta I(t) \rangle$ اندازه گیری شده در آزمایش هان بری - براون و تویس متناسب با $|\chi(\tau)|^2$ است .

لیزرها

تا دهه ۱۹۵۰ م. منابع مصنوعی تابش الکترومغناطیسی یا (i) تابش گسیل شده خودبه خود از اتمها، مولکولها، و هسته های برانگیخته یا (ii) تابش گرمایی حاصل از اجسام داغ، یا (iii) تابش کلاسیکی ناشی از بارهای شتابدار (مثلاً منابع کم موج) مورد استفاده قرار می گرفت. نیاز به باریکه های تابش با شدت بیشتر، بویژه در مطالعات بیناب نمایی، قبل از این دوره نیز محسوس بود، ولی آن گونه که کتابهای درسی آن دوره اشاره داشتند، روشنایی یک باریکه، نمی تواند از روشنایی منبع اصلی بیشتر باشد. برای مثال، اگر تابش خورشید، کانونی شود تا یک نقطه با بیشترین روشنایی همگن به دست آید؛ دمای این نقطه نمی تواند از دمای سطح خورشید (دمای مؤثر 5800 K) بیشتر گردد. منابع غیرمتعادل، امکان شدتهای بیشتر را در طول موجهای خطوط نشری اتمی، پیش می آورد، ولی مشابه منابع متعادل؛ تابش حاصل از منبع در همه جهات گسیل می شود؛ و بیشینه شدتی که می توان متمرکز کرد و به کار بُرد، از طریق بیشینه توانی که برای تحریک منبع استفاده می شود، محدود می گردد.

راه حل به دست آوردن شدتهای بیشتر، استفاده از فرآیند گسیل القایی تابش است [بخش (۲-۴) را ببینید]. این فرآیند وقتی روی می دهد که با تحریک القایی یک اتم در حالت برانگیخته با انرژی E_2 به حالت پایین تری با انرژی E_1 از طریق عمل یک فوتون تنها به صورت:



یا n فوتون همدوس به صورت :

$$A(\mathcal{E}_2) + nh\nu \rightarrow A(\mathcal{E}_1) + (n+1)h\nu,$$

و پاشیده شود که در آن $h\nu = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1$. بدیهی است فوتون اضافی، همان بسامد فوتونهای محرک را دارد. خاصیت مهم دیگری که از بررسی مکانیک کوانتومی فرآیند حاصل می شود، این است که معمولاً یک کاواک بسته در نظر می گیرند؛ بطوری که فوتوها دارای بسامد مدهای بهنجار کاواک می باشند. با این ترتیب، رویداد گسیل القایی به عنوان خلق یک فوتون در یک مد بهنجار توصیف می شود. آهنگ خلق فوتون با تعداد فوتونهای که قبلاً در آن مد بوده اند، متناسب است (ضمیمه پ را ببینید)، و بنابراین، فوتون تولید شده، همان راستای انتشار و همان بسامد فوتونهای محرک را دارد. همچنین، این فوتون دارای همان فاز و همان راستای قطبش است. این موارد، منحصر به کاواکهای بسته نیست؛ و برای شرایطی که یک باریکه نور از خارج کاواک موجب گسیل القایی می شود نیز صادق است.

موضوع یکی بودن راستاها فوق العاده اهمیت دارد؛ زیرا این امکان را پیش می آورد که توان حاصله با بسامد ν را به جای این که در همه راستاها پخش شود، در یک راستا متمرکز کنیم. نکته مهم دیگر این است که آهنگ فرآیند با (ν) چگالی تابش در بسامد ν ، متناسب است. این، نشان می دهد که اگر (ν) زیاد باشد، محتمل تر است که اتمهای در حالت انرژی \mathcal{E}_2 به حالت با انرژی \mathcal{E}_1 و به همراه یک فوتون اضافی با بسامد ν بطور خودبه خود به حالتی دیگر انتقال یابند؛ و فوتونهای با بسامدهای دیگر گسیل کنند. کانالیزه شدن انرژی به طرف بسامدهای بالاتر، احتمال وقوع گسیلهای القایی را حتی بیشتر کرده، در نتیجه آثار فرار را افزایش می دهد. اگر ویژگیهای مزبور را در یک منبع نامتعادل به کار بریم، و ترتیبی دهیم که تابش گسیل شده قبل از ترك منبع جذب نشود، ملاحظه می کنیم که امکان تهیه بخش بزرگی از توان قابل دسترس فقط در یک بسامد و یک راستای معین فراهم می گردد. با این روش، می توانیم یک پرتو با گستردگی بسامد باریک و با چگالی انرژی (ν) با مرتبه بزرگی فوق العاده زیادتر از آنچه که با منابع گرمایی آزمایشگاهی قابل حصول است، به دست آورد.

البته ویژگیهای گسیل القایی از زمان ارائه نظریه اینشتاین در این مورد یعنی سال ۱۹۱۶ م. و خواص تخلیه غیرمتعادل گازها از طریق برانگیختگی الکتریکی نیز تا اواخر دهه ۱۹۲۰ م. کاملاً شناخته شده بود. ولی، این، یکی از عجایب تاریخ علم است که دانش فنی و نظری لازم تا سال ۱۹۵۴ م. مورد استفاده جدی قرار نگرفت (هرچند که در حدود ۱۹۴۰ م. بعضی

بررسیها در مورد آن انجام شده بود). اما به محض انتشار اولین مقاله درباره استفاده تجربی از گسیل القایی، آهنگ پیشرفت در این موضوع فوق العاده سریع بود.

در نخستین وسیله ای که ساخته شد، تاونز^۱، گوردن^۲ و زیگر^۳ (۱۹۵۴ میلادی) گسیل القایی بین دو تراز پایینی مولکول آمونیاک را برای تقویت تابش کهموج با طول موج ۱۲/۶ میلی متر به کار بردند [این مطلب در بخش (۶-۴-۱) تشریح خواهد شد]. آنان، این وسیله را میزر^۴ نامیدند که تلخیص عبارت «تقویت کهموج توسط گسیل القایی^۵ تابش» است. وقتی میزر اختراع شد، فکر امکان تقویت طول موجهای کوتاه تر، مثلاً در محدوده فرو سرخ و مرئی مطرح شد. ایده های اساسی این موضوع در سال ۱۹۵۸ م. از سوی شولو^۶ و تاونز، انتشار یافت. میمن^۷ با ساخت نخستین وسیله در این زمینه که در اواسط دهه ۱۹۶۰ م. انجام شد موفق گردید نور قرمز با طول موج ۶۹۴/۳ نانومتر را با استفاده از بلور یاقوت، تولید کند. [به بخش (۶-۲-۱) مراجعه شود]. بعداً در همان سال، جوان^۸، بنت^۹ و هریوت^{۱۰} جزئیات وسیله ای را انتشار دادند که در آن، از تخلیه الکتریکی در مخلوطی از هلیوم و نشون استفاده می شد [بخش (۶-۴-۲) را ببینید]. این اسبابها در آغاز غالباً میزر اپتیکی نامیده می شدند؛ ولی از آن پس، عنوان لیزر برای آنها مقبولیت عام یافت که این کلمه مخفف «تقویت نور به وسیله گسیل القایی تابش» است. امروزه انواع متنوعی از لیزر در محدوده های فرو سرخ، مرئی و فرابنفش وجود دارد، که برخی از آنها را در بخش (۶-۴) توضیح خواهیم داد.

علاوه بر ویژگیهای همسویی و شدت زیاد، باریکه های تولیدی در لیزر دو خاصیت ارزشمند دیگر نیز دارند، که عبارتند از همدوسی (به دلیل هم فاز بودن فوتونهای القایی شده و القاکننده) و گستردگی بسیار باریک طول موجها. به بیانی دیگر، در بعضی از انواع لیزر، باریکه ها می توانند شامل قطارهایی از تپهای فوق العاده کوتاه تابش باشند. این خواص و سایر ویژگیها، در فصل ۷ بررسی خواهد شد.

در این فصل، با استفاده از لیزر یاقوتی، بحث مان را با بررسی یک سیستم دو ترازه

- | | |
|--|------------|
| 1- Townes | 2- Gordon |
| 3- Zeiger | 4- Mazer |
| 5- Microwave Amplitude Amplification by the stimulated | |
| 6- Schawlow | 7- Maiman |
| 8- Javan | 9- Bennett |
| 10- Herriot | |

فرضی و سپس مطالعه سیستمهای چندترازه شروع می‌کنیم. آن‌گاه پهنای خط و مدهای لیزر را با تفصیل بیشتر بررسی کرده، فصل را با بحث اصول فیزیکی، و مدهای عمل چهار نوع خاص از سیستمهای لیزری به پایان می‌بریم.

۱-۶ یک سیستم دو تراز ساده

بگذارید بحث را با مطالعه یک لیزر فرضی شامل گازی از اتمها آغاز کنیم که فقط مطابق شکل (۱-۶ الف) دارای دو تراز بوده، در جعبه‌ای مانند شکل (۱-۶ ب) محصور باشند. انرژی دو تراز E_2 و E_1 و تهبگنی آنها به ترتیب g_2 و g_1 است؛ و فرض می‌کنیم جعبه حاوی N_1 اتم در تراز ۱ و N_2 اتم در تراز ۲ باشد. دیواره‌های جعبه، شامل دو آینه تخت موازی با هم و با فاصله L از یکدیگر فرض می‌شوند.

در بخش (۲-۴) دیدیم که N_1 اتم در تراز پایینی فوتونهای با انرژی:

$$h\nu_0 = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1$$

و با آهنگ:

$$R_{\text{abs}} = B_{12}N_1u(\nu_0),$$

جذب می‌کنند که B_{12} ضریب جذب اینشتاین و $u(\nu_0) d\nu$ چگالی انرژی در فاصله بسامدی به پهنای $d\nu$ با مرکز ν_0 است. N_2 اتم موجود در تراز بالایی فوتونهای با آهنگ:

$$R_{\text{stim}} = B_{21}N_2u(\nu_0),$$

از طریق القای گسیل می‌کنند که در آن B_{21} ضریب گسیل اینشتاین است. این اتمها همچنین بطور خودبه‌خود و با آهنگ:

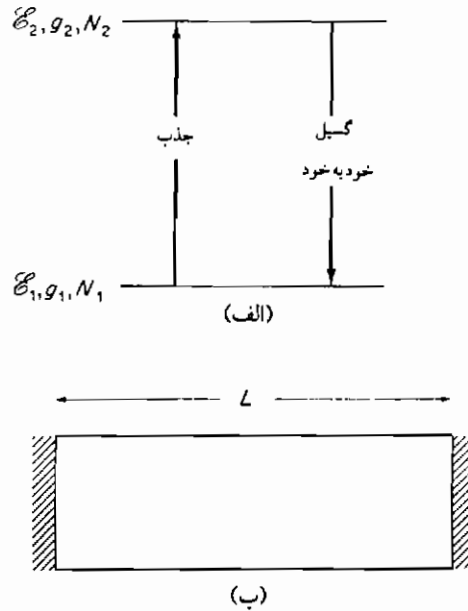
$$R_{\text{spont}} = A_{21}N_2 = \tau_2^{-1}N_2,$$

و پاشیده می‌شوند. A_{21} ضریب واپاشی خودبه‌خود و τ_2 عمر تراز بالایی است. با استفاده از معادله‌های (۳۰-۴) و (۳۱-۴) به دست می‌آوریم که:

$$B_{21} = \frac{c^3}{8\pi h\nu_0^3 \tau_2}, \quad (1-6)$$

و مانند قبل (معادله ۲۹-۴):

$$B_{12} = \frac{g_2}{g_1} B_{21}. \quad (2-6)$$



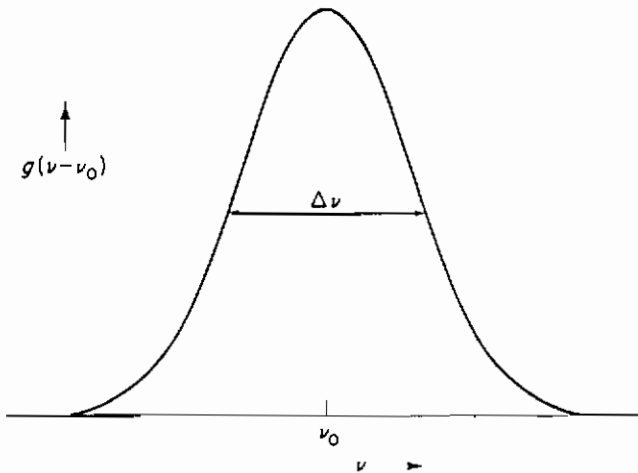
شکل ۶-۱- الف) یک سیستم دو ترازه. انرژی تبهگنی و جمعیت به ترتیب با E ، g و N نشان داده می‌شوند؛ ب) جمعبندی حاوی اتمهای دو ترازه. دیواره‌های دو طرف، آینه‌های تخت هستند.

جنبش گرمایی اتمها، باعث می‌شود که فوتونهای گسیلیده و جذب شده همان طور که در شکل (۶-۲) نشان داده شده است، دارای گستره‌ای از بسامدها حول بسامد مرکزی ν_0 باشند. این پهن شدگی خط، به پهن شدگی دوپلر موسوم است؛ که آن را در بخش (۶-۳) به تفصیل بررسی خواهیم کرد. عوامل دیگری از قبیل پهن شدگی فشار و پهنای طبیعی خط نیز در شکل خط دخالت دارند. فعلاً فرض می‌کنیم که شکل خط، عمدتاً ناشی از پهن شدگی دوپلر بوده، با تابع $g(\nu - \nu_0)$ معرفی می‌شود، که سطح زیر خط به مقدار واحد بهنجار شده است:

$$\int g(\nu - \nu_0) d\nu = 1. \quad (3-6)$$

عبارت (۶-۱) به تمام خط مربوط می‌شود؛ ولی وقتی بسامد خاصی ν مورد نظر است، داریم:

$$B_{21}(\nu) = \frac{c^3 g(\nu - \nu_0)}{8\pi h \nu_0^3 \tau_2}. \quad (4-6)$$



شکل ۶-۲- شکل خطوط جذبی و گسیلی. $\Delta\nu$ پهنای کامل در نیمه بیشینه است

تقویت شدت

باریکه ای تک فام با بسامد ν را که در راستای z عمود بر دو آینه شکل (۶-۱ ب)، سیر می کند، با شدت زیر در نظر می گیریم:

$$I(z) = cu(\nu, z).$$

اگر چگالی اتمها در تراز پایین تر n_1 باشد، تعداد فوتونهایی که در یک ثانیه در واحد سطح تیغه ای به عمق dz جذب می شوند، عبارت است از $B_{12}(\nu)n_1 dz u(\nu, z)$. جذب هر فوتون، منجر به حذف انرژی $h\nu$ از باریکه می شود، و بنابراین:

$$dI = -h\nu B_{12}(\nu)n_1 dz u(\nu, z) = -I(z) \frac{h\nu B_{12}(\nu)n_1}{c} dz.$$

با این ترتیب، اگر جذب تنها فرآیندی باشد که در باریکه رخ دهد، شدتش با رابطه زیر داده می شود:

$$I(z) = I(0) e^{-\mu z},$$

که ضریب جذب، عبارت است از:

$$\mu = \frac{h\nu B_{12}(\nu)n_1}{c} = \frac{g_2 c^2 g(\nu - \nu_0)n_1}{g_1 8\pi\nu_0^2 \tau_2}$$

این در اصل، همان ضریب جذبی است که در فصل ۴ بررسی شد. از طرف دیگر، وجود آنها در حالت بالایی سبب می‌شد که فوتونهای از طریق گسیل القایی به باریکه افزوده شود، که این منجر به یک پاد جذب یا تقویت شدت می‌گردد. ضریب جذب که بهتر است حالا آن را ضریب تضعیف بنامیم، چنین می‌شود:

$$\mu = \frac{h\nu}{c} (B_{12}n_1 - B_{21}n_2) = \frac{c^2 g(\nu - \nu_0)}{8\pi\nu_0^2 \tau_2} \left(\frac{g_2}{g_1} n_1 - n_2 \right). \quad (5-6)$$

این ضریب، بسته به مقادیر نسبی n_2 و $g_2 n_1 / g_1$ می‌تواند مثبت یا منفی باشد. (فرآیند گسیل خودبه خود نیز در شدت مشارکت دارد، ولی چون فوتونها بطور یک روند گسیل می‌شوند، افزایش I در راستای خاص z قابل صرف نظر کردن است؛ و بنابراین، می‌توانیم برای مقاصد فعلی مان فرآیند اخیر را ندیده بگیریم).

برای یک سیستم در تعادل گرمایی ضریب تضعیف همیشه مثبت است و شدت باریکه با فاصله کاهش می‌یابد. علت، این است که برای هر تراز اتمی جمعیت هر یک از زیر ترازها [به تعدادی برابر با تبهگنی تراز اتمی، بخش (۴-۲) را ببینید] متناسب با سازه بولتزمن است. بنابراین:

$$n_{1,2} \propto g_{1,2} e^{-\epsilon_{1,2}/kT}, \quad (6-6)$$

و:

$$\frac{g_2}{g_1} n_1 - n_2 = n_2 (e^{(\epsilon_2 - \epsilon_1)/kT} - 1) = n_2 (e^{h\nu/kT} - 1) > 0,$$

با این ترتیب $\mu > 0$ می‌شود.

وارونی جمعیت

اگر سیستمی نامتعادل ترتیب دهیم که شرط:

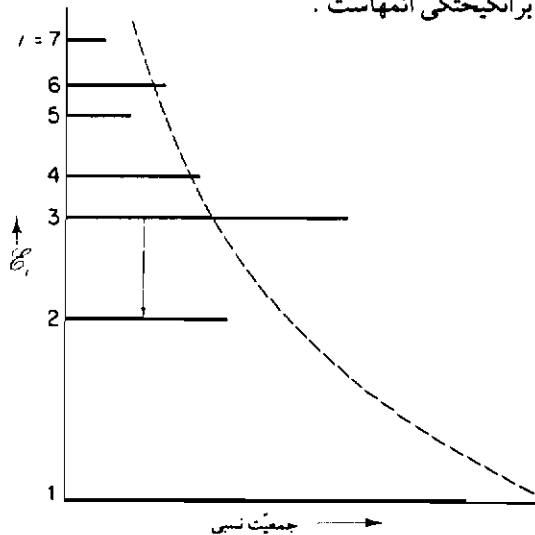
$$\Delta n = n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 > 0 \quad (7-6)$$

برقرار باشد، ضریب تضعیف منفی می شود. در این صورت، گفته می شود که وارونی جمعیت ترازهای ۱ و ۲ روی داده است. وارونی جمعیت، از طریق ساز و کار دمش مناسب، حاصل می شود؛ که برخی مثالهای آن را در بخشهای بعدی و در توصیف سیستمهای لیزری خاص، بررسی خواهیم کرد. شرط (۷-۶) گاهی به عنوان این که ترازهای ۱ و ۲ دمای منفی دارند توصیف می شوند، چون معادله (۶-۶) دمای مؤثر

$$T_{\text{eff}} = -\frac{h\nu}{k \ln(n_2 g_1 / n_1 g_2)}$$

را نتیجه می دهد که از صفر کوچکتر است.

شکل (۳-۶) میسیمی را نشان می دهد که وارونی جمعیت بین دو تراز ۲ و ۳ و همچنین بین ترازهای ۵ و ۶ وجود دارد. خط شکسته، نمایشگر توزیع بولتزمن $\exp(-\epsilon/kT)$ است که kT متوسط انرژی برانگیختگی اتمهاست.



شکل ۳-۶- جمعیتهای نسبی ترازهای یک اتم فرضی که به عنوان یک محیط لیزری به کار می رود. یک وارونی جمعیت ترازهای ۲ و ۳ وجود دارد که ترازهای فعال لیزرند. وارونی جمعیت بین ترازهای (۵ و ۶) نیز وجود دارد که مستقیماً در تولید نور لیزر به کار نمی آیند. خط شکسته، معرف سازه بولتزمن $\exp(-\epsilon_i/kT)$ است.

هرگاه وارونی جمعیت وجود داشته باشد، شدت باریکه برحسب فاصله، به صورت زیر افزایش می یابد:

$$I_\nu(z) = I_\nu(0) e^{\kappa_\nu z},$$

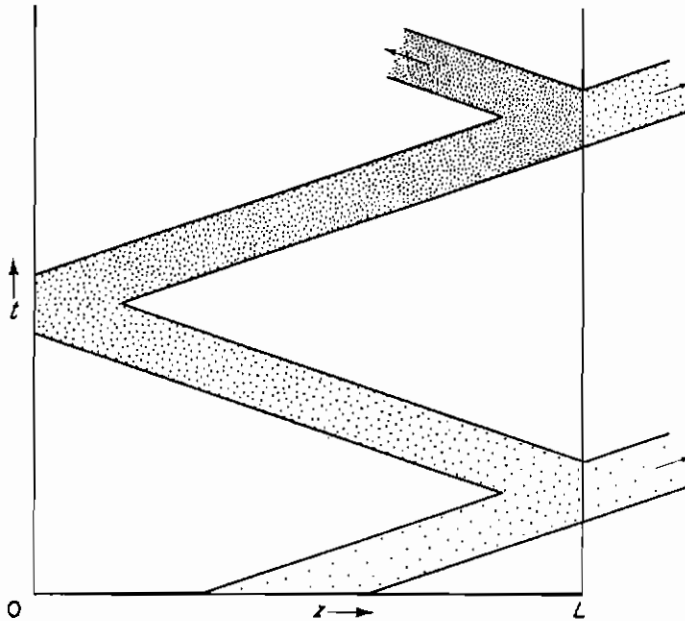
در این رابطه κ_ν ضریب بهره، عبارت است از:

$$\kappa_\nu = -\mu_\nu = \frac{c^2 g(\nu - \nu_0)}{8\pi\nu^2 \tau_2} \Delta n. \quad (۸-۶)$$

با این ترتیب، شدت لیزر در عبور از طول L با ضریب:

$$\left(\frac{I_\nu(L)}{I_\nu(0)}\right)_{\text{gain}} = e^{\kappa_\nu L}. \quad (۹-۶)$$

افزایش می یابد. این بهره شدت، در شکل (۴-۶) نمایش داده شده است.



شکل ۴-۶- فایس شماتیکی بهره شدت در لیزر. رویداد اولیه (گسیل خودبه خود) تقریباً (در این مثال) در میانه فاصله دو آینه (واقع در L و $z = 0$) روی می دهد. زیاد شدن نقطه ها، بیانگر افزایش شدت باریکه برحسب زمان است. پخش کوچکی از باریکه، از آینه نیمه شفاف و سمت راست، عبور می کند؛ و باریکه لیزر قابل مشاهده را تشکیل می دهد. افزایش هموسی و طول بسته موج نسبت به زمان را در این شکل مشخص نکرده ایم.

فرآیندهای اتلافی

بجز جذب و گسیل القایی فرآیندهای متعدّد دیگری وجود دارند که موجب تغییر شدّت باریکه می شوند و همه آنها باعث اتلاف شدّت می گردند. مهمترین این فرآیندها، در لیزرهایی رخ می دهد که باریکه باید بین دو آینه انتهایی به دفعات زیادی انعکاس یابد تا بهره شدّت قابل توجهی به دست آید. اگر موجهایی که پسای باز می تابند با یکدیگر هم فاز باشند؛ وقتی تداخل می کنند اتلاف شدّتی نخواهند داشت، ولی اگر این موجها غیر هم فاز باشند؛ با هم تداخلی مخرب داشته، در نهایت پس از بازتابهای متعدّد، همدیگر را حذف می کنند. این حذف در تداخل سنج فابری پرو نیز رخ می دهد؛ و ما می بینیم که کاواک لیزر مورد بررسی (با جوه انتهایی موازی و مسطح) در حقیقت شکلی از تداخل سنج فابری پرو با فاصله جدایی نسبتاً بزرگی از آینه هاست. مشابه تداخل سنج فابری پرو، اتلاف شدّت ناشی از تداخل مخرب در کاواک لیزری صفر است، مگر این که شرط زیر

$$2L = n\lambda \quad (10-6)$$

برقرار باشد، n عددی صحیح است. با این شرط، میدان الکترومغناطیسی، همچون یک موج ساکن [همچنین به بخش (۴-۱) رجوع کنید] با بسامد

$$\nu_n = n \frac{c}{2L}. \quad (11-6)$$

نوسان می کند. این شیوه (مد) نوسان یک مد بهنجار کاواک [به بحث بخش (۴-۱) مراجعه کنید] است. شماره مد n معمولاً خیلی بزرگ است، مثلاً اگر طول کاواک ۰٫۶ متر و طول موج ۶۰۰ nm باشد n برابر $10^6 \times 2$ است. تغییر بسامد این مدها، عبارت است از:

$$\Delta \nu_n = \frac{c}{2L}. \quad (12-6)$$

منشأ دیگر اتلاف، ضریبهای بازتاب غیر واحد R_1 و R_2 آینه های دو انتهاست. تضعیف ناشی از این اتلاف پس از یک رفت و برگشت در داخل لیزر برابر $R_1 R_2$ است، و اگر R_1 و R_2 هر دو تقریباً برابر واحد باشند، می توان تضعیف را به صورت زیر بیان کرد:

$$\left[\frac{I_\nu(2L)}{I_\nu(0)} \right]_{\text{اتلاف بازتاب}} = R_1 R_2 \approx e^{-(1-R_1 R_2)}.$$

از دیگر منابع اتلاف اثرهای پراش [بخش (۶-۳) را ببینید] و پراکندگی در محیط لیزر است، و اینها را می توان با یک ضریب β طبق رابطه زیر مشخص کرد:

$$\left[\frac{I_\nu(L)}{I_\nu(0)} \right]_{\text{اتلاف پراش}} = e^{-\beta}.$$

ترکیب این عبارت با اتلاف انعکاسی، نتیجه می دهد:

$$\left[\frac{I_\nu(L)}{I_0(L)} \right]_{\text{اتلاف}} = e^{-\alpha L},$$

که:

$$\alpha = \frac{1}{L} [\frac{1}{2}(1 - R_1 R_2) + \beta].$$

معمول تر آن است که این رابطه را بر حسب شدت اتلاف نسبت به زمان بیان کنند:

$$\left[\frac{I_\nu(t)}{I_\nu(0)} \right]_{\text{اتلاف}} = e^{-\alpha c t} = e^{-t/t_c} \quad (۱۳-۶)$$

که:

$$t_c = \frac{L}{c [\frac{1}{2}(1 - R_1 R_2) + \beta]} \quad (۱۴-۶)$$

زمان واپاشی کواوک، یا زمان متوسطی است که فوتون قبل از اتلاف بین آینه ها پس و پیش می رود. مثلاً، برای لیزری با طول ۰٫۶ متر که هر دو آینه آن دارای ضریب بازتاب ۹۹ درصد است و اتلاف پراش آن یک درصد به ازای هر گذار می باشد، زمان واپاشی، عبارت است از:

$$t_c = \frac{0.6}{3 \times 10^8 (10^{-2} + 10^{-2})} = 10^{-7} \text{ s.}$$

اتلافها را می توان با سازه کیفی یا مقدار Q کواوک مشخص کرد، که به صورت زیر

تعریف می شود:

$$Q = 2\pi \frac{\text{انرژی ذخیره شده}}{\text{اتلاف انرژی در هر دوره نوسان}}$$

$$= \frac{2\pi I_\nu}{\left(-\frac{dI_\nu}{dt} / \nu \right)} = 2\pi \nu t_c \quad (۱۵-۶)$$

مقدار Q برای لیزرهای مرئی خیلی بزرگ، تقریباً 10^8 یا 10^9 است. این مقدار چند مرتبه از مقادیر Q سیستمهای نوسانی آشنا از قبیل آونگها یا نوسانگرهای الکتریکی بزرگتر است.

شرط آستانه

شکل (۶-۵) اندازه بهره و اتلاف را برای لیزر فرضی مان، بر حسب بسامد و در گستره ای باریک از بسامدها که یک خط جذب را در بر می گیرد، نشان می دهد. فرآیندهای جذب و گسیل القایی در هر گذار متوسط بهره شدتی برابر مقدار زیر را نتیجه می دهد:

$$G_1 = e^{\kappa_1 L}$$

با این فرض که وارونی جمعیت در کاواک وجود داشته باشد، همان گونه که در شکل نشان داده شده است $\kappa_1 > 0$ و $G_1 \geq 1$ است (در غیر این صورت، قله در G_1 به شکل شیب در می آید). از طرف دیگر، فرآیندهای اتلافی منجر به بهره مؤثری، G_2 می شود که همیشه از یک کوچکتر است. بیشینه مقدار آن، عبارت است از:

$$G_2^{\text{بیشینه}} = e^{-L/(ct_c)}$$

که وقتی رخ می دهد که شرط (۶-۱۰) برقرار باشد. $G_2^{\text{بیشینه}}$ در گستره باریک بسامد نشان داده شده در شکل مستقل از بسامد است. در مثال مزبور، دو تا از این بیشینه ها در گستره خط طیفی، اتفاق می افتد.

قسمت پایینی شکل حاصل ضرب $G_1 G_2$ را نشان می دهد. ملاحظه می کنیم که $G_1 G_2$ در دو مد مختلف بهنجار بسامد بزرگتر از یک است. بنابراین، لیزر قادر به انجام نوسان در این بسامدهاست و شدت پیوسته ای را (تا وقتی وارونی جمعیت برقرار است) تولید می کند. سایر مدها را که به صورت خطهای شکسته نمایش داده ایم، حذف می شوند. شرط لازم برای این که لیزر بتواند حداقل در یک مد بهنجار عمل کند، آن است که:

$$\kappa_{\nu_0} - \frac{1}{ct_c} > 0. \quad (۶-۱۶)$$

که آن را شرط آستانه برای لیزر می نامند. با استفاده از معادله (۶-۸) رابطه اخیر چنین می شود:

$$\frac{c^2 g(0) t_c \Delta n}{8 \pi \nu_0^2 \tau_2} > 1. \quad (۶-۱۷)$$

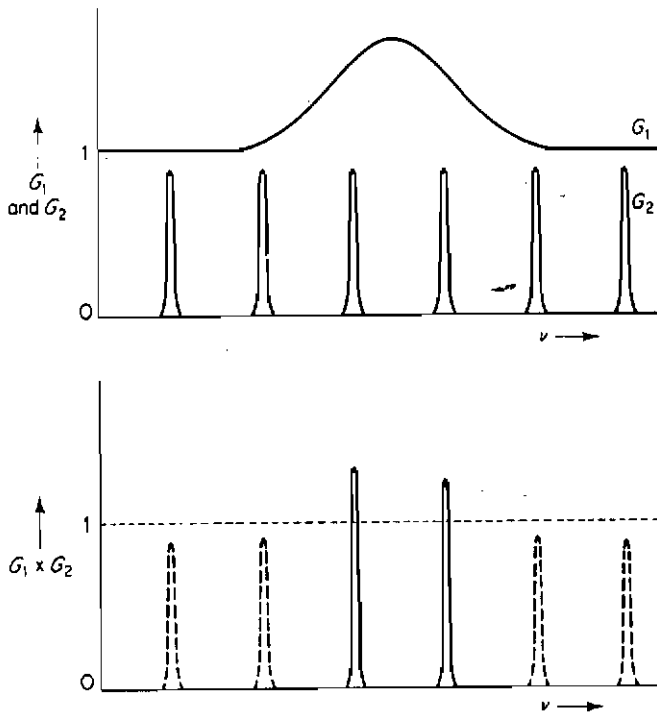
اگر این شرط برقرار نباشد، در هیچ بسامدی شدت در کاواک حاصل نمی شود، و لیزر قادر

به عمل نیست. شرط مزبور، اغلب برحسب پهنای خط طیف $\Delta\nu$ [شکل (۶-۲) را ببینید] بیان می شود، زیرا که $\Delta\nu$ مستقل از شکل خط و معکوساً با $g(0)$ متناسب است:

$$\Delta\nu = \frac{a}{g(0)} \quad (۱۸-۶)$$

ثابت تناسب a همیشه از مرتبه واحد است. برای یک شکل گاوسی $a = 0.939 (= 2(\ln 2/\pi)^{1/2})$ و برای یک شکل لورنتزی $a = 0.637 (= 2/\pi)$ است. بدین ترتیب، شرط آستانه، به صورت زیر درمی آید:

$$1 < \frac{ac^2 t_c \Delta n}{8\pi\nu_0^2 \tau_2 \Delta\nu} = \frac{c^2 t_c \Delta n}{8\pi\nu_0^2 \tau_2 \Delta\nu} \quad (۱۹-۶)$$



شکل ۶-۵- G_1 بهره متوسط در هر عبور، ناشی از ترکیب اثرهای جذب و گسیل القایی است که در صورت وجود وارونی جمعیت $G_1 \geq 1$ است. بهره ناشی از فرآیندهای اتلافی مختلف در هر عبور است. لیزر، فقط وقتی می تواند نوسان کند که $G_1 G_2 > 1$ باشد.

شرط آستانه، شرطی است لازم که قبل از آن که باریکه لیزر بتواند تولید شود، باید برقرار باشد؛ ولی آیا شرایط دیگری نیز باید برقرار باشند؟ یک شرط لازم بدیهی این است که باریکه ای که باید تقویت شود بایستی در زمانی به وجود آید. معمولاً این کار از طریق واپاشی خودبه خود یک اتم برانگیخته روی می دهد و یک فوتون تولید می کند. دومین لازمه، این است که این فوتون اولیه باید در راستای موازی یا تقریباً موازی با محور لیزر حرکت کند. در این صورت، باریکه می تواند چندین بار منعکس شود تا شدت بتواند افزایش یابد. از آن جا که گسیل خودبه خود فرآیندی یک روند است همیشه فوتونهایی وجود دارند که در راستای لازم گسیل شوند. تعداد انعکاسهای باریکه تقویت می شود و درجه لازم توازی با محور، بستگی به مقدار G_1 دارد. آن گاه اگر این مقدار زیاد باشد، فقط تعداد اندکی از گذارها لازم است و زاویه باریکه، بحرانی نیست. در شرایط حدی G_1 می تواند چندان زیاد باشد که باریکه ای شدید توسط یک گذار تنها، تولید شود؛ و آینه های پسخوراندی مورد نیاز نباشد، این فرآیند گسیل خودبه خود تقویت شده، نامیده می شود.

معمول تر این است که تعداد متوسط انعکاسها، طوری ترتیب داده شود که از مرتبه تعداد انعکاسهایی باشد که در زمان واپاشی کاواک t ، یعنی ct/L که اغلب از مرتبه ۱۰۰ است، روی می دهد. این امر به ما اطمینان می دهد که باریکه خروجی حتی الامکان موازی و همدوس باشد (فصل ۷ را ببینید). نیاز به تعداد انعکاسهای زیاد، ضرورت دیگری را نیز پیش می آورد؛ مبنی بر این که آینه های انتهایی، در صورتی که تخت باشند، بایستی دقیقاً موازی هم باشند. (همان گونه که در مثال فعلی، چنین است) چه، در غیر این صورت، انعکاسهای پسایی باعث حرکت مداوم باریکه به کناره ها؛ و سرانجام، دور شدن از محدوده آینه ها می شود. این وضعیت خارج شدن از خط نامیده می شود. شرط اخیر، در صورت استفاده از آینه های خمیده (که معمولاً نیز چنین است) الزام کمتری می یابد [به بخش (۶-۳) مراجعه کنید].

وقتی فراوانی جمعیت در کاواک لیزر به آهستگی تا مقدار آستانه افزایش می یابد، توزیع انرژی در مدهای کاواک دستخوش تغییری عمده می شود. تا قبل از آستانه همه مدها در نمایه دوپلر $g(\nu - \nu_0)$ از فوتونها پر می شود. وقتی فراوانی جمعیت افزایش می یابد به نقطه ای می رسد که در آن یک مد با مدار بزرگ؛ شرط آستانه را برآورده می سازد. آن گاه همه حتی اتمهای برانگیخته ای که می توانند به این مد گسیل کنند، سریعاً از طریق گسیل القایی وادار به این عمل می شوند. فوتون گسیل شده خودبه خود که این فرآیند را راه می اندازد چند فام و

چند جهته است [بخش (۵-۴-۳) را ببینید]، ولی جزئی تک فام و تک جهتی از آن گزینش می شود که به مدی که باید تقویت گردد، مربوط است. انرژی این مد ناگهان به ترازوی چند مرتبه بالاتر از سایر مدها افزایش می یابد، و شدت نور زیادی در راستای مد، در امتداد محور لیزر گسیل می شود.

لازمه های توان

حال، خوب است ببینیم که رسیدن به شرط آستانه، در عمل چقدر مشکل است. قبلاً دیدیم که $t \sim 10^{-7}$ ثانیه است، و در مورد بسامدهای نوری می توانیم τ_2 را حدود 10^{-8} ثانیه و $\lambda \sim 600 \text{ nm}$ اختیار کنیم. اگر فقط ناشی از اثر دوپلر باشد و دمای مؤثر محیط لیزر خیلی با دمای اتاق تفاوت نداشته باشد؛ در این صورت [بخش (۶-۲) را ببینید] خواهیم داشت:

$$\Delta\nu \sim 10^{-6} \nu,$$

و شرط آستانه، عبارت می شود از:

$$\Delta n \geq \frac{8\pi\tau_2 \times 10^{-6} \nu^3}{c^3 t_c} \sim 10^{13} \text{ m}^{-3}.$$

این وارونی جمعیت، در مقایسه با n_1 (در فشار جو با $n_1 \cong 3 \times 10^{25} / \text{m}^3$) خیلی کوچک است؛ اما نگره داشتن این وضع برای عمل مداوم لیزر، چندان آسان نیست. از آن جا که چگالی اتمها در تراز بالاتر، عبارت است از:

$$n_2 = \Delta n + \frac{g_2}{g_1} n_1$$

[معادله (۶-۷)]، n_2 حداقل برابر Δn و عموماً خیلی بزرگتر است (برای یک سیستم دو ترازه). علاوه بر این، اتمها فقط در یک زمان متوسط τ_2 (یا کمتر، اگر لیزر عمل کند و گسیل القایی رخ دهد) می توانند در تراز بالاتر وجود داشته باشند. برانگیختگی مجدد به تراز بالاتر در شرایطی که بازدهی کامل داشته باشیم، نیاز به انرژی $h\nu$ دارد (ولی در عمل، انرژی بیشتری لازم است) و بنابراین، توان آستانه لازم برای تجمع در تراز بالاتر، عبارت است از:

$$P \geq \frac{n_2 h\nu}{\tau_2} \gg \frac{\Delta n h\nu}{\tau_2}.$$

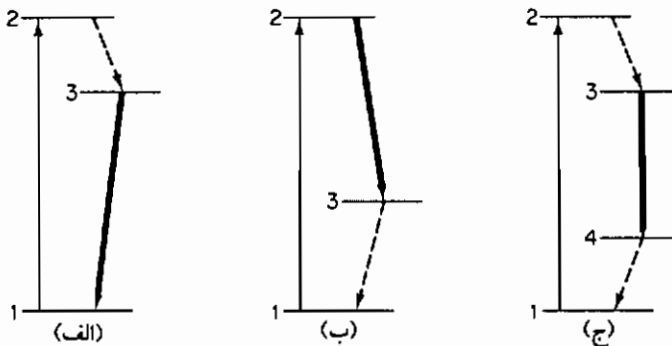
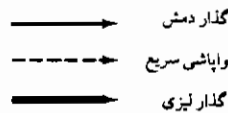
با مقادیر t_c ، ν_0 و $\Delta\nu$ که قبلاً به کار بردیم، نتیجه می گیریم که $P \gg 300 \text{ W/m}^3$. با این ترتیب

یکی از مشکلات عمده در عمل لیزر، مربوط به تغذیه و اتلاف بوده؛ لذا توان بالایی برای حفظ یک وارونی جمعیت بزرگ، مورد نیاز است. به همین دلیل است که همان طور که بعداً خواهیم دید، لیزرهای بسیاری در مد پنبه، عمل می کنند.

مهمترین عامل در ایجاد و وارونی جمعیت و حصول هرچه آسانتر توان لازم، بسامد کار لیزر است، زیرا با فرضیاتی که کردیم، وارونی جمعیت برای Δn متناسب با ν^3 و توان بحرانی متناسب با ν^4 است. در اصل، به همین دلیل است که یک لیزر پرتو ایکس هنوز ساخته نشده است [مسأله (۵-۶) را ببینید].

۴-۶ سیستمهای چندترازه

هرچند که میزر آمونیاکی [که در بخش (۱-۴-۶) توصیف خواهد شد] یک سیستم دو ترازه است، تقریباً همه سیستمهای میزری و لیزری دیگر بیش از دو تراز را مورد استفاده قرار می دهند. برخی مثالها از سیستمهای ۳ و ۴ ترازه، در شکل (۶-۶) نشان داده شده است.



شکل ۶-۶- سیستمهای لیزری که بیش از دو تراز دارند

قسمت (الف) شکل یک سیستم سه ترازه را نشان می دهد. تراز ۱ ممکن است حالت پایه یک اتم یا مولکول باشد و از طریق ساز و کارهای دمش مناسب گذارهایی از این تراز به تراز

برانگیخته ۲ صورت پذیرد. این گذارها برای مثال ممکن است از جذب فوتون، یا برخورد های الکترون - اتم یا اتم - اتم انجام شود. مثالهایی از این ساز و کار دمش بعداً ارائه خواهد شد. تراز ۲ سریعاً و اتمی باشد، و ترجیحاً به تراز ۳ می رود (تنها با احتمال کوچکی برای واپاشی به حالت پایه یا دیگر حالت های پایین تر). اگر عمر تراز ۳ زیاد (فراپایدار) و گذارهای دمش ۱ و ۲ به قدر کافی سریع باشند امکان دارد جمعیت n_3 بر n_1 فزونی یابد که در این صورت، عمل لیزر می تواند تضمین شده باشد. کمتر از نیمی از اتمها یا مولکولها باید در حالت پایه بمانند (زیرا $n_1 < n_2 < n_2 + n_3$)، که این نیاز به توان دمش زیاد و بازدهی دمش بالایی دارد.

یک سیستم متناسب تر را در قسمت (ب) شکل نشان داده ایم. برای عمل مداوم سیستم گذار ۱ → ۳ باید سریعتر از گذار لیزری ۳ → ۲ باشد تا شرط وارونی $n_2 > n_3$ حاصل گردد. n_3 و n_1 هر دو معمولاً خیلی کوچکتر از n_1 هستند؛ و در نتیجه، امکان می دهد که توان دمش پایین تری به کار رود. سیستم چهار ترازه که در شکل (۶-۶) نشان داده شده، فقط در یک راه غیر مستقیم به تراز بالاتر اختلاف دارد.

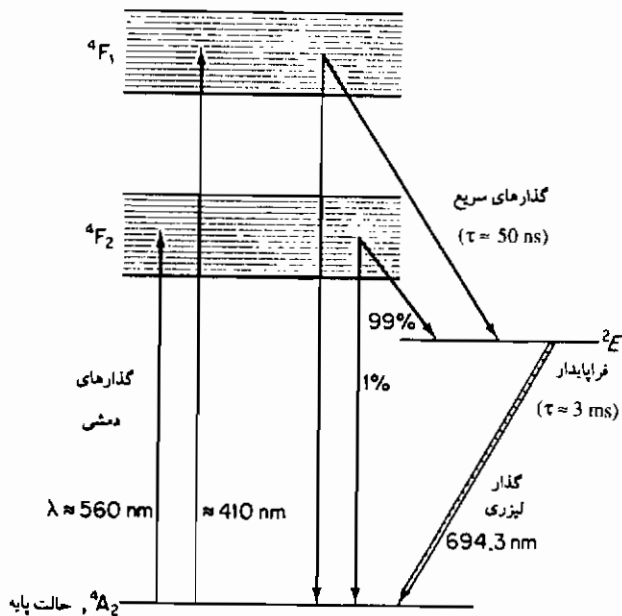
سیستمهای متنوع دیگری نیز وجود دارد. شاید با بی ملاحظگی گفته شده که هر نوع محیطی می تواند برای عمل لیزر به کار رود مشروط به این که توان دمش کافی وجود داشته باشد. بسیاری از سیستمهایی را که ساخته شده اند نمی توان برحسب ترازهای یک اتم، مولکول یا یون منفرد توصیف کرد. مثلاً در بعضی موارد انتقال لیزری بین یک تراز منفصل و پیوستاری از ترازها، یا حتی بین دو پیوستار روی می دهد. در مواردی دیگر ساز و کار دمش اتم متفاوتی را در بر دارد که گذار لیزری در آن اتفاق می افتد. مثالهای چندی از این نوع سیستمهای لیزری را در بخشهای بعدی خواهیم دید.

۶-۲-۱ لیزر یاقوتی

بگذارید قبل از پرداختن بیشتر به مباحث نظری لیزرها ببینیم اولین لیزر چگونه کار می کرده است. اولین لیزر که در سال ۱۹۶۰ م. توسط میمن^۱ ساخته شد، لیزر یاقوتی است که امروزه نیز طرحهای اصلاح شده آن کماکان کاربرد دارد.

یاقوت شامل بلورهای اکسید آلومینیم (Al_2O_3)، که کروندوم نیز نامیده می شود) است که بخش کوچکی از آلومینیمهای آن با کرم جایگزین شده است. کرمها در این بلور، به شکل

یونهای Cr^{3+} وجود دارند؛ و اینها هستند که در جذب هر نور سبز یا بنفش عبوری از بلور فعالند. انرژی جذب شده مجدداً به صورت نور فلورسان قرمز، آشکار می شود. ساز و کار این رخداد را می توان از نمودار ساده شده ترازهای انرژی که در شکل (۶-۷) نشان داده شده است، ملاحظه کرد. به جزئیات نمادگذاری بینایی این ترازها نیازی نداریم، ولی با توجه به شکل، می بینیم که دو تراز پهن وجود دارد که قادر به جذب نور در ناحیه ۵۶۰ و ۴۱۰ نانومتر هستند، قدرت نوسانگر این گذارها از مرتبه 10^{-3} است. قدرت نوسانگر برای گذارهایی از این نوارها به تراز فراپایدار (2E) بسیار بزرگتر است، و لذا وقتی این نوارها برانگیخته شوند ترجیحاً با عمر تقریبی ۵۰ نانوثانیه به این تراز واپاشیده می شوند، تا این که به حالت پایه برگردند. قدرت نوسانگر که تراز فراپایدار را به حالت پایه ربط می دهد بسیار کوچک است، تقریباً 10^{-6} ، البته به همین دلیل است که تراز مزبور فراپایدار نامیده می شود (عمر آن تقریباً ۳ میلی ثانیه است).



شکل ۶-۷- نمودار ساده شده ترازهای انرژی یون کرم در یاقوت

بلوری که توسط میمن در اوکین لیزر به کار برده شد، تقریباً شامل پنج صدم درصد

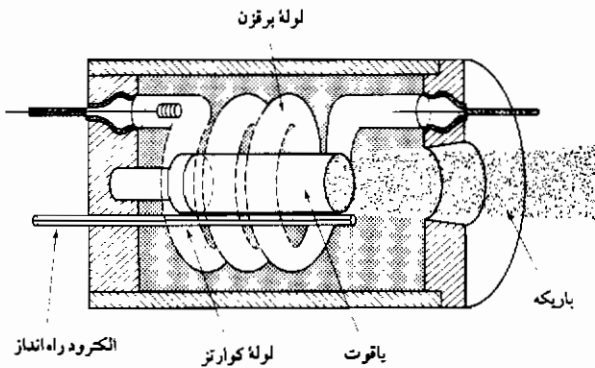
در Cr_2O_3 و Al_2O_3 به شکل یک میله استوانه‌ای به طول ۲۰ میلی‌متر و قطر ۷ میلی‌متر بود. با این ترتیب، حدود 10^{19} یون Cr^{3+} در این استوانه وجود داشت، ترتیبات تجربی مربوط در شکل (۶-۸) نشان داده شده است. دو انتهای میله، مسطح و موازیند. یک انتها دارای پوششی بازتابنده بوده ولی انتهای دیگر بطور جزئی بازتابنده است. نور لامپ برقرن گزنون به میله تابانده می‌شود. لامپ مزبور شامل یک حباب شیشه‌ای است که تحت فشار حدود 150 torr از گزنون پر شده، از طریق تخلیه یک خازن در گاز فعال می‌شود. انرژی الکتریکی با بازده‌ای از مرتبه ده درصد، به انرژی نورانی تبدیل می‌شود، و برق نور سفید حاصله، تقریباً یک میلی‌ثانیه طول می‌کشد. بازتابنده‌های اطراف به هدایت این نور به سمت میله یا قوت کمک می‌کنند؛ و جذب قسمتی از این نور، موجب برانگیختگی به نوارهایی می‌گردد که در شکل (۶-۷) نشان داده شده است. این نوارها سریعاً به تراز فرایدار (2E) و می‌پاشند که با احتمال زیادی در طول برق زدن مزبور در حالت برانگیخته باقی می‌مانند. این امر، باعث کاهش تعداد یونهای گرم N_1 در حالت پایه، و در نتیجه افزایش تعداد N_2 در تراز 2E می‌شود (N نمایش تعداد کل در بلور و n معرف تعداد در واحد حجم است).

در این سیستم، فقط وقتی وارونی جمعیت حاصل می‌شود که حداقل نیمی از یونهای حالت پایه برانگیخته شوند که لازمه آن، جذب نور کافی برای برانگیختن حدود 5×10^{18} یون در بلور است. چون هر برانگیختگی نیاز به انرژی برابر تقریباً $10^{19} \times 4$ ژول (یعنی مربوط به طول موج $560 = \lambda \times 410$ نانومتر) دارد، حداقل انرژی کلی برابر ۲ ژول باید توسط بلور جذب شود. بخشی از این انرژی (بسته به بازده لیزر) مجدداً به صورت انرژی باریکه لیزر ظاهر می‌شود. باقی مانده انرژی لامپ برقرن به صورت حرارت، تلف می‌گردد.

گذار حالت پایه 3E پهنای برابر $\Delta\nu$ دارد که نوعاً حدود ۵۰ مرتبه بزرگتر از اختلاف بسامد $\Delta\nu$ در رابطه (۶-۱۲) است. چون وارونی جمعیت ΔN لازم برای برآوردن شرط آستانه در مرکز خط پهن از مرتبه 10^{16} است که در مقایسه با تعداد کل 5×10^{18} یون که باید در بلور برانگیخته شود، کوچک می‌باشد؛ شرط آستانه نیز معمولاً در تمام پهنای خط صادق است و مدهای متفاوت بسیاری همزمان برانگیخته می‌شوند. تعداد مزبور را می‌توان با روشهای مدگزینی که در بخش آینده بحث می‌شود، تقلیل داد.

کار مداوم لیزر یا قوتی (که معمولاً عمل CW نامیده می‌شود) نیاز به توان دمش بالایی دارد که بتواند بیش از نیمی از یونهای گرم را در حالت‌های برانگیخته نگه دارد. از شکل‌های فوق

می بینیم که بیش از حدود ۲۰ ژول انرژی الکتریکی در هر میلی ثانیه برای این بلور لازم است، توانی که بیشتر از ۲۰ کیلو وات است. بدیهی است تأمین این توان و حذف سریع گرمای اضافی مسأله دشواری است؛ و لیزر یا قوتی، سیستم مناسبی برای عمل دایمی نیست، هر چند که چنین شرایطی عملاً محقق شده است. به دلایل مشابهی سیستمهای لیزری دیگری وجود دارند که معمولاً فقط در مد تپیده عمل می کنند.



شکل ۶-۸- نمودار شماتیکی اولین لیزر یا قوتی، با ابعاد تقریباً واقعی. (اقتباس از میمن و دیگران، فیزیکال ریویو، ۱۲۳ (۱۹۶۱ م.)، ۱۱۵۱.)

۳-۶ پهنای توزیع و مدگزینی

قبلاً دیدیم که شکل خط $g(v - v_0)$ و پهنای Δv نقش مهمی در تعیین شرایط آستانه لیزر و تعداد مدهایی دارد که خودبه خود برانگیخته می شوند. در کاربردهای بسیاری، لازم است که فقط یک مد برانگیخته شود، زیرا تنها در این صورت است که نور لیزر دارای پهنای طیفی نهایی با همدوسی و هم جهتی ممکن می باشد. برخی از این کاربردها، در فصل بعدی خواهد آمد.

بخش حاضر را با بررسی مشروح تر شکل خط $g(v - v_0)$ شروع می کنیم، آن گاه انواع مختلف مدها و خواص آنها را ملاحظه کرده و سرانجام روشهای گزینش یک مد تنها را مورد بحث قرار خواهیم داد.

پهنای تراز

سه مورد عمده در پهنای خط سهیمند، که عبارتند از (i) پهنای طبیعی خط، ناشی از عمر محدود حالت‌های برانگیخته اتمی (ii) پهن شدن فشار، ناشی از اندرکنش بین اتمها، و (iii) پهن شدن دوپلر ناشی از حرکت گرمایی اتمها. اولین مورد را در فصلهای ۳ و ۴ بررسی کرده ایم: یک حالت برانگیخته با عمر τ در واپاشی خودبه خود به حالت پایه، منجر به یک خط گسیل (یا جذب) می شود که بیناب بسامد آن، به صورت زیر است:

$$g_{\text{طبیعی}}(\nu - \nu_0) \propto \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (1/4\pi\tau)^2}. \quad (۲۰-۶)$$

این بیناب دارای شکل لورنتزی می باشد و پهنای آن (یعنی پهنای کامل در نیمه ارتفاع بیشینه) عبارت است از:

$$\Delta\nu_{\text{طبیعی}} = \frac{1}{2\pi\tau}.$$

انرژی $h\Delta\nu$ را می توان به عنوان عدم قطعیت در انرژی تراز در نظر گرفت؛ که در اصل، ناشی از عدم قطعیت τ در زمان برآیند واپاشی است. وقتی ترازهای بالا و پایین یک گذار هر دو دارای عمر محدودی باشند، هر دو عدم قطعیت انرژی در پهنای خط سهیمند، و در نتیجه:

$$\Delta\nu_{\text{طبیعی}} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right). \quad (۲۱-۶)$$

پهن شدن فشار (یا برخورد) ناشی از اندرکنش اتمهای گاز به هنگام برخورد با یکدیگر یا عبور از مجاورت یکدیگر است. این برخوردها وابستگی زمانی حالت برانگیخته $\exp(j\omega t)$ را مختل و مؤلفه های فوریه اضافی در جزء زمانی وارد می کند؛ و از این رو، موجب افزایش پهنای خط می شود. اگر زمان متوسط بین برخوردها T_c باشد، می توان نشان داد که نمایه خط، کماکان لورنتزی است،

$$g_{\text{فشار}}(\nu - \nu_0) \propto \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{1}{2}\Delta\nu_{\text{P-ross}})^2}, \quad (۲۲-۶)$$

با پهنایی برابر :

$$\Delta\nu_{\text{فشار}} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{2}{T_c} \right). \quad (۲۳-۶)$$

نوع مشابهی از پهن شدن در محیطهای جامد یا مایع وجود دارد که ناشی از اندرکنش یک اتم یا یون با اتمهای مجاور و همچنین با فونونهای (کوانتومهای انرژی ارتعاشی) شبکه است. سومین اثر عمده، پهن شدن دوپلر، ناشی از این واقعیت است که نور گسیل شده از یک اتم که با سرعت v در راستای ناظر حرکت می کند؛ به نظر می رسد که بسامدش به مقداری متناسب با v جابه جا شده است :

$$\nu' = \nu \left(1 + \frac{v_z}{c} \right). \quad (۲۴-۶)$$

برای یک گاز در تعادل گرمایی توزیع احتمال $P(v)$ متناسب با $\exp(-av^2)$ است که در آن a به دمای گاز T و جرم اتمها M بستگی دارد. با این ترتیب، خط گسیلی (جذبی) شکل گاوسی دارد :

$$g_\nu \text{ دوپلر } (v - \nu_0) \propto e^{-b(v - \nu_0)^2}, \quad (۲۵-۶)$$

که b نیز به T و M بستگی دارد. پهنای خط، با رابطه زیر، داده می شود :

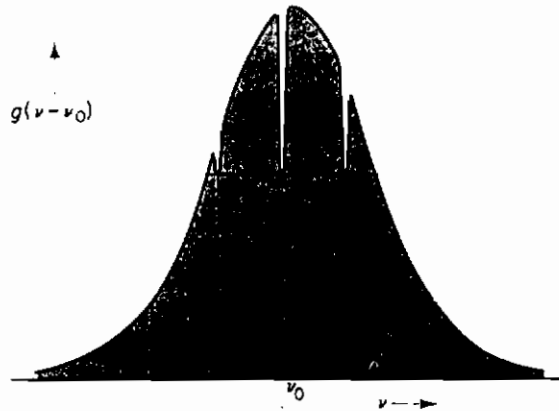
$$\Delta\nu_{\text{دوپلر}} = \frac{2\nu_0}{c} \left(\frac{2kT \ln 2}{A} \right)^{1/2} = 7.16 \times 10^{-7} \nu_0 \left(\frac{T}{A} \right)^{1/2}, \quad (۲۶-۶)$$

در این رابطه A وزن اتمی یا مولکولی ذرات گسیلنده یا جذب کننده است.

پهن شدن همگن و ناهمگن

مورد مهمی وجود دارد که پهن شدن دوپلر اساساً با پهن شدن طبیعی یا فشار، متفاوت است. در اصل (و همچنین در عمل به فصل ۷ مراجعه شود) امکان دارد بعضی یا همه اتمهای برانگیخته را که دارای مقدار مشخص v هست، حذف کنیم؛ و با این ترتیب، در توزیع سرعت $P(v)$ و به تبع آن، در توزیع بسامد $g(v - \nu_0)$ حفره ای پیدا شود. چنین مورد مثلاً در بسامد

هر مدی که شرط آستانه برایش صادق باشد، رُخ می دهد [شکل (۶-۵) را ببینید]. فوتونها در این بسامدها، اتمهای برانگیخته ای را وادار به گسیل القایی می کنند که دارای مقادیر مناسب ν باشند (با این فرض که فعلاً سایر منابع پهن شدگی قابل چشم پوشی اند) در نتیجه موجب تنزل جمعیت حالت‌های مربوط به ν می گردند، این مطلب، در شکل (۶-۹) نمایش داده شده است. فرآیند مزبور، اغلب با عنوان ایجاد حفره در توزیع سرعت توصیف می شود. بدیهی است نزول جمعیت به محض این که تعداد اتمهای دارای مقدار مشخص ν به زیر ترازوی که شرط آستانه برایش صادق است، تقلیل می یابد؛ متوقف می شود. نکته مهم، این است که اتمها با بسامدی که از باریکه جذب می کنند، قابل تشخیصند و نمایه جذب گاز مجموعه ناهمگنی از خطوط جذبی مستقل و مجزأ می باشد. به همین دلیل است که پهن شدگی دوپلر، به عنوان پهن شدگی ناهمگن شناخته می شود.



شکل ۶-۹ - حفره‌های حاصله در توزیع سرعت اتمی و به تبع آن در نمایه خط $g(\nu - \nu_0)$ توسط مدهایی که برایشان شرط آستانه برقرار است. در نقطه‌های پایینی حفره‌ها (خط شکسته) بهره حاصل از گسیل القایی دقیقاً با اتلافهای کاواکی موازنه می کند.

به عکس، وقتی پهن شدگی دوپلری قابل اغماض باشد و فقط پهن شدگی فشار و پهن شدگی طبیعی اهمیت داشته باشند، شکل توزیع بسامد بر اثر حذف گزینشی اتمها تغییر نمی کند. نمایه جذب و گسیل مجموعه اتمها در مقیاس بزرگ، همانند نمایه انفرادی هر اتم

است. گسیل القایی در بسامد خاص تعداد اتمهای برانگیخته را تغییر می دهد؛ لکن σ در همان بسامد تغییری نمی کند. از این رو، پهن شدگی فشار و طبیعی خط، به عنوان پهن شدگی همگن توصیف می شوند.

عملاً در شکلهای خطی طیف پهن شدگیهای ناهمگن و همگن سهیمند که معمولاً سهم اولی خیلی بیشتر است؛ لذا شکل خط معمولاً بطور تقریب، گوسی است.

مدهای لیزر

در بررسی یک سیستم دو ترازه ساده در بخش (۶-۱) فرض کردیم که آینه های انتهایی لیزر مسطح و موازی با یکدیگرند. اتلافها در چنین کاواکی، فقط وقتی که طول $2L$ طول کاواک است) شامل همه طول موجها باشد، کوچکند. در این صورت، میدان الکتریکی و مغناطیسی در یکی از مدهای طبیعی کاواک با بسامد [معادله (۶-۱۱)]:

$$\nu_n = q \frac{c}{2L}.$$

ارتعاش می کند. حال در این جا، دیگر شکلها و آرایشهای آینه های انتهایی و انواع مدهای طبیعی را بررسی می کنیم.

مدهای مورد نظر ما آنهایی هستند که میدانهای الکتریکی و مغناطیسی شان بر محور کاواک عمودند. این مدها را TEM می نامیم. در مورد یک کاواک جعبه مانند مستطیلی مدها با اعداد m و n نشان گذاری و با نمایش TEM_{mnq} نشان داده می شوند. در این جا m و n تعداد گره ها در راستای عرضی x و y ، و $q+1$ تعداد گره ها (به اضافه گره ها در آینه ها) در راستای طولی z هستند. همان طور که قبلاً دیدیم q معمولاً خیلی بزرگ، و از مرتبه 10^6 است؛ ولی مقادیر m و n که به عمل لیزر مربوطند، کوچک یا صفر هستند. وقتی آینه ها مسطحند بسامد یک مد TEM_{mnq} مستقل از m و n (بر حسب مرتبه اول m/q و n/q) است، و توسط معادله (۶-۱۱) داده می شود، یعنی:

$$\nu_{mnq} = q \frac{c}{2L}. \quad (۶-۲۷)$$

در سیستمهای معمولی لیزری یک یا هر دو آینه، اغلب همان طور که در شکل (۶-۱۰) آمده، خمیده اند. این امر، تراز کردن آینه ها را بسیار ساده تر کرده، همان طور که بعداً خواهیم دید

عمل پایدارتری را برای لیزر فراهم می آورد. در تمام آرایشهای نشان داده شده پرتوی که با زاویه کوچک نسبت به محور یا موازی ولی دور از محور گسیل می شود؛ بدون این که خیلی از محور دور شود، متوالیاً انعکاس می یابد که این امر را می توانید بطور کیفی با ترسیم مسیر پرتو تحقیق کنید. آرایشهایی این پایداری را دارند که فضای هر آینه و مرکز انحنا یا مرکز انحنا آینه دیگر یا خود آینه دیگر را دربر گیرد، ولی شامل هر دو نباشد. از نظر ریاضی، این معیار پایداری، به صورت زیر بیان می شود:

$$(R_1 + R_2 - L)(R_1 - L)(R_2 - L) \geq 0, \quad (28-6)$$

که $R_{1,2}$ شعاعهای انحنا آینه ها و L فاصله آنهاست. این رابطه را به شکل زیر نیز می توان نوشت (مسأله ۶ را ببینید):

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1. \quad (29-6)$$

Lasers Chap. 6



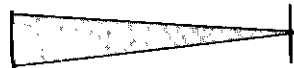
(الف) تقریباً هم مرکز
 $R_1 + R_2 = L + \delta$



(ب) تقریباً هم کانون
 $R_1 = R_2 = L - \delta$



(ج) بین هم مرکز و هم کانون
 $0 < R_1 + R_2 - L < L$



(د) تقریباً نیم کروی
 $R_1 = L + \delta, R_2 = \infty$



(ه) شعاع بزرگ



(و) خارجی

$$R_1 > L, R_2 < 0, R_1 + R_2 - L < 0$$

شکل ۶-۱۰- آرایشهای آینه ها که معیار پایداری (معادله ۶-۲۹) را دارند. فاصله

بین آنها L است و δ کمی اختیاری، ولی کوچک است.

البته تنها توجه به اپتیک هندسی پرتوهای باریک، کافی نیست؛ زیرا آینه‌ها نیز موجب پراش نور بازتابیده می‌شوند. به دلیل این پراش، حداقل نیم زاویه واگرایی یک باریکه بازتابیده از یک آینه دایره‌ای به شعاع a از مرتبه λ/a است. از این رو، حداقل شعاع باریکه بازتابیده پس از طی فاصله L تقریباً $L\lambda/a$ است. اگر این مقدار از شعاع a آینه مقابل کوچکتر باشد بیشتر یا همه باریکه به آینه برخورد می‌کند. بنابراین، شرط وقوع این رویداد چنین است:

$$\frac{L\lambda}{a} \ll a.$$

اگر این شرط برآورده نشود، کسر قابل توجهی از باریکه به آینه نمی‌رسد. در این صورت، گفته می‌شود باریکه دستخوش اتلافهای پراشی شده است و شدت آن در هر گذار تقلیل می‌یابد. معیار فوق، معمولاً به شکل زیر بیان می‌شود:

$$F = \frac{a^2}{L\lambda} \geq 1, \quad (30-6)$$

که در آن F عدد فرنل سیستم اپتیکی است.

وقتی معیارهای (۲۹-۶) و (۳۰-۶) هر دو برآورده شوند، می‌توان یک لوح ایستاده محصور در فضای بین دو آینه بنا کرد. به عبارت دیگر، با این ترتیب، سیستم دو آینه باز شامل مدهای بهنجار هستند (و این مدها مستقل از موضع و شکل دیوارهای جانبی اند؛ مشروط بر این که آینه‌ها به قدر کافی از یکدیگر دور باشند) این مدها به صورت مدهای TEM_{mq} با همان معنای قبلی عددهای m ، n و q مشخص می‌شوند. می‌توان نشان داد که بسامدهای این مدها عبارتند از:

$$\nu_{mq} = q \frac{c}{2L} + (m+n+1) \frac{c}{2\pi L} \cos^{-1} \left[\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \right]. \quad (31-6)$$

هرگاه آینه‌ها انتهایی مسطح باشند R_1 و R_2 هر دو بی‌نهایت بوده و بسامد بنا به معادله (۲۷-۶) مستقل از m و n است. همچنین می‌توان دید که مدها فقط وقتی وجود دارند که معیار پایداری (۲۹-۶) برقرار باشد، زیرا تنها در این صورت است که بسامد مد کمیته حقیقی است.

وقتی معیارهای پایداری (۲۹-۶) و (۳۰-۶) برقرار نباشند، اتلافها بزرگ شده و عمر کاواک؛ [معادله‌های (۱۳-۶) و (۱۴-۶) را ببینید] کوتاه می‌شود. این امر، حصول شرط

آستانه را مشکل تر می کند؛ و از این رو، این مدها معمولاً باز داشته می شوند. با وجود این، برخی مدها موسوم به مدهای ناپایدار وجود دارند که معیار پایداری را به هم می زنند و کماکان منجر به عمل لیزر می شوند. اینها سیستمهایی استثنایی اند که بهره بالایی داشته و تنها به گذارهای معدودی نیاز دارند.

مد تک فاز

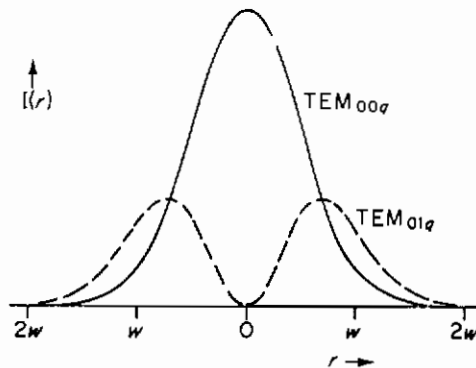
مدهای TEM_{00q} از اهمیت ویژه ای برخوردارند. این مدها در راستای عمودی گره ندارند و میدان الکتریکی آنها دارای یک وابستگی ساده گاوسی به جابه جایی عمودی r است:

$$E_{00q}(r, \theta) = E_{00q}(x, y) \propto e^{-r^2/w^2}, \quad (۳۲-۶)$$

w در این جا طول مشخصه ای است که به شعاع باریکه موسوم است. تغییر شدت بر حسب r نیز شکلی گاوسی دارد:

$$I(r) = I_0 e^{-2r^2/w^2}. \quad (۳۳-۶)$$

که آن را به همراه توزیع شدت مد TEM_{01q} در شکل (۱۱-۶) نشان داده ایم.



شکل ۱۱-۶- تغییر شدت مدهای TEM_{00q} و TEM_{01q} در راستای عمودی

۸۵٪ شدت کل مد TEM_{11q} درون شعاع w قرار دارد. فاز میدان الکتریکی مد TEM_{11q} برخلاف مدهای با m و n صفر در عرض جبهه موج مد تغییر نمی کند. وقتی یک یا چند مد TEM_{11q} با

مقادیر مختلف q برانگیخته شوند، فاز جبهه موج هنوز ثابت می ماند؛ از این رو، لیزر را غالباً به عنوان نوسان کننده ای تک فاز یا در مد اصلی توصیف می کنند. در این صورت، یک مد TEM_{00} تنها را مد تک فاز تک بسامد می نامند.

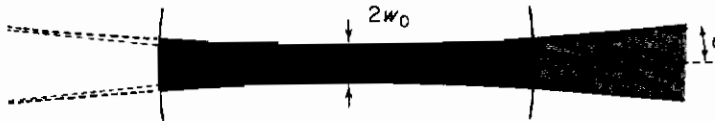
یکنواختی فاز و نمایه شدت گاوسی مد تک فاز پس از خروج نور از کاواک لیزر محفوظ می ماند. شعاع باریکه w به علت گسترش ناشی از پراش باریکه تغییر می کند، ولی توزیع شدت عرضی گاوسی باقی می ماند (خواننده ای که با نظریه پراش آشنایی دارد، در می یابد که علت این امر، آن است که تبدیل فوریه تابع گاوسی، باز هم گاوسی است). وابستگی w به z در شکل (۶-۱۲) نشان داده شده است. در منطقه میانی با شعاع w_0 جبهه موج مسطح است و در سایر مناطق شعاع باریکه، با رابطه زیر داده می شود:

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (6-34)$$

که z نسبت به قسمت میانی، سنجیده می شود؛ و:

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (6-35)$$

بنابراین، نمایه باریکه در شکل (۶-۱۲) به شکل هذلولی است، و بسته باریکه، هذلولی وار است:



شکل ۶-۱۲- تغییر شعاع باریکه در طول محور لیزر (یعنی، شعاعی که شدت در آن e^{-2} برابر شدت در مرکز است [معادله (۶-۳۳) را ببینید]. وقتی که لیزر در یک مد تک فاز نوسان می کند، باریکه از طریق آینه سمت راست از لیزر خارج می شود. شعاع باریکه در منطقه میانی w_0 است، و در فواصل دورتر با نیم زاویه α واگرا می شود. نمایه باریکه در آینه ها بر سطح آنها عمود است.

از معادله (۶-۳۴) ملاحظه می کنیم که در فواصل دور نیم زاویه واگرایی باریکه تک فاز

عبارت است از :

$$\alpha = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (۳۶-۶)$$

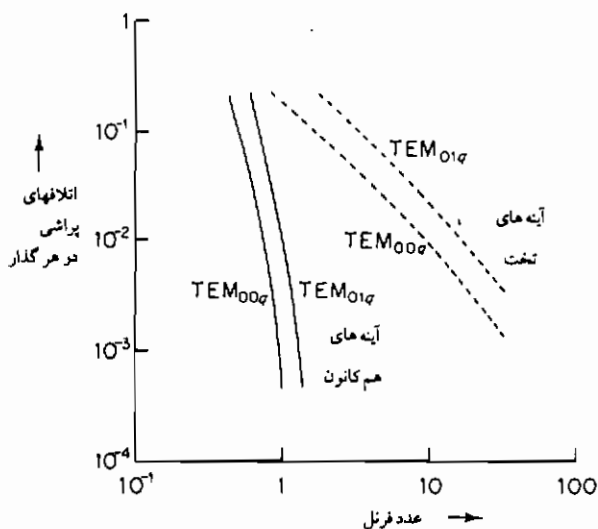
با مقایسه این کمیت با زاویه پراش، $1.22\lambda/d$ حاصل از یک روزنه دایره ای به قطر d ، می بینیم که α برابر با کمینه نیم زاویه باریکه ای است که از دهانه ای به قطر $1.22\pi w_0$ ($\equiv 4w_0$) خارج می شود. مقدار w_0 با توجه به این که سطح هر آینه معرف یک جبهه موج باریکه است (و بنابراین، بسته باریکه عمود بر سطح آینه هاست) تعیین، و با رابطه زیر داده می شود :

$$w_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi}\right)^{1/2} = \left(\frac{\lambda L}{\pi}\right)^{1/2} \left[\frac{(R_1-L)(R_2-L)(R_1+R_2-L)}{L(R_1+R_2-2L)^2}\right]^{1/4} \quad (۳۷-۶)$$

از این معادله، می توان دید که w_0 فقط وقتی حقیقی است که معیار پایداری (۶-۲۸) برقرار باشد، و این توجیه مجددی برای معیار مزبور است.

اتلافهای پراشی مدهای مختلف

اتلافهای پراشی به نوع مد و شعاع آینه ها، و همچنین به عدد فرنل [معادله (۶-۳۰)] بستگی دارد. برای مثال، اتلافهای مدهای TEM_{mq} وقتی m و n غیر صفرند بیشتر از موردی است که m و n هر دو صفرند، زیرا در حالت اول شعاع متوسط باریکه، همیشه بزرگتر از مقداری است که از معادله های (۶-۳۴) و (۶-۳۷) داده می شود. مثلاً، از شکل (۶-۱۱) دیده می شود که مد TEM_{01q} در مقایسه با مد TEM_{00q} شعاع بزرگتری دارد. همچنین وقتی شعاعهای آینه ها طوری است که w_0 (و نیز w در آینه ها) بزرگ است، اتلافها بیشتر می باشند. این وضع، وقتی رخ می دهد که مثلاً R_1 و R_2 هر دو بی نهایت بزرگند (آینه های تخت)، زیرا در این صورت است که بی نهایت محور وجود دارد که باریکه می تواند در امتداد آنها جایگزیده شود [و معادله (۶-۳۷) بی نهایت مقدار برای w_0 به دست دهد]. شکل (۶-۱۳) وابستگی اتلافهای پراشی به عدد فرنل را با تفصیل بیشتری برای دو آرایش مختلف آینه ها (هم کانون و تخت) و دو مد (TEM_{01q} و TEM_{00q}) نشان می دهد.



شکل ۶-۱۳- اتلافهای پراشی برای ۲ نوع آرایش آینه‌ها و دو مد مختلف

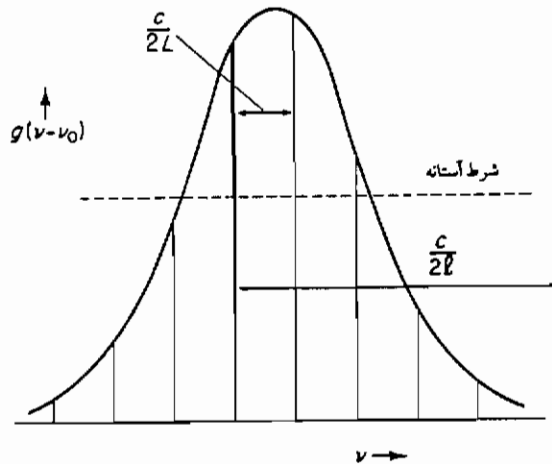
حذف مد

حال پس از بحثی که درباره انواع مدهای لیزر و خواص آنها داشتیم به بررسی تکنیکهای حذف مدهای ناخواسته می‌پردازیم. از شکل (۶-۱۳) می‌بینیم که در مورد آرایش هم‌کانون اتلافهای پراشی مدهای تک‌فاز و غیرتک‌فاز به ازای یک عدد فرنل به نحو قابل ملاحظه‌ای متفاوتند. بنابراین، یک تکنیک بدیهی برای حذف کردن مدهای غیرتک‌فاز این است که عدد فرنل را طوری تنظیم کنیم (معمولاً با قرار دادن یک روزنه در جلو یکی از آینه‌ها) که اتلافهای پراشی برای مد تک‌فاز آنقدر کم باشد که شرط آستانه لیزر برآورده شود، ولی در عین حال اتلافها در تمام مدهای دیگر به قدری بالا باشد که مانع از برانگیختگی آنها گردد. در عمل، سطوح آینه‌ها باید تا کمتر از حدود $\lambda/20$ دقت داشته باشد، در غیر این صورت مد ترجیحی ممکن است مدی باشد که فاز آن در عرض آینه تغییر کند. همچنین باید آینه‌ها تمیز و به دور از هرگونه نقص آینه‌ای باشند، نه از این نظر که فقط اتلافها کاهش یابند بلکه از آن جهت که یک لکه جذب‌کننده می‌تواند باعث ایجاد گره در آن نقطه و حذف مد تک‌فاز گردد.

با فرض این که همه مدهای غیر محوری حذف شوند، بسامدهای ممکن نوسان عبارتند از [معادله (۶-۳۱)]:

$$\nu_{00q} = q \frac{c}{2L} + \frac{c}{2\pi L} \cos^{-1} \left[\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \right]^{1/2}$$

این بسامدها به اندازه $(c/2L)$ از هم فاصله دارند، که عموماً به قدری کوچکند، شکل (۶-۵) را ببینید، که برانگیخته شدن همزمان چند مد محوری ممکن نمی شود. طریقه معمول برای انتخاب یکی از اینها وارد کردن کاواک دیگر به طول l به سیستم است. یک روش انجام این کار قرار دادن یک سنجه فابری-پرو در داخل کاواک لیزر است. اگر ضخامت نوری l باشد، بسامدهای برابر با $c/2l$ می توانند عبور کنند، که در آن q' یک عدد صحیح است. آن گاه ترکیب دو شرط فوق را طوری می توان ترتیب داد که برانگیختگی تنها یک مد، مطابق شکل (۶-۱۴) ممکن خواهد بود.



شکل ۶-۱۴ - خط قائم پُرنگ انطباق بسامدهای مد را برای دو کاواک جفت شده یعنی

$$\nu' = \frac{qc}{2L} = \frac{q'c}{2l}$$

نشان می دهد. q' و q هر دو عدد صحیح اند. فقط بسامد ν' می تواند برانگیخته شود.

۴-۶ میزرها و لیزرهای خاص

توسعه تکنیکی لیزرها فوق العاده سریع بوده، تاکنون انواع متعددی از محیطهای لیزری و سیستمهای دمش به کار برده شده است. در این بخش، فقط به بررسی چند مورد انتخابی از سیستمهای مختلف لیزری می پردازیم تا برخی از اصول فیزیکی و ملاحظات تکنیکی لیزرها را نشان دهیم. بنا به ملاحظات تاریخی بررسی را با میزر آمونیاکی شروع می کنیم و آن گاه به مطالعه لیزرهای گازی، خواهیم پرداخت، و از آن میان لیزر هلیوم-نون را به عنوان مثال اصلی بحث برمی گزینیم، زیرا این لیزر بی تردید آشنا ترین نوع از لیزرهای کوچک و ارزان قیمت است. لیزرهای CO_2 ، یونی و اگسیمر^۱ نیز مورد بحث قرار می گیرد. سپس به لیزرهای رنگی خواهیم پرداخت، که به دلیل کوک پذیری شان از اهمیت برخوردارند؛ و سرانجام، بحث را با لیزرهای نیمه هادی که در مقاصد مخابراتی دارای اهمیتند، به پایان می بریم.

بگذارید قبل از تشریح این وسایل خاص، ببینیم آیا امکان دارد که لیزرها را به نوعی طبقه بندی کنیم. سه روش طبقه بندی مفید مبتنی بر: (الف) ساز و کار دمش؛ (ب) محیط، و (پ) نوع تراز برانگیخته وجود دارد.

در مبحث ساز و کار دمش، بررسی را با نوعی که قبلاً آشنا شده ایم [بخش (۶-۲-۱)] یعنی دمش نوری آغاز کنیم. این بررسی نیز خود به دو نوع دمش یکی با نور همدوس (مثل لیزر یاقوتی)، و دیگری دمش با نور همدوس حاصل از یک لیزر دیگر قابل تقسیم است. در بخش (۶-۴-۳) خواهیم دید که برای مثال مورد اخیر در دمش لیزرهای رنگی مفید است. دومین طبقه مهم از دمشها دمش حاصل از برخورد ذره باردار است. این مورد معمولاً به شکل برانگیختگی بر خوردی الکترون صورت می گیرد، که روش معمول برای دمش در لیزرهای گازی است (بخش ۶-۴-۲). الکترونها مؤلفه ای از تخلیه گاز در محیط لیزر را تشکیل می دهند (مشابه آنچه در لیزر هلیوم-نون است)، یا به شکل باریکه ای شتاب دارند که از خارج به داخل محیط لیزر تزریق می شوند (مشابه آنچه که گاهی اوقات در لیزرهای اگسیمری و اکسی پلکس^۲ وجود دارد). از انواع دیگر ذرات باردار نیز می توان برای برانگیختگی لیزر استفاده کرد. مثلاً، دمش هسته ای می تواند تحت عنوان فوق قرار گیرد، زیرا در آن رویدادهای شکافت هسته ای که در طول یک واکنش زنجیره ای هسته ای مهار شده یا انفجاری رخ می دهد قطعات شکافت سریعی به وجود می آورد که محیط لیزر را برانگیخته می کند، زیرا بخش دیگری از دمش ذره ای

باردار، عبارت است از دمش جریان . این مورد همان طور که در بخش (۴-۴-۶) بیان خواهد شد، وقتی روی می دهد که حاملهای بار در یک نیمه هادی توسط جریانی که از داخل نیمه هادی می گذرد برانگیخته شود . سومین طبقه از فرآیند دمش در لیزر الکترون آزاد اتفاق می افتد . در این جا یک باریکه الکترون نسبتی از داخل ناحیه ای می گذرد که شدت میدان مغناطیسی بطور تناوبی نسبت به موقعیت تغییر می کند . در این صورت، انرژی دمش عبارت است از انرژی ای که شتاب دادن باریکه الکترون و برای نگه داشتن میدان مغناطیسی مورد نیاز است .

حال اگر به طبقه بندی محیطهای لیزری برگردیم، یک طبقه بدیهی، عبارت است از محیطهای جامد که خود به سه دسته جامدات بلوری (از قبیل بلور یاقوت) یا شیشه ها (مانند لیزر نئودیمیوم - یاق) یا نیمه هادیها [بخش (۴-۴-۶) را ببینید] تقسیم می شود . طبقه بعدی محیطهای مایع است که معمولاً به شکل محلولهایی از مولکولهای رنگهای آبی [که در بخش (۴-۴-۶) بررسی خواهد شد] وجود دارند، لکن در مواردی مواد غیر آبی چندی نیز به عنوان محیطهای لیزری به کار می روند . سومین طبقه، واضح است که به محیطهای گازی مربوط می شود . برخی مثالها را در بخش (۴-۴-۶) ارائه خواهیم کرد . با وجود این، نوع مشخص دیگری از محیط لیزر به صورت باریکه الکترونی و میدان الکترون آزاد وجود دارد که مختصراً در بالا توضیح داده شد .

سومین طبقه بندی لیزرها برحسب نوع ترازهایی است که منجر به گذار لیزری می شوند . در بلندترین طول موجها ترازهای بالاتر و پایین تر گذار باید با انرژی کوچک و مناسبی جدا باشند . در اولین وسیله ای که ذیلاً بررسی می کنیم یعنی میزر آمونیاکی جدایی انرژی خیلی کوچک است (10^{-4} eV معادل $\lambda = 12.6 \text{ mm}$) و از طریق تونل زنی اتم ازت از صفحه حاصله از سه اتم هیدروژن ناشی می شود . به استثنای مواردی خاص از این قبیل، کوچکترین انرژیهای که می تواند برای عمل لیزر به کار آید، انرژیهای دورانی مولکولهای چند اتمی است . این انرژیها نوعاً از حدود 10^{-2} تا 10^{-3} الکترون ولت (منطبق با $100 \mu\text{m} \sim \lambda$ تا 1 mm در فرو سرخ) متغیر است . انرژیهای بعدی، مربوط به ارتعاش مولکولی است که نوعاً در ناحیه 10^{-1} eV ($\lambda \sim 10 \mu\text{m}$) قرار دارد . مثالی از لیزر با ترازهای ارتعاشی (لیزر CO_2) را در بخش (۴-۴-۶) خواهیم دید . قدم دیگر در تهیه انرژی از طریق انرژیهای برانگیختگی حاملهای بار در نیمه هادیها ($\sim 1 \text{ eV}$) و انرژیهای برانگیختگی حالتیهای برانگیخته الکترونی آنها و مولکولها (حدود چند الکترون

ولت) حاصل می‌شود؛ که عمل لیزر را در نواحی فرو سرخ نزدیک، مرئی و فرابنفش نزدیک، ممکن می‌سازد. بخشهای (۶-۴-۲)، (۶-۴-۳)، و (۶-۶-۴)، مثالهای چندی از این نوع را در بر خواهند داشت. برای انرژیهای حتی بالاتر (بیشتر از چند الکترون ولت) استفاده از حالات برانگیخته الکترونی اتمی یا یونهای مولکولی [بخش (۶-۴-۲)] یا انرژیهای الکترونیهای نسبی (در لیزر الکترون آزاد) ضروری است.

اگرچه هیچ یک از سه طبقه بندی مزبور، کامل یا دقیق نیست؛ ولی گستره خیلی وسیع و تنوع سیستمهای لیزری را نشان می‌دهد. حال، بگذارید با تفصیل بیشتری، به بررسی چند سیستم خاص لیزری پردازیم.

۱-۴-۶ لیزر آمونیاکی

همان طور که در ابتدای فصل اشاره شد، شرح تفصیلی اولین لیزر، لیزر آمونیاکی، توسط گوردن^۱، زیگر^۲، و تاونز^۳ در ۱۹۵۴ م. (مجله فیزیک ریویو ۹۵، ۲۸) انتشار یافته است. این لیزر، یک سیستم دو ترازه است که در پایین ترین دو تراز مولکول آمونیاک (NH_3) عمل می‌کند. پایدارترین وضعیت هندسی برای این مولکول از نظر کلاسیکی، ساختاری هرمی شکل است؛ که در آن، سه اتم هیدروژن یک مثلث متساوی الاضلاع را می‌سازند، که اتم ازت در خارج از صفحه مثلث قرار گرفته است. اتم ازت می‌تواند در هر یک از دو طرف صفحه واقع شود؛ که این دو وضعیت ممکن را، با (۱) و (۲) مشخص می‌کنیم. هر دو آرایش، انرژی یکسانی دارند؛ و هر دو، وضعیتهای انرژی پتانسیل کمینه را نشان می‌دهند که اتمهای H و N حول آنها می‌توانند نوسان کنند. در واقع، پتانسیل در این وضعیتها فقط اندکی کمتر از حالتی است که اتم ازت در میانه این دو وضعیت، یعنی هم صفحه با سه اتم H ، قرار دارد؛ و از این رو، انرژی نقطه صفر نوسان اتم ازت برای عبور از صفحه هیدروژنها و ارتعاش بین دو کمینه انرژی موضعی کافی است. بنابراین، در هر لحظه، وجود مولکول در هر یک از دو آرایش، احتمال یکسانی دارد. این امر، نتیجه می‌دهد که تابع موج ψ مولکول مخلوطی از تابع موجهای ψ_1 و ψ_2 دو آرایش مزبور می‌باشند؛ و دامنه هریک برابر، ولی از نظر علامت، مشابه یا مخالف یکدیگرند:

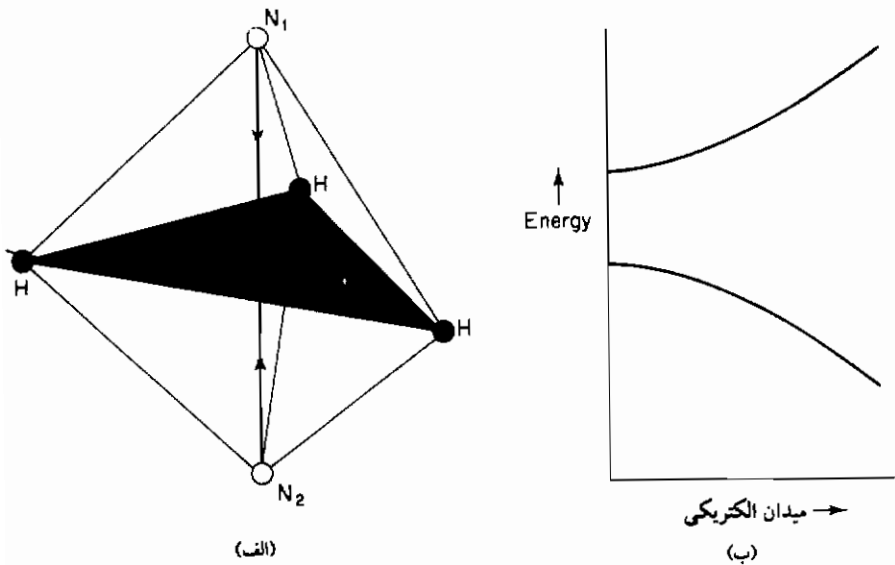
1- Gordon

2- Zeiger

3- Townes

$$\psi \propto \psi_1 \pm \psi_2.$$

دو علامت انتخابی مختلف فوق، منجر به دو انرژی می شوند که اندکی با هم اختلاف دارند، علامت مثبت حالت پایه مولکول، و علامت منفی اوگین حالت برانگیخته را نتیجه می دهد که به اندازه $9.86 \times 10^{-5} \text{ eV}$ انرژی اش بیشتر است، این تفاوت انرژی، معادل با بسامدی برابر 23870 MHz و طول موجی مساوی 12.6 mm می باشد. همین تفاوت انرژی است که در لیزر آمونیاکی به کار می رود.

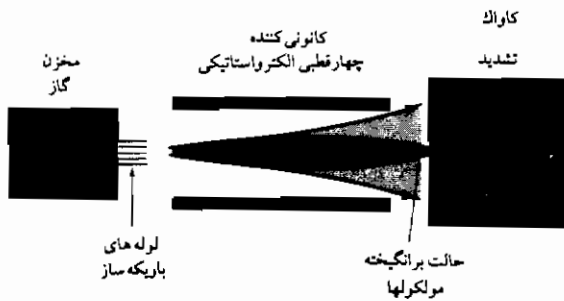


شکل ۶-۱۵ (الف) N_2 و N_1 دو وضعیت ممکن اتم ازت در مولکول آمونیاک است. در پایین ترین دو تراز از انرژی مولکول اتم ازت بین این دو وضعیت نوسان می کند. (ب) وابستگی انرژی دو تراز پایینی مولکول آمونیاک به شدت میدان الکتریکی.

یک خاصیت مهم این دو تراز پایینی، این است که وقتی مولکول آمونیاک در یک میدان الکترواستاتیکی قرار گیرد، انرژی حالت پایه، کاهش می یابد؛ در حالی که انرژی حالت

برانگیخته زیاد می‌شود. این مطلب، در شکل (۶-۱۵ ب) نشان داده شده است. وقتی مولکولها در یک میدان الکترواستاتیکی غیر یکنواخت قرار گیرند، تمایل به حرکت در جهتی پیدا می‌کنند که انرژی کل آنها، کمینه شود. بنابراین، حالت پایه مولکول تمایل به حرکت به سمت نقاط با میدان الکتریکی بیشتر داشته، حال آن که مولکولهای برانگیخته، تمایل به حرکت در جهت مخالف، یعنی نقاط با میدان صفر، پیدا می‌کنند. با این ترتیب، این تفاوت مناسب در خواص مولکولهای آمونیاک ساز و کاری برای جداسازی فیزیکی مولکولها در حالت پایه، از مولکولهای برانگیخته فراهم می‌آورد.

نمودار شماتیکی میز آمونیاکی اصلی، در شکل (۶-۱۶) نشان داده شده است. گاز آمونیاک توسط مجموعه ای از لوله‌هایی با منفذ باریک به صورت باریکه ای درآمده و در طول محور از بین چهار میله که با پتانسیلشان یک میدان الکترواستاتیکی چهار قطبی در ناحیه باریکه به وجود می‌آورند، می‌گذرد. اختلاف انرژی بین حالت پایه و اولین حالت برانگیخته، خیلی کوچکتر از kT است، و بنابراین، تعدادی تقریباً مساوی از مولکولها در این دو حالت وجود دارند. شدت میدان الکتریکی در طول محور باریکه صفر، ولی در نزدیکی میله‌ها زیاد است، که این عبارت می‌شود مولکولهای در حالت برانگیخته، در نزدیکی محور قرار گیرند؛ در صورتی که مولکولهای حالت پایه به صورت شعاعی به خارج حرکت کنند. آن‌گاه مولکولهای حالت برانگیخته، وارد کواکی می‌شوند که قبلاً (با تنظیم کردن ابعاد آن) به نحوی تنظیم شده است که در حدود بسامد 23870 مگاهرتز تشدید کند.



شکل ۶-۱۶- نمودار شماتیکی میز آمونیاکی گوردن، زیگر و تاونز. لوله‌های باریکه سازگار آمونیاک را به صورت باریکه‌ای در می‌آورد و آن‌گاه این باریکه، از میان یک میدان الکتریکی چهار قطبی می‌گذرد این میدان مولکولها را در یک حالت انرژی بالاتر کانونی کرده به داخل یک کواک تشدیدکننده می‌فرستد.

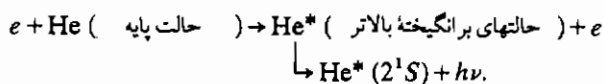
اگر چگالی مولکولهای حالت برانگیخته در کاواک به قدری زیاد باشد که شرط آستانه (۶-۱۹) برقرار گردد، در این صورت، گسیل خود به خود می تواند نوسانی خودنگهدار را به راه اندازد. توان خیلی پایین (حدود 10^{-11} وات) ولی بسامد فوق العاده دقیق است و در حد یک هرتز ثابت می ماند. بنابراین، وقتی این دستگاه به عنوان یک استاندارد بسامد یا یک ساعت به کار برده می شود، دقت آن، از مرتبه یک در 10^{11} است که بندرت در دنیای علم به چنین دقتی می رسند.

۶-۳-۲ لیزرهای تخلیه گازی

بلافاصله پس از کشف لیزر یاقوتی، جوان^۱، بنت^۲ و هریوت^۳ (مجله فیزیک رویولترز، ۱۹۶۱، ۱۰۶، ۶) موفق به تولید نور لیزر (در ۵ طول موج مختلف از $1/12$ تا $1/211$ میکرومتر) از طریق تخلیه الکتریکی در مخلوطی از گازهای هلیوم و نئون شدند. همین لیزر می تواند برای تولید نور مرئی قرمز (در $632/8$ نانومتر) لیزر، مورد استفاده قرار گیرد؛ و در این صورت، این همان لیزر ارزان قیمت و کم توانی است که غالباً برای هم راستا کردن و آزمون به کار می رود. شکل (۶-۱۷) ترازهای اتمهای هلیوم و نئون را در ارتباط با تولید خط $632/8$ نانومتر نشان می دهد. اتمهای نئون از طریق یک فرآیند دو مرحله ای به تراز بالاتر دمیده می شوند. مرحله اول این فرآیند، شامل برانگیختگی اتمهای هلیوم به تراز 2^1S از طریق برخورد غیر کشسان با الکترون است.



این فرآیند، به ازای هر مقدار انرژی الکترون فرودی که بیشتر از انرژی آستانه واکنش باشد، روی می دهد. برانگیختگی غیرمستقیم به تراز 2^1S نیز از طریق گذارهای آبخاری از ترازهای بالاتر، امکان پذیر است:



تراز 2^1S فراپایدار و دارای عمر $10^{-2} \times 2$ ثانیه است؛ و لذا به هر یک از دو طریق فوق که

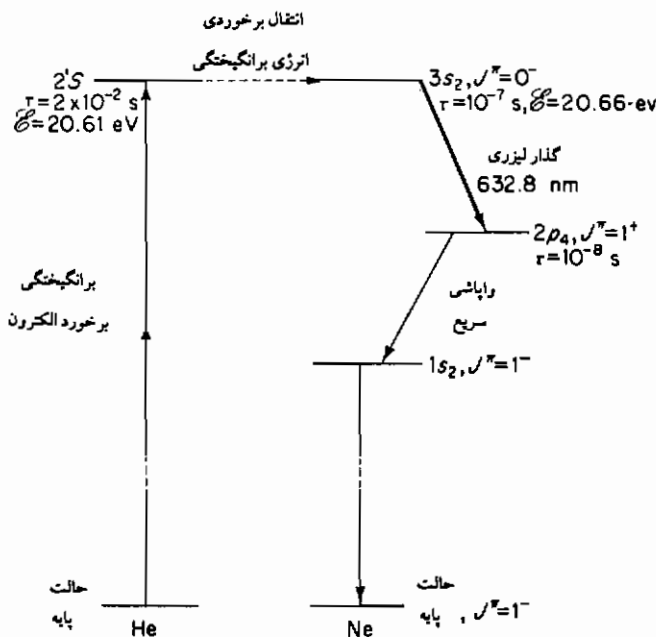
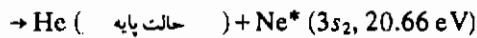
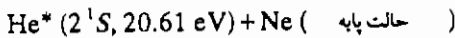
1- Javan

2- Bennett

3- Herriott

برانگیختگی مزبور صورت پذیرد، اتمها تا وقتی به دیواره یا اتمی دیگر برخورد نکنند، در همان وضع برانگیخته باقی می مانند.

مرحله دوم فرآیند دمش، هنگامی رخ می دهد که اتمهای هلیوم فراپایدار با اتمهای نئون که در لوله تخلیه موجود است برخورد کنند، زیرا در این شرایط است که امکان انتقال انرژی برانگیختگی، از هلیوم به اتمهای نئون وجود دارد.



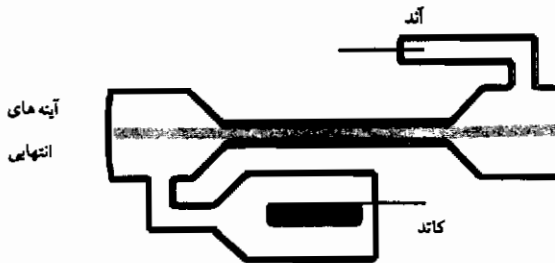
شکل ۶-۱۷- ترازهای از هلیوم و نئون که در تولید خط لیزری با طول موج ۶۳/۸

نانومتر دخالت دارند (ترازهای انرژی دیگر نیز در این ناحیه انرژی برانگیختگی، وجود دارد).

مقطع مؤثر برای این فرآیند بزرگ است، زیرا عدم موازنه (0.05 eV) انرژی بسادگی می تواند از طریق انرژی جنبشی گرمایی ($\sim kT$) اتمها تأمین شود. اثر نهایی فرآیند دمش دو مرحله ای، انتقال انرژی جنبشی الکترونیهای تخلیه به تراز مربوطه در اتمهای نئون است.

تراز $3s_2$ نئون به تراز $2p_4$ با عمر تقریبی 10^{-7} ثانیه واپاشیده می شود. تراز $2p_4$ از طریق انتقال برخوردی با اتمهای هلیوم تجمع نمی یابد، و از تراز $3s_2$ عمر کوتاهتری (تقریباً 10^{-6} ثانیه) دارد؛ که این امر حاکی از آن است که بین ترازهای $3s_2$ و $2p_4$ می تواند وارونی جمعیت حاصل شود. با این ترتیب، عمل لیزر، بین این دو تراز رخ می دهد؛ و منجر به طول موج 632.8 نانومتر می شود. ساز و کارهای مشابه برای سایر ترازها منجر به عمل لیزر در طول موجهای فرسرخ می گردد که در بالا به آن اشاره شده است.

جزئیات مکانیکی یک لیزر هلیوم - نئون کم توان ساده بطور شماتیکی را در شکل (۶-۱۸) آورده ایم. آینه های دو انتهای مقعر بوده و جزئی از کاواک لیزر هستند. گاز (در فشار تقریباً یک تور که ده درصد آن نئون است) توسط تخلیه جریان مستقیم (نوعاً در حدود ۵ میلی آمپر در حدود ۱۰۰۰ ولت) بین یک آند و یک کاتد سرد با سطح وسیع که در بازوهای جانبی دستگاه واقعند، برانگیخته می شوند. توان دایمی در خط 632.8 نانومتر، نوعاً حدود یک میلی وات و با بازده تقریبی 10^{-2} می باشد.



شکل ۶-۱۸- نمودار شماتیکی یک لیزر هلیوم - نئون کم توان ساده

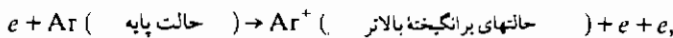
لیزر CO_2

لیزر CO_2 یک نوع لیزر تخلیه گازی با قدرت و بازدهی بیشتر است. این نوع لیزر می تواند توان مداومی تا حدود ۱ مگاوات (و با توان قله ای تا حدود 1 TW (10^{12} وات) وقتی در حد تبخیر عمل کند) تولید نماید. تحت بعضی شرایط، این لیزرها می توانند بازدهی بالایی

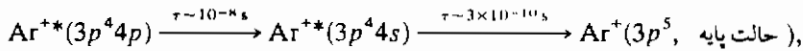
در حدود ۲۰ درصد داشته باشند. گذارهای متعددی در لیزر CO₂ امکان پذیر است که همه آنها بین حالت‌های برانگیخته دورانی و ارتعاشی مولکول رخ می‌دهند، و در محدوده طول موجهای فروسرخ واقعند. گذاری که بیشترین توان قابل حصول را دارد، دارای طول موج ۱۰/۵۷ میکرومتر است. همانند مورد لیزر هلیوم-نئون ساز و کار دمش شامل برانگیختگی یک گاز دیگر (در این جا N₂) از طریق برخورد الکترون است؛ که با انتقال انرژی برخوردی همراه است.

لیزرهای یونی

نوع دیگر لیزر تخلیه گازی، لیزرهایی است که در آن از یونهای اتمی استفاده می‌شود. برای مثال، در لیزر آرگون-یون فرآیند دو مرحله‌ای:



منجر به تولید یونهای آرگون برانگیخته می‌شود؛ که بعضی از آنها، دارای آرایش الکترونی 3p⁴4p برای لایه خارجی الکترونهاست. طریقه واپاشی عبارت است از:



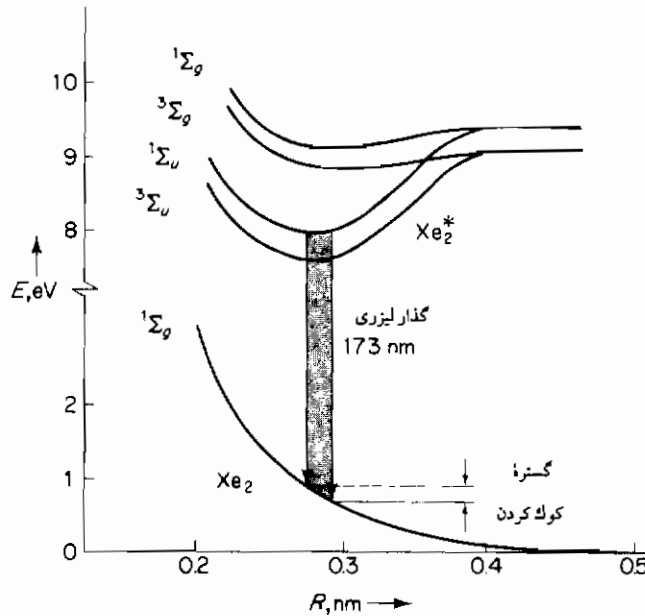
در این جا می‌بینیم که حالت‌های با آرایش 3p⁴4s و 3p⁴4p به ترتیب به عنوان ترازهای بالایی و پایینی مناسب برای گذار لیزری هستند. عمل لیزر در بسیاری از این گونه گذارها برای این یون و دیگر یونهای گازهای نادر، و بخارهای فلزی مختلف انجام شده است. بسیاری از این لیزرها قادر به عمل در مد پیوسته (CW) هستند. ویژگی جالب این نوع لیزرها در بسیاری از موارد عملی، آن است که خطوطی با طول موجهای کوتاهتر (مثلاً خط Ne⁺ با طول موج ۳۳۲/۴ نانومتر، در فرابنفش) از خطوط لیزرهای متداول دیگر که در مد CW نیز عمل می‌کنند، دارند.

لیزرهای اگزایمر و اگزیمی پلکس^۱

تشکیل مولکول Ar₂ پایدار در حالت پایه امکان ندارد، زیرا اتمهای Ar در حالت پایه،

۱-م. شکل اختصاری Excited state Complex.

همدیگر را در فواصل کوتاه دفع می کنند، ولی در بعضی شرایط می توان مولکول برانگیخته (Ar_2^*) تشکیل داد که برای مدت زمانی از مرتبه 10^{-7} ثانیه بتواند باقی بماند. این مولکولها برانگیخته از طریق تابش به حالت پایه ناپایدار واپاشیده، و آن گاه سریعاً به دو اتم تجزیه می شود. این نوع مولکولهای برانگیخته (مثلاً Ar_2^* ، Kr_2^* و Xe_2^*) اگزایمر خوانده می شوند. منحنیهای انرژی پتانسیل (یعنی تغییرات انرژی الکترونیکی نسبت به فاصله بین هسته ها) برای حالت پایه Xe_2 و تعداد حالتهای پایینی Xe_2^* در شکل (۶-۱۹) نشان داده شده است. هرگاه اتمهای متشکله متفاوت باشند، مانند مولکول KrF^+ ، مولکول برانگیخته به اگزایمر پلکس موسوم است. این دو نوع مولکول، اساس دسته مهمی از لیزرهای گازی را تشکیل می دهند.



شکل ۶-۱۹- منحنیهای انرژی پتانسیل اگزایمر Xe_2^* و حالت پایه ناپایدار Xe_2 که نشان دهنده وابستگی انرژی الکترونیکی E به فاصله بین هسته ها R است. گذار لیزری نواری از انرژی را دربر می گیرد، و تنها گذار مجاز اپتیکی بین حالتهای اکسایمر و حالت پایه است.

گذار لیزر بین حالت اگزایمر یا اگزایمر پلکس و حالت پایه ناپایدار مولکول، روی می دهد. از آن جا که حالت پایین تر ناپایدار است، جمعیت آن الزاماً صفر است، و نور گسیلی

مجدداً جذب نمی‌شود. نتیجه مهم دیگری از ناپایداری حالت پایه، این است که نور گسیلیده، گستره‌ای از طول موجها را دربر دارد، این مطلب را در شکل (۶-۱۹) می‌توان ملاحظه کرد. بنابراین، این لیزرها می‌توانند در گستره وسیعی کوك شوند (بحث درباره فنون كوك کردن، به بخش بعدی موکول می‌شود). طول موجهای متوسط، کوتاهتر از طول موجهای لیزرهای گازی دیگری است که تاکنون بررسی کرده‌ایم، برای مثال ۱۲۶ nm برای Ar_2^* ؛ ۱۷۳ nm برای Xe_2^* و ۲۴۹ nm برای KrF^* . لیزرهای اگزایمر و اگزای پلکس نوعاً توسط تپهای الکترونی با انرژی بالا (حدود ۱ MeV) یا تخلیه تپسیده دمش می‌یابد، و بنابراین، فقط در مد تپسیده عمل می‌کند.

۳-۴-۶ لیزرهای رزبانه‌ای (رنگی)

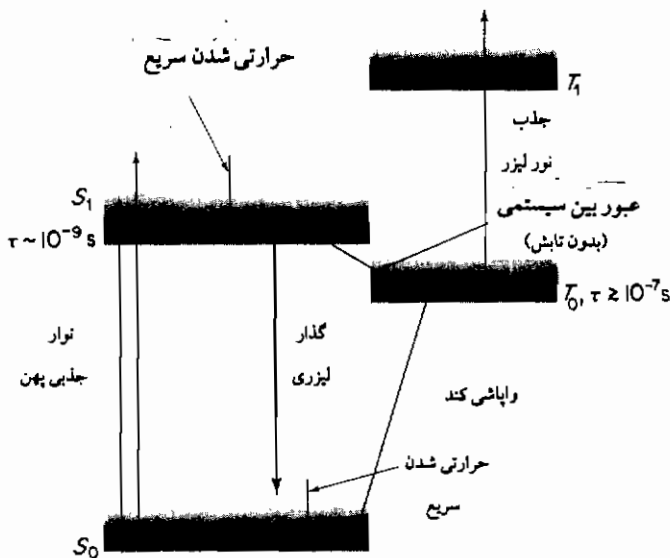
بیشرفت مهمی در طراحی لیزر، به سال ۱۹۶۶ م. روی داد. در این سال، سوروکین^۱ و لانکارد^۲ (و متعاقب آن، چندین گروه کاری دیگر) نشان دادند که می‌توان با استفاده از خواص انواع معینی از مولکولهای آلی، لیزرهایی ساخت که طول موج خط لیزری آنها در فاصله نوعی ۵ تا ۵۰ نانومتر، قابل کنترل و تغییر است. از آن زمان، این كوك پذیری انجام آزمایشهای جدید بسیاری را ممکن ساخته که منجر به بالا بردن درك بسیاری از جنبه‌های فیزیک اتمی و مولکولی گردیده است.

ترازهای انرژی مولکولهای آلی

مولکولهای آلی بزرگ، همانند اتمها، آرایش الکترونی برانگیخته مختلفی دارند، ولی علاوه بر آن، مدهای مختلف زیادی نیز دارند که در آنها چارچوب هسته‌ای مولکول می‌تواند ارتعاش کننده یک مولکول N اتمی، $3N-5$ مدار ارتعاشی مختلف با بسامدهای مختلف دارد، که هر یک از آنها می‌تواند هر تعداد کوانتای ارتعاشی داشته باشد. در نحوه جمع شدن مدهای مختلف انرژیهای ارتعاشی، محدودیتی وجود ندارد؛ و از این رو تعداد کل ترکیبهای مختلف مدها و کوانتاهای ارتعاشی که می‌توانند در پهنای ثابت ΔE وجود داشته باشند، با افزایش انرژی ارتعاشی کل E سریعاً افزایش می‌یابد. همچنین، هر یک از ترکیبهای ارتعاشی مجموعه‌ای از ترازهای انرژی دورانی را شامل می‌شود که موجب افزایش چگالی ترازها می‌گردد. از آن جا که

هر یک از ترازهای دورانی - ارتعاشی دارای یک پهنای واپاشی طبیعی است و بر اثر حرکت‌های گرمایی پهن می‌شود، در اثر همپوشی این ترازها به صورت مخلوط با یکدیگر پدیدار می‌شوند. بنابراین، بیناب ترازهای انرژی هر تراز الکترونیکی یک مولکول بزرگ به‌جز در انرژیهای دورانی - ارتعاشی پایین تر، به صورت پیوستار است.

شکل (۶-۲۰) بطور مشخص نمودار یک تراز انرژی مربوط به یک مولکول رنگی آبی را نشان می‌دهد. چهار حالت با آرایش الکترونی مختلف، نشان داده شده است. نشانه‌های T و S نمایانگر آن است که الکترونهاى ظرفیت مولکول، به ترتیب در حالت‌های یکتایی (اسپینهای مخالف) یا سه تایی (اسپینهای موازی) قرار دارند. بیناب تراز انرژی دورانی - ارتعاشی هر یک از این حالت‌های الکترونیکی به صورت پیوستار نشان داده می‌شود. وقتی این مولکولها در یک مایع حلال مناسب در دمای T قرار داشته باشند، احتمال داشتن انرژی دورانی - ارتعاشی ϵ با توزیع بولتزمن $\exp(-\epsilon/kT)$ داده می‌شود که بطور شماتیکی در شکل (۶-۲۰) به وسیله تغییر مقدار سایه گذاری پیوستار، نمایش داده شده است.



شکل ۶-۲۰- نمودار شماتیکی بعضی از ترازهای انرژی یک مولکول رنگی آبی فلورسان، که نشان‌دهنده گذارهای مربوط به عمل لیزر است.

حرارتی شدن

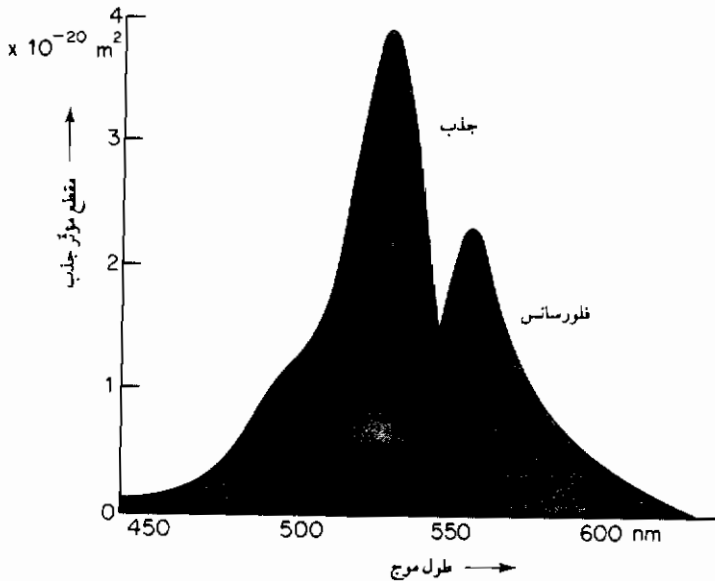
اگر انرژی دورانی - ارتعاشی یک حالت الکترونیکی مولوکولی، به بیش از kT افزایش یابد؛ اندرکنشهای بین مولکول و همسایگان مجاورش، موجب انتقال تابش انرژی اضافی به مولکولهای مجاور، و نهایتاً به کل دستگاه می شود، لذا مولکول حرارتی می شود (یعنی مجدداً احتمال توزیع انرژی بولتزمن پیدا می کند). این عمل خیلی سریع در مدت زمانی از مرتبه 10^{-12} ثانیه انجام می پذیرد. حرارتی شدن بین حالتیهای برانگیخته الکترونیکی (از قبیل S_1 ، T_0 و T_1 در شکل (۶-۱۸)) و همچنین در حالت پایه S_0 رخ می دهد.

عمل لیزر

اکنون با اطلاعاتی که در دست داریم، می توانیم چگونگی کار یک لیزر رنگی را بفهمیم. ساز و کار دمش، همان طور که در شکل (۶-۲۰) نشان داده ایم، عبارت است از جذب پُر پهنای نور برای برانگیختن حالت S_1 . مولکولهای مقطع مؤثر جذبشان زیاد است که وقتی کمیت‌های کوچکی مثلاً مولکولهای رنگی به آنها اضافه می شوند، مؤثرترین عامل در رنگ کردن سایر مواد می باشند. حرارتی شدن سریع به پایین ترین تراز انرژی S_1 که به عنوان تراز بالاتر لیزر عمل می کند، ما را از کانال زنی سریع مؤثر انرژی جذب شده به این تراز مطمئن می سازد. واپاشی تابشی بعدی به حالت S_0 وقتی مؤثر است که این واپاشی با واپاشیهای بدیل (و احتمالاً غیر تابشی) رقابت جدی نداشته باشند، آن گونه که مسیر S_1 به T_0 در شکل آمده است؛ و این بدان معنی است که مولکول باید بازده فلورسانس خوبی داشته (با بحث مربوط به فلورسانس رابی بخش (۶-۲-۱) مقایسه کنید)، بنابراین، مناسبترین مولکولهای رنگی فلورسانس هستند. منحنیهای جذب و فلورسانس یکی از متداولترین لیزرهای رنگی، رودامین $6G$ در شکل (۶-۲۱) نشان داده شده است.

تراز پایین تر گذار لیزر، می تواند در هر جا از پیوستار S_0 قرار داشته باشد (بجز در ناحیه ای که منحنیهای جذب و فلورسانس همپوشی دارند)، بنابراین، طول موج لیزر در گستره وسیعی می تواند تغییر کند. در مورد رودامین $6G$ گستره قابل حصول تقریباً از 570 تا 630 نانومتر است. هر یک از مولکولهای برانگیخته می تواند در هر طول موجی از این گستره گسیل القایی داشته باشد، که این امر ایجاب می کند پهن شدگی خط فلورسانس، همگن باشد.

اگر تمام انرژی موجود به یک بسامد لیزری منفرد منتهی شود، مورد مزبور ضرورتی اساسی خواهد داشت. سرانجام، تراز پایین تر از طریق فرآیند حرارتی شدن سریعاً کم جمعیت می شود، لذا همه اجزای لازم برای یک سیستم لیزری چهار ترازه کارآمد کامل می گردد.



شکل ۶-۲۱- تغییر مقطع مؤثر جذب و فلورسانس بر حسب طول موج حاصل از رودامین ۶G در متانول (نقل از شانگ، سی.وی. مجله Rev. Mod. phys.، ۴۷، ۶۴۹، ۱۹۷۵ م.).

این کارآمدی، در اثر وجود حالت‌های برانگیخته الکترونیکی T_0 و T_1 نشان داده شده در شکل (۶-۲۰) کاهش می یابد. قاعده انتخاب اسپین $\Delta S = 0$ (معادله ۴-۷۰) مانع از گذارهای تابشی معمولی بین سیستم‌های $S_{0,1}$ و $T_{0,1}$ می گردد، لکن احتمال گذار ضعیفی برای انتقال بدون تابش $T_0 \rightarrow S_1$ وجود دارد. حالت T_0 به نحو قابل ملاحظه‌ای دارای عمر طولانی‌تر از حالت S_1 است، که باعث افزایش مداوم جمعیت T_0 در شروع عمل لیزر می شود، بنابراین، تعداد مولکول‌هایی را که می توانند در عمل‌های لیزری بعدی شرکت کنند، تقلیل می دهد. با افزودن موادی (از قبیل COT، سیکلواکتاترن) که عمر T_0 را کاهش می دهد، و یا با

جریان دادن محلول رنگی از داخل لیزر که از نظر فیزیکی مولکولهای T_0 را خارج و آنها را با مولکولهای حالت پایه عوض می کند، می توان جمعیت T_0 را کاهش داد.

نور دمش همچون مورد لیزر یاقوتی توسط یک لامپ برقزن، یا وسیله یک لیزر دیگر، قابل تأمین است. غالباً لیزر یونی آرگون به کار می رود؛ زیرا طول موجهایی (روبه پایین تا ۴۳۷ نانومتر) ایجاد می کند که در نزدیکی قله بیناب جذبی بسیاری از لیزرهای رنگی وجود دارد، و از آن جا عمل لیزر یونی آرگون ممکن می شود؛ بدین ترتیب، به لیزر رنگی (با استفاده از رنگ شارشی) در مُد پیوسته دست می یابیم. توان خروجی برای لیزرهای رنگی در اثر برانگیختگی ناشی از لامپ برقزن نوعاً به چند ژول در هر تب (با آهنگ تکراری تقریباً برابر ۱۰ هرتز)، و در صورت برانگیختگی توسط یک لیزر یونی آرگون پیوسته به حدود یک وات می رسد.

کوک کردن طول موج

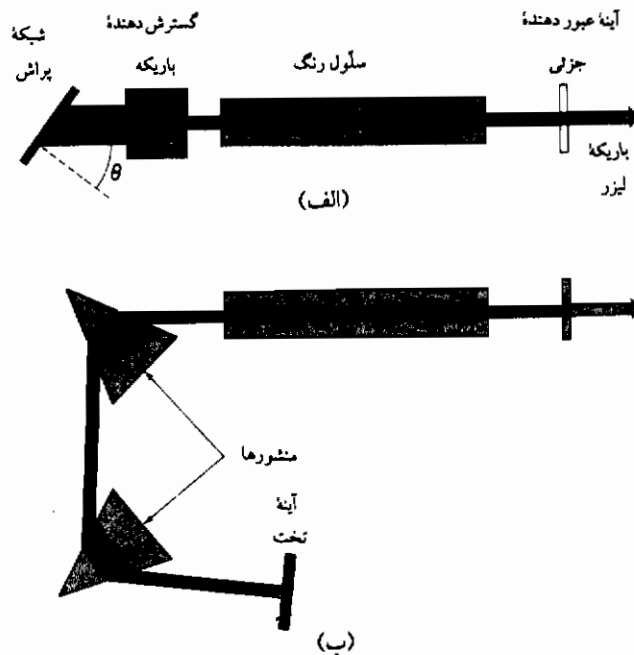
لیزر رنگی در گستره وسیعی از طول موجها، بهره ای بزرگتر از واحد دارد، و چنانچه به وسیله ای برای انتخاب طول موج به لیزر متصل نباشد، بسامد نور لیزر از مرکز گستره، منحرف (در حدود تقریباً ۵ نانومتر) و منجر به ایجاد باریکه ای چندفام می شود. سه طریقه باریکه سازی، و همزمان با آن، کوک کردن گستره طول موج خروجی لیزر، در شکل (۶-۲۲) نشان داده شده است. در روش اول، یک شبکه پراش، جایگزین یکی از آینه های انتهایی می شود، و نور فقط وقتی به کاواک بر می گردد که شرط:

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (۶-۳۸)$$

برآورده شود، در این جا d فاصله شبکه، و n مرتبه پراش که معمولاً برابر یک است) است. بنابراین، طول موج باریکه لیزر توسط زاویه شبکه پراش، کنترل می شود؛ و چرخش شبکه امکان روبش طول موج را در پهنای منحنی بهره فراهم می آورد. بسط دهنده باریکه (تلسکوپ) امکان می دهد سطح وسیعتری از شبکه پراش به کار رود؛ و در نتیجه، توان تفکیک بالاتری حاصل شود، و آسیب به سطح شبکه را نیز تقلیل دهد. از این رو، پهنای نوار باریکه لیزر، از مرتبه ۰٫۱ نانومتر است. شکل (۶-۲۲ ب) ترتیبات جایگزینی را نشان می دهد که در آن گزینش طول موج توسط باشندگی یک یا چند منشور فراهم می شود. زاویه های تابش در وجوه منشور را می توان تقریباً برابر زاویه بروستر (در ورود و خروج از منشور، مسأله (۶-۱۱) را ببینید)

اختیار کرد، و بدین ترتیب اتلافهای انعکاسی را تقلیل داد. در هر یک از ترتیبات مزبور می توان پهنای خط را با اضافه کردن یک سنجۀ فابری برو که در محدوده منحنی بهره لیزر فقط دارای یک بسامد تشدید است، باز هم باریکتر کرد.

عمل لیزر با صدها رنگ آبی شامل بینایی از فرورسرخ نزدیک ($\sim 1200 \text{ nm}$) تا فرابنفش نزدیک ($\sim 350 \text{ nm}$) به دست آمده است.



شکل ۶-۲۲- کواکردن لیزر رنگی با (الف) یک شیکه پراش و (ب) منشورها

۴-۲-۶ لیزرهای نیمه رسانا

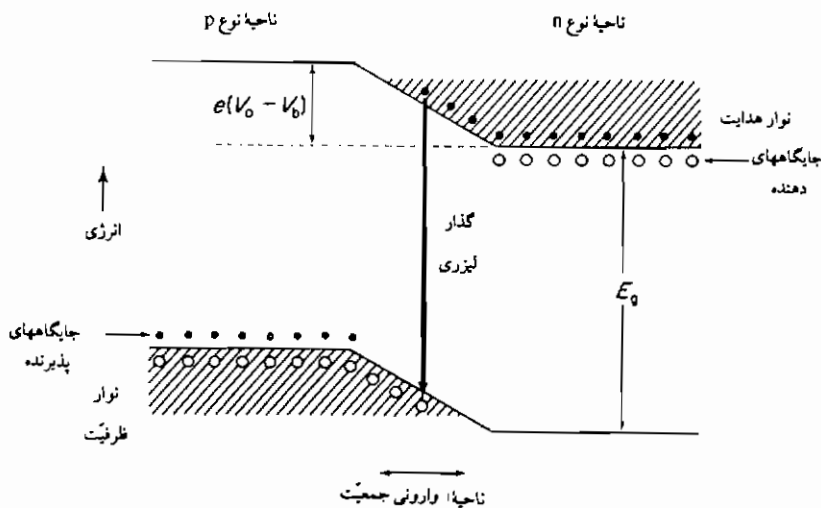
اصول فیزیکی مربوط به ساز و کار دمش و فرآیند تولید فوتون در لیزرهای نیمه رسانا، کاملاً با آنچه که تا به حال درباره لیزرها بحث کرده ایم، تفاوت دارد. عمل لیزر در اتصال $p-n$ رخ می دهد. ناحیه p شامل حفره های آزاد در نوار ظرفیت نیمه رسانا و الکترونها در جایگاه پذیرنده اشغال شده است، حال آن که ناحیه n شامل الکترونهای آزاد در نوار هدایت و تهیجاها

در جایگاههای دهنده، یونیده می باشد.

برای این که اتصال $p-n$ خواص یک سیستم لیزری پیدا کند، مطابق شکل (۶-۲۳) باید با اعمال اختلاف پتانسیل خارجی V_0 به آن بایاس -جلو شود. پتانسیل منفی اعمال شده به طرف نوع n الکترونهای آزاد را به سوی اتصال و همزمان پتانسیل مثبت در سمت نوع p حفره های آزاد را به همان ناحیه می راند، و در نتیجه فراوانی جمعیت الکترونها و حفره ها در اتصال حاصل می شود. اگر الکترونها و حفره ها در ناحیه اتصال اندازه حرکت یکسانی داشته باشند (یعنی، اگر نیمه رسانا از نوع گاف - مستقیم، با بردار موجی که در کمینه انرژی نوار هدایت با بیشینه انرژی نوار ظرفیت برابر باشد) می توانند مستقیماً با یکدیگر ترکیب شده، فوتونی با انرژی

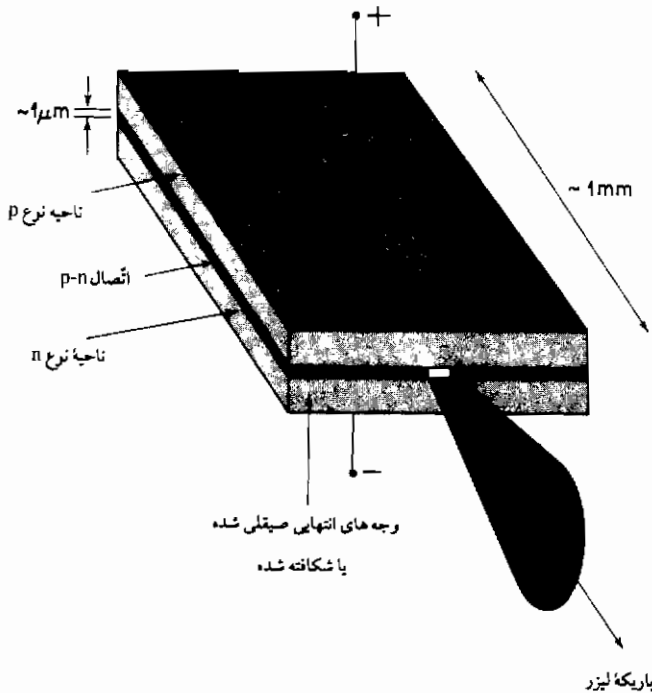
$$h\nu = E_g.$$

بدهند. فرآیندهای ترکیب مجدد دیگری نیز امکان پذیر است: ترازهای پذیرنده غیر یونیده می تواند با حفره های آزاد ترکیب شوند، الکترونهای آزاد می توانند با ترازهای پذیرنده اشغال نشده، و یا ترازهای دهنده غیر یونیده با ترازهای پذیرنده اشغال نشده، ترکیب شوند. همه این فرآیندها، فوتونهایی با انرژی اندکی کمتر از E_g می دهند.



شکل ۶-۲۳- نمایش شماتیکی ترازهای انرژی و نحوه اشغال آنها وقتی بایاس -جلو V_0 به اتصال $p-n$ اعمال شود. نماد \circ یک حفره در نوار ظرفیت یا جایگاه دهنده یونیده؛ و نماد \bullet معرفت یک الکترون در نوار هدایت یا جایگاه پذیرنده اشغال شده است. اختلاف پتانسیل V_0 الکترونهای آزاد و حفره های آزاد را به سمت اتصال می راند.

در شکل (۶-۲۴) نمایشی از لیزر رسانای GaAs ارائه شده است. برای ایجاد یک وارونی جمعیت بزرگ در ناحیه اتصال، باید نواحی p و n دارای تراکم زیادی (تقریباً ۰/۱ درصد) از اتمهای ناخالص مناسب بوده، جریان بالایی ($\geq 3 \times 10^8 \text{ A/m}^2$) در دمای اتاق لازم است) از طریق بایاس - جلو از اتصال بگذرد. طول موج لیزر تقریباً 840 nm ، برابر با انرژی 1.47 eV است. این مقدار ۰/۰۴ الکترون ولت کمتر از گاف نوار E_g برای GaAs می باشد؛ و حاکی از آن است که دهنده های غیر یونیده و پذیرنده های اشغال نشده، نقشی اساسی در فرآیند لیزر دارند. پهنای گذار لیزر نوعاً 2 nm (حاصل از تغییرات E_g) و فاصله جدایی مُد محوری در حدود 350 nm (به ازای فاصله جدایی آینه برابر ۱ میلی متر) است، و بنابراین، چندین مد از این نوع با هم برانگیخته می شوند. بسیاری از مدهای غیر محوری نیز به علت کوچکی اتلافها که واگرایی زاویه ای باریکه لیزر را افزایش می دهند، برانگیخته می شوند. این واگرایی به علت نازکی ($1 \mu\text{m}$) ناحیه اتصال (معادله ۳-۳۶) را ببینید)، و پهنای باریکی ($20 \mu\text{m}$ تا $5 \mu\text{m}$) که عمل لیزر به آن محدود می باشد، بزرگ است.



شکل ۶-۲۴- نمودار شماتیک لیزر نیمه رسانای GaAs

نسبت تعداد فوتونهای تولید شده به تعداد الکترونهایی که از اتصال می گذرند، بازده کوانتومی خارجی نامیده می شود، و مقدار آن در دمای اتاق، نوعاً ۱۵ درصد است. این مقدار، در مقایسه با بازده دمش اغلب انواع دیگر لیزر خیلی بالاست، و بازده کلی (توان لیزر، تقسیم بر توان ورودی الکتریکی) لیزر نیمه رسانا نیز بالا و دارای مقادیری تا ۱۰ درصد است. لیزرهای نیمه رسانا می تواند در هر یک از مدهای پیوسته یا تپدار عمل کند، هر چند که معمولاً مد نوع دوم، از نظر عملی آسانتر است.

یکی از ویژگیهای لیزرهای نیمه رسانا، عمر خیلی کوتاه حالت بالاتر لیزر است. طول عمر باز ترکیب خودبه خود نوعاً حدود $10^{-9} \times 2$ ثانیه است؛ و وقتی گسیل القایی رخ می دهد، این مقدار به حدود 10^{-11} ثانیه تقلیل می یابد. این عمر کوتاه با زمانهای رانش کوتاه حاملهای بار، حاکی از آن است که تراز توان لیزر را می توان در بسامدهایی تا حدود 10^{11} هرتز خیلی سریع تغییر داد. این امکان، لیزر را برای مقاصد مختلف ارتباطاتی بسیار مناسب ساخته است که در بخش (۷-۲-۴) به آن خواهیم پرداخت.

مسائل فصل ۶

(جوابهای مسائل انتخابی در پیوست (ث) داده شده است)

۱-۶ اگر یک لیزر هلیوم-نئون در دسترس داشته باشید که باریکه ای با توان یک میلی وات و قطر ۱ میلی متر تولید کند، به چه نسبت باید قطر را تقلیل دهید (با کانونی کردن توسط یک عدسی) تا توان تابشی آن بر متر مربع برابر با توان گسیلی از جسمی با دمای سطح خورشید ($5800^\circ K$) شود؟

۲-۶ لیزری دارای آینه های انتهایی با ضریب انعکاس ۹۹ درصد با فاصله یک متر از هم، حاوی گازی از اتمهای فرضی است که فقط دو تراز غیر تبهگن دارد. تفاوت انرژی دو تراز دو الکترون ولت و عمر حالت بالایی 10^{-8} ثانیه است. دمای مؤثر گاز $4000^\circ K$ و وزن اتمی اتمهای مزبور برابر ۲۰، و وارونی جمعیت 10^{13} بر متر مکعب است. مطلوب است محاسبه:

(I) عمر کاواک (با فرض این که ساز و کارهای اتلافی دیگری وجود ندارد)؛

(II) پهنای طبیعی و دوپلر (برحسب بسامد) خط نشری؛

(III) بهره به ازای عبور از مرکز خط؛

(IV) فاصلهٔ بسامدی مدهای محوری؛ و

(V) تعداد تقریبی مدهای محوری برانگیخته

۳-۶ گذارهای نشون با طول موجهای ۶۳۲٫۸ نانومتر و ۳٫۳۹ میکرومتر دارای تراز بالایی یکسان، و به ترتیب احتمال گذار خودبه خودی برابر $1.4 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ و $9.7 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ می باشد. اگر هر دو خط مزبور در تخلیهٔ He-Ne یک لولهٔ لیزری به طول یک متر تولید شوند، و دو آینه به ازای هر دو طول موج، دارای ضریب انعکاس برابر باشند؛ و هر دو خط در دمای مؤثر 4000 K پهن شدگی دوپلری پیدا کنند، کدام یک از آنها به چگالی وارونی کمتری برای عمل لیزر، نیاز دارد؟

۴-۶ نشان دهید اگر آینه های تخت انتهایی لیزری دارای قطر d ، و به فاصلهٔ L به اندازهٔ زاویهٔ کوچک α نسبت به هم منحرف شده باشند؛ در این صورت، یک باریکهٔ نازک که در ابتدا در طول محور لیزر حرکت می کند، پس از تقریباً $(2d/L\alpha)^{1/2}$ انعکاس از آینه ها خارج خواهد شد. نشان دهید که اگر بیش از ۱۰۰ انعکاس لازم داشته باشیم یعنی $d/L = 10^{-2}$ باشد، باید α کوچکتر از 0.4° باشد.

۵-۶ کمترین توان لازم برای ابقای عمل لیزر پیوسته در طول X برابر 5 nm را تخمین بزنید، در صورتی که ضریب بهرهٔ مورد نیاز 10^{-1} m^{-1} و حجم لیزر 10^{-7} m^{-3} باشد. فرض کنید که تراز بالاتر به میزان تابش کلاسیکی واپاشی می کند و پهنای دوپلر در مقایسه با پهنای طبیعی خط قابل چشم پوشی است.

۶-۶ با استفاده از اتحاد

$$\left[\left(1 - \frac{L}{R_1} \right) \left(1 - \frac{L}{R_2} \right) \right]^{-1} = 1 + \frac{L(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 - L)(R_2 - L)}$$

معادل بودن معادله های (۶-۲۸) و (۶-۲۹) را نشان دهید.

۷-۶ در یک کوارک لیزری به طول نیم متر، عدد فرنل بزرگتر از ۳ مورد نیاز است. کمترین قطر آینه های انتهایی در صورتی که طول موج لیزر (الف) 632.8 nm ، (ب) 3.39 nm باشد، چقدر است؟

۸-۶ آینه های انتهایی یک لیزر خاص هم کانون است [شکل (۶-۱۰) ب] را ببینید [شعاع انحنا آینه ها 4.8 m و فاصلهٔ آنها از هم 0.5 m می باشد. طول موج لیزر 600 nm است. کمترین شعاع باریکه در: (الف) مرکز لیزر؛ (ب) در آینه ها؛ و (پ) 10 m است.

خارج از لیزر، چقدر است؟

- ۹-۶ طول موج لیزر رنگی از طریق اولین مرتبه انعکاس که در یک شبکه پراش به عنوان یک آینه انتهایی به کار می رود، تعیین می گردد. شبکه با چه سرعت دورانی باید بچرخد تا طول موجی در مجاورت 500 nm با آهنگ 0.1 nm/s روپیده شود، در صورتی که شبکه دارای 2000 خط در هر میلی متر باشد.
- ۱۰-۶ به اختصار درباره ارتباط بین جنبه های موجی و ذره ای تابش الکترومغناطیسی با توجه به مثال عمل یک میزر و یا لیزر، توضیح دهید.
- ۱۱-۶ مجموعه ای از منشورها برای باریک کردن پهنای نوار یک لیزر رنگی به کار برده می شود. شرایطی را بیابید که به ازای آن، زوایای تابش در هر دو وجه ورودی و خروجی منشور، برابر با زاویه برونسپاری باشد.
- ۱۲-۶ مقاله ای کوتاه درباره عبارت زیر بنویسید:
- لیزرها می توانستند در هر زمان زودتر از دهه ۱۹۳۰ میلادی طراحی و ساخته شوند.

فصل هشتم

خواص و کاربردهای نور لیزر

در فصل ۶ اصول فیزیکی عمل لیزر را بررسی و مد عمل برخی لیزرهای خاص را بحث کردیم. در این فصل، توجه مان را به نور لیزر و کاربردهایش معطوف می‌داریم؛ بی آن که به نحوه تولید آن پردازیم. مطلب را با بررسی تفصیلی خواص مختلف نور لیزر، آغاز می‌کنیم. این کار، بدون توجه به نوع لیزر مورد استفاده، انجام می‌شود، و از این رو، فرض بر این نیست که خواننده، بخش (۴-۶) را درباره لیزرهای خاص، مطالعه کرده باشد. اولین عنوان مورد بررسی، پهنای خط طیفی است که لیزرها در نهایت می‌توانند پیدا کنند، زیرا باریکی خط، شاید مهمترین خاصیتی است که لیزرها دارند. پس از این مورد، به مطالعه سایر خواص مهم و منحصر به فرد لیزرها، یعنی همدوسی و جهت پذیری بالا، خواهیم پرداخت. نخستین بخش این فصل، با تشریح این موضوع خاتمه می‌یابد که لیزرها چگونه می‌توانند تپهای خیلی کوتاه تابشی تولید کنند.

بخش دوم این فصل، فنون و کاربردهای لیزر را بحث و بررسی می‌کند. برای این بخش، نیازی به اطلاع از بخش اول فصل، نیست (هرچند این اطلاعات یقیناً مفید بوده، پیگیری بعضی از قسمتهای بحث را آسانتر می‌کند). شروع مطلب، با فن دو برابر کردن بسامد است، و پس از آن، به بحث درباره فنون بیناب نمایی غیر دوپلری خواهیم پرداخت که در مطالعات بنیادی آنها و مولکولها از اهمیت بسیاری برخوردار است. آن گاه بحث را با مطالعه کاربردهای هولوگرافی،

پی می گیریم؛ و سرانجام، فصل را با چندین مورد کاربرد نور لیزر، با موضوعات مهمی در زمینه ارتباطات و گداحت لیزر - القایی به پایان می بریم.

۱-۷ خواص نور لیزر

۱-۱-۷ پهنای خط طیفی

نقطه شروع مناسب برای بحث درباره پهنای خط طیفی باریکه لیزر $\Delta\nu_L$ مطالعه نظری حد پایینی پهناست، وقتی که لیزر فقط در یک مد عمل می کند.

فرض می کنیم تعداد متوسط فوتونها در این مد \bar{n} باشد. زمانی که لیزر بالاتر از آستانه عمل می کند تقریباً همه این فوتونها، از طریق فرآیند گسیل القایی، ایجاد می شوند. همان طور که در ابتدای فصل قبل دیدیم، فوتونهای تحریک شده کاملاً با فوتونهای محرک، و بنابراین اغلب فوتونها در این مد با یکدیگر هم‌دوسند. مؤلفه ناهمدوس، خیلی کوچکتر می باشد، و علت وجود آن، فقط این است که اتمهای برانگیخته لیزر نیز گسیل خودبه خود انجام می دهند، و گاهی فوتونهایی را به مد مورد مطالعه، گسیل می کنند. تعداد نسبی فوتونهای القایی و خودبه خود در این مد را می توان از رابطه (۴-۲۸) پیدا کرد (بحث ذیل این معادله را نیز ببینید):

$$\bar{n} = \frac{\text{آهنگ گسیل القایی این مد}}{\text{آهنگ گسیل خودبه خود این مد}}$$

بنابراین، در حالت تعادل:

$$\bar{n} \left(\frac{\bar{n}}{\bar{n} + 1} \right) = \bar{n} - 1. \quad \text{تعداد فوتونهای هم‌دوس در هر مد}$$

$$1 \approx \text{تعداد فوتونهای ناهمدوس در هر مد}$$

تعداد \bar{n} معمولاً خیلی بزرگ است. برای محاسبه آن، می توانیم از این واقعیت استفاده کنیم که زمان متوسط بقای فوتون، برابر زمان واپاشی کاواک τ_c است. بنابراین، لیزری که فقط در یک مد عمل کرده، باریکه ای با توان P ایجاد می کند دارای انرژی متوسط مدی برابر:

$$E = \bar{n} h \nu \approx P \tau_c. \quad (1-7)$$

است. مثلاً، در لیزر هلیوم-نون با توان پیوسته ۱ میلی وات، و $\tau_c \sim 10^{-7}$ s دارای:

$$\bar{n} \sim \frac{10^{-3} \times 10^{-7}}{3 \times 10^{-19}} \approx 3 \times 10^8.$$

است .

اگر فقط در مد مزبور فوتونهای همدوس وجود داشته باشد، عدد n در هر زمان از آمار پواسن تبعیت کرده [بخش (۵-۵-۱) را ببینید]، بنابراین، اُفت و خیز ریشه میانگین مربعی حول \bar{n} عبارت خواهد بود از :

$$\Delta n = \bar{n}^{1/2}. \quad (۲-۷)$$

متوسط شدت میدان الکتریکی E در کاواک، متناسب با ریشه انرژی کاواک، و از این رو متناسب با $\bar{n}^{1/2}$ است؛ لذا مقدار E به اندازه ΔE اُفت و خیز دارد، که :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{E} \frac{dE}{dn} \Delta n = \frac{1}{\bar{n}^{1/2}} \frac{1}{2} \bar{n}^{-1/2} \Delta n = \frac{1}{2\bar{n}^{1/2}}. \quad (۳-۷)$$

فاز میدان نیز به مقداری که به شرح زیر از رابطه عدم قطعیت حاصل می شود، اُفت و خیز دارد (پیوست پ را ببینید) .

$$\Delta n \Delta \phi \sim 1. \quad (۴-۷)$$

بنابراین :

$$\Delta \phi \sim \bar{n}^{-1/2}. \quad (۵-۷)$$

منشأ دیگر اُفت و خیزها، اضافه شدن مداوم فوتونهای ناهمدوس (گسیلیده خودبه خود) به میزان τ_c^{-1} است (چون تعداد متوسط ۱ است و این فوتونها برای زمان متوسط τ_c باقی می مانند) . هریک از اینها، میدانی به بزرگی $E\bar{n}^{1/2}$ و با زاویه فاز اتفاقی، اضافه می کنند . آنها E را به مقدار قابل توجهی تغییر نمی دهند، زیرا اندازه E آن از طریق موازنه انرژی لیزر در این محدوده حاصل از معادله (۷-۱) باقی می ماند، ولی این فوتونها، زاویه فاز متوسط $\bar{\phi}$ را به مقدار :

$$\Delta \phi_r \sim \bar{n}^{-1/2}. \quad (۶-۷)$$

تغییر می دهند .

مقدار فوق، در مقایسه با آنچه که از معادله های (۷-۳) و (۷-۵) حاصل می شود، منبع

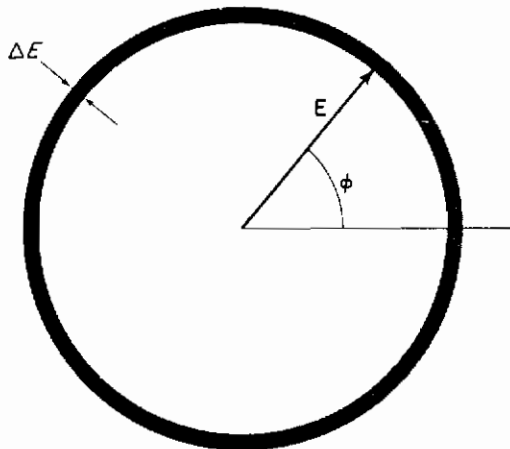
اُفت و خیز مهمتری می باشد، زیرا منجر به تغییری مداوم و القایی در $\bar{\Phi}$ می شود (حال آن که دو منبع دیگر $\bar{\Phi}$ یا \bar{E} را تغییر نمی دهد). این موضوع در شکل (۷-۱) نمایش داده شده است. نوک بردار الکتریکی «گردشی تصادفی» انجام می دهد و روی دایره پخش می شود. هر گام دارای طول $\Delta\phi \sim$ و تعداد گامها در زمان t برابر t/t_c است. با استفاده از نتایج نظریه پخش، می توانیم ریشه میانگین مربعی تغییر فاز را به صورت زیر:

$$\Delta\phi(t) \sim (t/t_c)^{1/2} \times \Delta\phi_r,$$

و زمانی را که فاز به اندازه یک رادیان تغییر می کند، به شرح زیر بیابیم:

$$\tau_p \sim t_c (\Delta\phi_r)^2 \sim \bar{n} t_c. \quad (7-7)$$

که آن را زمان پخش فاز می نامند.



شکل ۷-۱- بزرگی و فاز میدان الکتریکی لیزری که بالای آستانه نوسان می کند.

زاویه فاز ϕ با زمان مشخصه پخش τ_p روی دایره پخش می شود. عدم قطعیت ΔE در دامنه میدان بطور اغراق آمیز، بزرگ نشان داده شده است.

تغییرات اتفاسی فاز، رفتار سینوسی باریکه را زایل می کند، و از این رو، مؤلفه های بسامد دیگری به آن می افزاید. زمان پخش فاز، در واقع زمان همدوسی است که در فصل ۵ بررسی شده است؛ و لذا پهنای بسامد باریکه $\Delta\nu_L$ با معادله (۵-۱۰) داده می شود:

$$\Delta\nu_L \sim \frac{1}{2\pi\tau_p}$$

با استفاده از معادله (۷-۱) برای بیان \bar{n} برحسب توان لیزر P ، و معادله های (۳-۵۶) یا (۵-۱۰) برای یافتن رابطه بین عدم قطعیت زمانی t_c و عدم قطعیت بسامد در (پهنای خط) $\Delta\nu_c$ در کاواک :

$$\Delta\nu_c = \frac{1}{2\pi t_c}, \quad (۷-۸)$$

مقدار $\Delta\nu_L$ را می توان به صورت زیر نوشت :

$$\Delta\nu_L \sim \frac{2\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P}$$

و این، کمترین پهنایی است که خط لیزر می تواند داشته باشد.

بررسی دقیقتر، نشان می دهد که $\Delta\nu_L$ به تعداد اتمها در تراز بالایی N_2 ، و به وارونی جمعیت

$$\Delta N = N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1, \quad (۷-۹)$$

نیز بستگی دارد. در رابطه اخیر g_1 و g_2 به ترتیب تبهگنی ترازهای بالایی و پایینی هستند. براین اساس، نتیجه می گیریم که :

$$\Delta\nu_L = \frac{2\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P} \frac{N_2}{\Delta N}. \quad (۷-۱۰)$$

پهنای بسامدی که از معادله (۷-۱۰) داده می شود، خیلی کوچکتر از پهنای خطهای لیزری است، مثلاً، یک لیزر هلیوم-نون با توان یک میلی وات، و زمان واپاشی کاواک 10^{-7} ثانیه که در 632.8 nm کار می کند، و با $N_2 \rightarrow \Delta N$ دارای حد نظری [با استفاده از معادله (۷-۱۰)]

$$\Delta\nu_L \sim 10 \text{ Hz},$$

است، ولی پهنای خطی که در حدود چند کیلوهرتز اندازه گیری شده، مناسبترین حالت است. منشأ این اختلاف بین نظریه و تجربه، در پایداری بسامد مد ν نهفته است. هر تغییری در طول کاواک L ، ناشی از انبساط گرمایی یا انقباض فضای بین دو آینه، یا حاصل از ارتعاش مکانیکی

لیزر، باعث تغییرات مربوطه در ν می شود. برای این که در کاواکی به طول یک متر بسامد ν را در 10 هرتز ثابت نگه داریم، لازم است که:

$$\frac{\Delta L}{L} \leq \frac{\Delta \nu_L}{\nu} \sim 2 \times 10^{-14}, \quad \Delta L \leq 2 \times 10^{-14} \text{ m.}$$

در عمل حد پایینی $\Delta \nu_L$ توسط آفت و خیزهای دما تعیین می شود، که نمی تواند در دوره زمانی چند ساعته به پایین تر از حدود 0.1 K تقلیل یابد. اگر ضریب انبساط خطی ماده بین دو آینه از نوع شیشه ($\geq 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) باشد، داریم:

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} \geq 10^{-8}, \quad \Delta \nu \geq \text{few MHz.} \quad (11-7)$$

برای به دست آوردن مقادیر پایینی $\Delta \nu$ (از قبیل مقدار چند کیلوهرتز که فوقاً به آن اشاره شد) لازم است سیستم پسخوراند ماهرانه ای به کار برد که بسامد خط لیزر قابل مقایسه با بسامد یک خط باریک اتمی یا مولکولی باشد، سیگنال خط فرآوری شده و به یک بلور پیزوالکتریک که برای تنظیم طول کاواک لیزر به کار می رود، خورانده می شود.

۲-۱-۷ جهت پذیری

قبلاً جهت پذیری باریکه های لیزری را بطور خلاصه در بخش (۳-۶) بحث کردیم، و نمایی از واگرایی زاویه ای باریکه را در شکل (۶-۱۲) دیدیم. اگر آینه های انتهایی هم شعاع باشند کمر باریکه در میانه دو آینه واقع می شود؛ برای مد تک فاز شعاع کمر باریکه برابر است با [به معادله (۳۷-۶) مراجعه شود]:

$$w_0 = \left(\frac{\lambda L}{2\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{2R-L}{L} \right)^{1/4}$$

در فواصل دور از لیزر واگرایی زاویه ای باریکه با معادله (۳۶-۶) داده می شود:

$$\alpha = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (12-7)$$

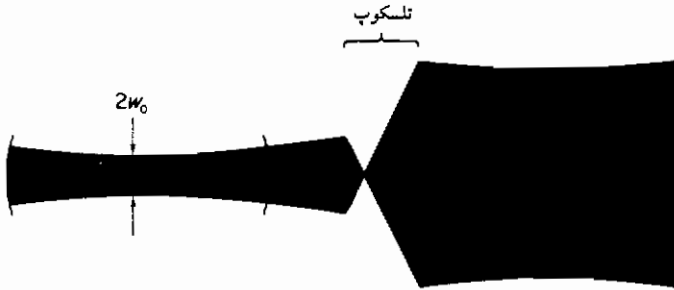
یک راه کاهش α از طریق افزایش مقدار مؤثر w_0 ، همان طور که در شکل (۷-۲) نشان داده شده، این است که باریکه را با عبور دادن از تلسکوپ، پهن کنیم. در مد تک فاز شدت باریکه در راستای عمودی نمایه ای گاوسی دارد، و جبهه های موج (سطوح با فاز ثابت) دارای

شکلی گُروی بوده، لبه های باریکه را تحت زاویه قائم، قطع می کنند. تلسکوپ جبهه موج واگرا شده ای را که دریافت می کند به جبهه موجی با سطحی وسیعتر که در ابتدا بسته به نحوه تعبیه تلسکوپ واگرا، مسطح، یا همگراست، تبدیل می کند. نمایه گاوسی شدت حفظ می شود. در شکل (۷-۲) باریکه نشان داده شده، در ابتدا پس از عبور از تلسکوپ همگرایی دارد. خارج از تلسکوپ نمایه باریکه با همان عبارت (۶-۳۴) که در داخل لیزر کاربرد دارد، داده می شود یعنی:

$$w(z) = w'_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z'_0} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (7-13)$$

که w'_0 شعاع جدید کمر باریکه است، و فاصله z از موقعیت جدید کمر باریکه، اندازه گیری می شود و [معادله (۶-۳۵)]:

$$z'_0 = \frac{\pi w'_0{}^2}{\lambda}.$$



شکل ۷-۲ - استفاده از تلسکوپ برای افزایش قطر کمر باریکه و کاهش واگرایی زاویه ای آن. واگراییها بطور اغراق آمیز، بزرگ نشان داده شده اند.

هر قدر باریکه را درشت یا کانونی کنیم، حاصل ضرب $w_0^2 z_0$ ناورد است، به شرط آن که نمایه باریکه گاوسی بماند. از معادله (۷-۱۳) ملاحظه می شود که باریکه به ازای $z \leq \frac{1}{2} z_0$ تقریباً موازی است؛ و از این رو، عبارت زیر راهنمای مفیدی برای پیدا کردن طول و شعاع قابل وصول یک باریکه تقریباً موازی است:

$$\frac{\text{طول}}{(\text{شعاع})^2} \approx \frac{\pi}{\lambda}. \quad (7-14)$$

مثلاً نور با طول موج $۶۳۲/۸$ نانومتر از لیزر هلیوم-نئون را می توان به صورت باریکه ای با شعاع یک میلی متر و تقریباً موازی تا ۵ متر، یا یک باریکه به شعاع ۲۵ میلی متر و تقریباً موازی تا ۳ کیلومتر، ترتیب داد.

برای روشن کردن فواصل خیلی دور واگرایی زاویه ای نهایی α باید تا حد ممکن، کوچک باشد. این، می رساند که [معادله (۷-۱۲)] قطر کمر باریکه تا اندازه ممکن، باید بزرگ باشد؛ و بنابراین، محدودیت نهایی، به اندازه دهانه عدسی شیء تلسکوپ برمی گردد. برای مثال، در یک لیزر یاقوتی ($\lambda = 694 \text{ nm}$) و با عدسی با دهانه ای به قطر ۲۰۰ میلی متر، کمترین مقدار α وقتی حاصل می شود که کمر باریکه در خود عدسی واقع شود، بنابراین:

$$\alpha = \frac{694 \times 10^{-9}}{\pi \times 10^{-1}} = 2.2 \times 10^{-6} \text{ rad.}$$

در ارسال نور لیزر به یک ماهواره مخابراتی در فاصله ۱۰۰ کیلومتری باریکه تا قطری برابر $۴/۴$ متر پهن می شود؛ و این، آن قدر کوچک است که نمی تواند جلوی بخش بزرگی از انرژی باریکه را بگیرد. برای انتقال به فواصل دورتر (مثلاً به ماه، $۱۰^۵ \times ۳/۸۴$ کیلومتر)، می توان برعکس، تلسکوپ نجومی را به کار برد که دهانه ای بزرگ (تقریباً به قطر ۱۰ متر) و نیم زاویه فوق العاده کوچکتر (تقریباً $۱۰^{-۸} \times ۴$ رادیان و باریکه ای به قطر تقریباً ۳۰ متر در سطح ماه) داشته باشد.

۳-۱-۷ همدوسی

وقتی لیزر پیوسته در یک مدت عمل می کند، زمان همدوسی [بخش (۵-۲) را ببینید] فقط به پهنای خط $\Delta\nu$ بستگی دارد، و با رابطه زیر داده می شود:

$$\tau = \frac{1}{2\pi \Delta\nu}.$$

و بنابراین، طول همدوسی، چنین است:

$$l = \frac{c}{2\pi \Delta\nu}. \quad (۷-۱۵)$$

همان طور که در بخش (۷-۱-۱) اشاره شد، $\Delta\nu$ نوعاً بزرگتر یا مساوی چند مگاهرتز است، و

طول همدوسی تا حدود ۱۰ متر نتیجه می دهد. همان طور که در بخش (۷-۲-۳) خواهد آمد، از این مطلب، در هولوگرافی استفاده می شود.

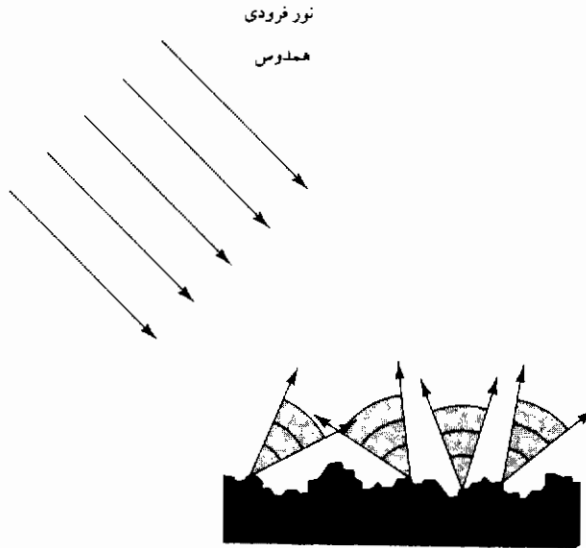
اگر لیزر در بیش از یک مد عمل کند (و اگر فازهای نسبی مدها تصادفی باشند) طول همدوسی کاهش می یابد. مثلاً، برای دو مد محوری که بسامدشان به اندازه $c/2L$ تفاوت دارد (معادله (۶-۱۲)) همدوسی، برابر است با:

$$l = \frac{c}{2\pi(c/2L)} = \frac{L}{\pi}$$

اگر چند مد محوری برانگیخته شود که گستره بسامدها را در پهن شدگی دوپلری گذار لیزر در بر گیرد، طول همدوسی آن به طول همدوسی یک منبع تخلیه ناهمدوس با همان گذار، تقلیل می یابد.

همدوسی فضایی عمود بر باریکه لیزر را نیز می توان فوق العاده بزرگ کرد. از آن جا که تقریباً همه فوتونها در یک مد کاواک در حال نوسان با یکدیگر همدوسند، وقتی لیزر در یک مد تک عمل می کند، همدوسی فضایی در داخل و خارج کاواک تقریباً کامل است، و این همدوسی در کل پهنای باریکه، امتداد دارد. هرگاه مد برای مثال، مدی محوری باشد، فاز میدان الکتریکی در عرض باریکه، ضرورتاً ثابت است. این همدوسی فضایی تقریباً کامل نیز وقتی که بیش از یک مد محوری برانگیخته شود، وجود دارد، ولی بدیهی است که در صورت وجود بیش از یک مد عرضی، همدوسی تقلیل می یابد.

وقتی که سطح ناصافی (مانند دیوار آزمایشگاه) را با لیزر روشن می کنیم، همدوسی فضایی منجر به تولید طرحی خالدار می شود. هر جزء سطح روشن شده را می توان به عنوان یک چشمه نقطه ای فرض کرد، و میدان الکتریکی در یک نقطه از فضا، حاصل جمع برداری نورهای دریافتی از این چشمه هاست. اختلاف راهها، به موقعیت نقطه، بستگی دارد؛ و بنابراین، طرح تداخلی سه بُعدی ایجاد می شود که پدیداری [بخش (۵-۴) را ببینید] آن، به درجه همدوسی بین چشمه های نقطه ای، و در نتیجه، به درجه همدوسی فضایی باریکه لیزر، وابسته است. یک طرح تداخلی نیز در شبکه چشم تشکیل می شود، که جزئیات طرح به موقعیت چشم و راستای دید، و همچنین فاصله کانونی عدسی چشم، بستگی دارد. این طرح، با حرکت چشم یا تغییر فاصله کانونی آن، تغییر می کند. نحوه تشکیل میدان تداخلی، در شکل (۷-۳) نمایش داده شده است.



شکل ۷-۳- توری که توسط یک سطح ناصاف پراکنده می شود، میدان تداخلی ایجاد می کند که پدیداری آن به درجه همدوسی فضایی باریکه فرودی، بستگی دارد. وقتی این میدان در شبکه چشم آشکار می شود، طرحی خالدار، رؤیت می گردد.

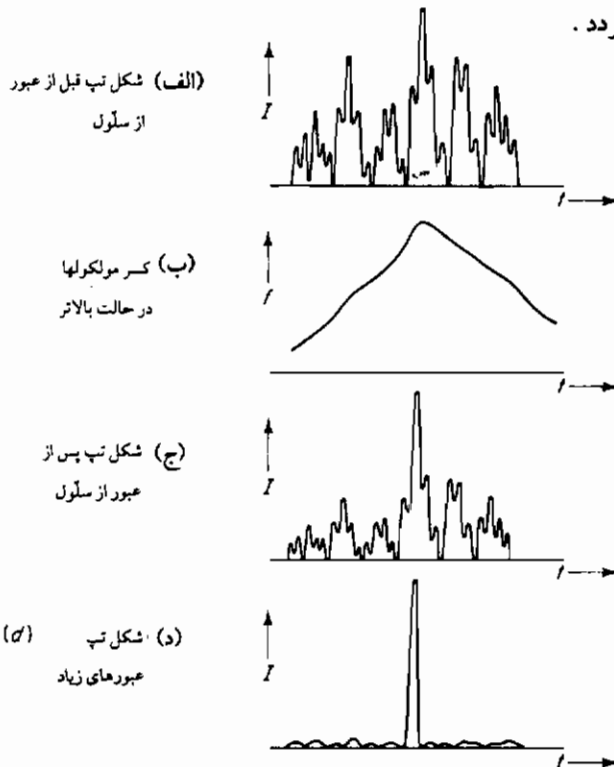
۲-۱-۷ تولید تپهای کوتاه

این که لیزرها در یک زمان در بیش از یک مد نوسان می کنند، همیشه مایه دردسر نیست. با استفاده از چند مد، و اعمال رابطه معینی بین فازهای آنها، می توان تپهایی با دوره فوق العاده کوتاه، ایجاد کرد. این فن، به مد-بستن یا فاز-بستن موسوم است.

مد-بستن با رنگ قابل اشباع

یک راه تهیه تپهای کوتاه، این است که یک سلول حاوی رنگ قابل اشباع در جلوی یکی از آینه ها قرار داده شود. در شدتهای کم، این نوع رنگ در گستره مناسبی از طول موجها به روال معمول نور را جذب می کند، ولی در شدتهای زیاد، تعداد قابل ملاحظه ای از مولکولهای رنگ از حالت پایه به یک حالت برانگیخته برده می شود، و در نتیجه با کاهش تعداد مولکولها در حالت

پایه، ضریب جذب تقلیل می یابد. در شدتهای خیلی زیاد رنگ اشباع و تقریباً شفاف می شود. وقتی چند مد مستقل برانگیخته می شود، نور لیزر که در ابتدا شدتی غیر یکنواخت دارد بطور تصادفی اُفت و خیز می کند. آن گونه که در شکل (۵-۱۲ ب)) برای نور نامنظم نشان داده شده است. مطابق شکل (۷-۴)، همه اُفت و خیزها، به اشباع رنگ، کمک می کنند؛ ولی آنهایی که بیشترین شدت را دارند، کمترین تضعیف را پیدا می کنند. پس از چندین زمان عبور نتیجه ترکیب گسیل القایی و جذب اشباع شده، منجر به یک تپ تیز تنها می شود که در قسمت (ت) شکل ملاحظه می کنیم. این تپ بین دو آینه با دوره تناوبی برابر $2L/c$ بازتاب می یابد؛ و از این رو، مهم است که رنگ در زمان کوتاهتری در مقایسه با دوره تناوب مزبور، به حالت اولیه برگردد.



شکل ۷-۴ (الف) شدت نور قبل از عبور از سلول رنگ بطور اتفاقی اُفت و خیز دارد؛ (ب) مولکولهای رنگ با جذب فوتون برانگیخته می شوند، در نتیجه سلول در شدتهای بالا، بیشتر شفاف می شود؛ (پ) اُفت و خیزهای شدیدتر، کمترین تضعیف را دارند. (ت) پس از عبورهای زیاد (و همچنین تقویت شدت توسط گسیل القایی بین عبورها) فقط بزرگترین اُفت و خیزها باقی می ماند.

تپ، در واقع، بسته موجی است که از گستره مدهای بهنجار کاواک تشکیل می شود، ارتباط لازم بین فاز مدها، با استفاده از سلول رنگ قابل اشباع حاصل می شود. کوتاهترین پهنایی که تپ می تواند داشته باشد، منوط به گستره $\Delta\nu$ ناشی از مدهای برانگیخته است:

$$\Delta f_{\min} \sim \frac{1}{2\pi \Delta\nu}.$$

مثلاً، در مورد لیزر گازی $\Delta\nu$ پهنای دوپلری و پهن شدگی فشاری خط حدود 10^{-8} هرتز و در نتیجه $\Delta f_{\min} \sim 10^9$ ثانیه است. تپهای کوتاهتر را نیز می توان با لیزرهای رنگی به وجود آورد که دارای پهنای خط با همگنی خیلی بیشتر می باشند [بخش (۶-۴-۳) را ببینید]. برای مثال، با استفاده از ردآمین $6G$ با $\lambda = 6000$ نانومتر و $\Delta\lambda = 0.2$ نانومتر داریم:

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1.7 \times 10^{11} \text{ Hz}, \quad \Delta f_{\min} \sim 1 \text{ ps}.$$

در واقع، عملاً زمان مزبور و حتی زمانهای کوتاهتر نیز به دست آمده است. طول فیزیکی یک تپ یک پیکوثانیه ای، تنها 0.3 میلی متر است.

قفل کردن مد به وسیله سلول پوکلز

می توان ترتیبی داد که ضریب شکست بلور برای دو راستای متعامد (مثلاً x و y) قطبش، متفاوت بوده و مقدار اختلاف بطور خطی بر حسب ν تغییر کند. وقتی باریکه ای که نسبت به راستاهای x و y با زاویه 45° قطبیده خطی است، از بلور عبور می کند، حالت قطبش، باریکه خروجی به ν بستگی دارد. هرگاه بلور را با قطبشهای خطی به کار ببریم، این امکان پیش می آید که شدت نور را به کمک پتانسیل اعمال شده، کنترل کنیم [شکل (۳-۲۷) را ببینید]. سلول کر (بخش (۳-۲-۴)) نیز به طریق مشابه عمل می کند. هر یک از این دو نوع مدولاتور الکترواپتیکی را می توان داخل کاواک لیزر قرار داد تا با محدود کردن زمان وقوع انتشار، تپی باریک را برگزینیم.

تولید تپهای تک

برای تولید یک تپ تک با انرژی بالا به جای قطاری پیوسته، از فن کلیدزنی Q استفاده می کنیم. علامت " Q " اشاره به مقدار Q (بخش (۶-۱)) کاواک لیزر دارد. این مقدار قبل از این که

لیزر بتواند نوسان کند، باید خیلی زیاد باشد (بدین معنی که اتلافهای مد باید خیلی کم باشد). در فن مزبور مقدار Q را در حین ایجاد وارونی جمعیت، پایین نگه می‌داریم؛ و آن‌گاه آن را بطور ناگهانی افزایش می‌دهیم تا گسیل القایی از طریق انعکاسهای چندگانه و کاواک سریعاً فراهم شود. این کار باعث می‌شود که انرژی کاواک به صورت یک تپ شدید و کوتاه آزاد گردد. روشی که غالباً برای کنترل کردن و تحویل دادن مقدار Q به کار می‌رود، این است که یک سلول پوکلز را در مجاورت یکی از آنها قرار دهیم.

فن دیگر در این رابطه، عبارت است از *انباشتن کاواک یا انباشتن فوتون*. در این جا، لیزر، به نوسان واداشته می‌شود، و انرژی در کاواک به حد بالایی می‌رسد؛ ولی در داخل کاواک، نگه داشته می‌شود.

پس از این مرحله، انرژی نور بطور ناگهانی امکان فرار از کاواک پیدا می‌کند. عمل اخیر با استفاده از ترتیب مناسبی از سلول پوکلز و متعکس کننده زاویه برونستر، امکان پذیر است.

۲-۷ فن‌ها و کاربردهای لیزر

از منابع نور معمولی می‌توان برای تهیه باریکه‌هایی با پهنای باریک یا جهت پذیری دقیق استفاده کرد، لکن در عوض، شدت این گونه باریکه‌ها خیلی کم خواهد بود. تهیه باریکه با شدت زیاد میسر است؛ ولی در چنین صورتی، پهنای باریکه زیاد، و جهت دار بودن آن، معمولاً ضعیف است. اگر این گونه باریکه‌ها را در یک نقطه کانونی کنیم، دما در آن نقطه نمی‌تواند از دمای منبع اصلی فزونی گیرد. باریکه‌های لیزر، ویژگیهای منحصر به فردی دارند، بدین معنی که می‌توانند همزمان دارای پهنای باریک، جهت پذیری کافی، و شدت زیاد باشند؛ و ضمناً می‌توان آنها را کانونی کرد تا لکه‌ای با روشنایی فوق العاده زیاد ایجاد شود. باریکه‌های لیزر، همچنین از درجه همدوسی زمانی و فضایی بالایی برخوردارند، و می‌توان آنها را به صورت تپهایی با دوره فوق العاده کوتاه درآورد. این خواص استثنایی، امکان مطالعه انواع جدیدی از بیناب‌نمایی و کاربردهای فن آوری بسیاری را فراهم کرده است. در بخشهای آتی، منتخب اندکی از این موارد را به اختصار شرح می‌دهیم.

۱-۲-۷ دو یوپر سازی بسامد

به خاطر این که حاصل عمل لیزر با افزایش بسامد در نور مشکلتتر می‌شود [بخش (۶-۱) را

ببینید] مهم است که بتوانیم باریکه‌هایی با بسامد بالا، از باریکه‌های لیزر کم بسامد، تولید کنیم. با استفاده از رفتار غیرخطی محیط در شدت‌های زیاد نور، می‌توان به این هدف رسید. مثلاً، همان‌طور که در بخش (۳-۲-۵) دیده‌ایم، باریکه‌ای شدید که با بسامد ν از یک محیط دی‌الکتریک مناسب می‌گذرد، می‌تواند منجر به نوری با بسامد 2ν شود که در همان راستا سیر می‌کند. این فرآیند، به دو برابرسازی بسامد موسوم است. در شقی دیگر، می‌توان باریکه‌هایی با بسامد ν_1 و ν_2 را با هم مخلوط کرده، بسامد $\nu_1 + \nu_2$ را به دست آورد (همین‌طور تفاضل بسامدها $\nu_1 - \nu_2$ و بسامدهای دو برابر شده $(2\nu_1)$ و $(2\nu_2)$). مراتب بالاتری از این اثر مثلاً، در امکان تولید هماهنگ سوم $3\nu_1$ ، یا بسامد مخلوط $\nu_1 + \nu_2$ دیده شده است. در برخی کاربردها با گذراندن باریکه از بیش از یک سلول، بسامد 4ν یا بیشتر نیز حاصل می‌گردد.

قبل از این که دو برابرسازی مؤثر بسامد صورت گیرد، باید دو شرط زیر برآورده شود [بخش (۳-۲-۵) را ببینید] (۱) محیط باید برای بسامدهای ν و 2ν شفاف باشد؛ و (۲) تابش با بسامد دو برابر شده باید با تابش فرودی هم فاز باشد [شکل (۳-۲۸) را ببینید]، که لازم است شرط جورشدن فاز:

$$n(2\nu) = n(\nu) \quad (۱۶-۷)$$

برآورده شود (که $n(\nu)$ ضریب شکست محیط در بسامد ν است). برای این که ببینیم وقتی شرط دوم برقرار نیست چه پیش می‌آید، باریکه‌اولیه به صورت:

$$E = E_0 \cos(\omega_1 t - k_1 z)$$

را در نظر می‌گیریم که از دی‌الکتریکی در محدوده $z=0$ تا $z=L$ سیر می‌کند. اگر ناحیه‌هایی را که $\cos^2(\omega_1 t - k_1 z)$ بیشینه است به عنوان «مولدهای» نور با بسامد دو برابر شده [مطابق شکل (۳-۲۸)] در نظر بگیریم؛ آن‌گاه مولد در $z=0$ و $t=0$ موجکی با بسامد دو برابر شده تولید می‌کند که در زمان $t = \frac{1}{2}(L/\nu_2)$ به موضع $z = \frac{1}{2}L$ می‌رسد. در این جا $\nu_2 = c/n(2\nu_1)$ فاز باریکه‌اولیه در این مکان و زمان، عبارت است از:

$$\phi = \omega_1 t - k_1 z = \left(\frac{\omega_1}{\nu_2} - k_1\right) \frac{L}{2} = [n(2\nu_1) - n(\nu_1)] \frac{\pi L}{\lambda}$$

که در آن طول موج در خلأ است. اگر این فاز $\pi/2$ باشد موجکهای ایجاد شده در $z=0$ و $z = \frac{1}{2}L$ هم فاز نبوده و یکدیگر را حذف می‌کنند. بطور مشابه، همه موجکهای ایجاد

شده در $z = L$ تا $z = 0$ دو به دو یکدیگر را حذف می کنند؛ و در نتیجه، شدت باریکه با بسامد دو برابر شده صفر است. بنابراین، طولی که در این مورد رخ می دهد، برابر است با:

$$L_0 = \frac{\lambda}{2[n(2\nu_1) - n(\nu_1)]}$$

در حالت کلی، می توان نشان داد [مسأله (۷-۲) را ببینید] که شدت باریکه با بسامد دو برابر شده، عبارت است از:

$$I \propto \frac{\sin^2(L\pi/L_0)}{[n(2\nu_1) - n(\nu_1)]^2} \quad (۷-۱۷)$$

مقدار بیشینه وقتی پیش می آید که شرط (۷-۱۶) برقرار باشد، و در این صورت I متناسب با L^2 است. شدت وقتی نصف مقدار بیشینه را دارد که:

$$|n(2\nu_1) - n(\nu_1)| = \frac{0.44\lambda}{L} \quad (۷-۱۸)$$

از معادله (۷-۱۸) می بینیم که $n(2\nu)$ و $n(\nu)$ باید خیلی به یکدیگر نزدیک باشند تا دو برابر سازی بازدهی داشته باشد. برای مثال، اگر $\lambda \sim 500 \text{ nm}$ و $L \sim 10^{-2} \text{ m}$ باشد، لازم است $|n(2\nu) - n(\nu)| \leq 2 \times 10^{-5}$. یک طریقه حصول این امر، استفاده از بلور دو شکستی است که در بخش (۳-۲-۴) تشریح شده است. با میزان کردن سمت گیری بلور، آن را به شرط جور شدن فاز، کوچک می کنیم [شکل (۳-۲۹) را ببینید]. بلور را می توان به طریقی دیگر با میزان کردن دمای آن، کوچک کرد؛ زیرا ضریب شکست، به دما بستگی دارد. باز هم راه حل دیگری برای این منظور وجود دارد که از گاز به عنوان محیط دو برابر سازی بسامد استفاده می شود؛ زیرا در این صورت، ضریب شکست، به دلیل این که در همه بسامدها تقریباً واحد است، بطور تقریبی ثابت می باشد. مورد اخیر، نتیجه دیگری نیز دارد؛ بدین معنی که گاز، بیشتر از یک محیط چگال نسبت به بسامد دو برابر شده شفاف است. برای بازدهی بیشتر، معمولاً لازم است که اتمهای گاز تقریباً در بسامدهای ν و 2ν تشدید پیدا کنند (یعنی، اتم باید به حالتی با انرژی نزدیک به $h\nu$ و $2h\nu$ برانگیخته شود). اغلب بخار فلزات قلیایی برای این منظور، به کار می روند. وقتی اثرات مرتبه های بالاتر مورد نظر است، از قبیل تولید بسامدهای $3\nu_1$ یا $\nu_2 + 2\nu_1$ ، در صورتی که بسامد نهایی بالا باشد (مثلاً در فرابنفش خلا) معمولاً استفاده از بخارهای فلزی یا گازها، ضروری است؛ زیرا سایر محیطها قویاً در این بسامدها

جاذب هستند .

۲-۲-۷ بیناب نمایی بدون اثر دوپلری

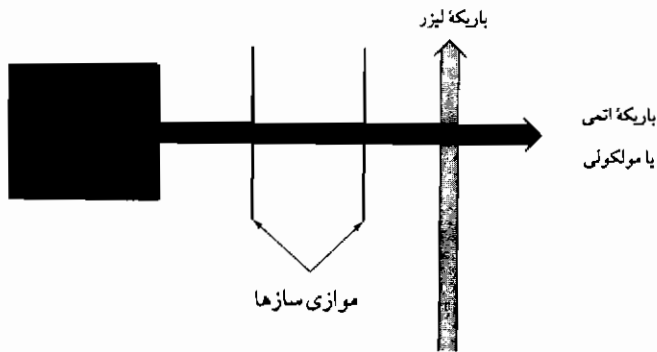
بیناب اتمی و مولکولی نوعاً شامل گروههای بسیاری از خطهای نزدیک به هم می باشند . از آن جا که اتمها دارای حرکتهای گرمایی تصادفی اند ، خطهای جذبی پهن شدگی دوپلری دارند [بخش (۳-۶) را ببینید] که اغلب مقدارشان از فواصل خطها در هر گروه بیشتر است ، و باز هم بدتر این که خطهای نشری از منابع معمولی نور نیز پهن شدگی دوپلری دارند ، و از این رو ، مطالعه یکایک خطها غالباً به کار و مهارت زیاد نیازمند است .

البته اختراع لیزر ، فوراً همه این مشکلات فنی را در بیناب نمایی ، مرتفع نکرد ؛ زیرا هر چند نور لیزر را می توان با پهنای بسیار باریک تهیه کرد ، اتمها و مولکولهای مورد مطالعه ، کماکان حرکت گرمایی دارند ؛ و لذا خطوط جذبی آنها باز هم پهن شدگی دوپلری پیدا می کنند . آنچه در این جا لازم می باشد ، وسیله ای است که حرکت اتمهای مورد بحث را به نحو مؤثر «منجمد» کند ؛ و فن این کار ، موضوعی است که ما هم اکنون بدان می پردازیم . مورد استفاده این فنها متأسفانه خارج از سطح این کتاب است ، اما باید یادآور شد که فنون مزبور ، به آزمایشهای جالب و مهم بسیاری در بیناب نمایی اتمی و مولکولی منجر شده است .

فن باریکه متقاطع

چون اتمها دارای مؤلفه سرعت متغییری در راستای باریکه نور جذب شده است ، خطهای جذبی اتمی پهن شده دوپلری هستند ؛ و بنابراین ، طریقه بدیهی برای تقلیل پهنای دوپلری ، این است که از تصادفی بودن حرکتهای گرمایی کاسته شود تا همان طور که در شکل (۷-۵) آمده ، مطمئن شویم اتمها فقط در امتداد عمود بر باریکه نور ، حرکت دارند . در عمل ، باریکه اتمی موازی شده ، هنوز شامل گستره کوچکی از راستاها می باشد ، و باریکه لیزر نیز ممکن است اندکی واگرایی داشته و در نتیجه پهنای مؤثری ، به صورت زیر حاصل شود [معادله (۶-۲۶) را ببینید] :

$$\Delta\nu \sim \Delta\nu_{\text{Doppler}} \times \Delta\theta \sim 10^{-6} \nu_0 \left(\frac{T}{A}\right)^{1/2} \Delta\theta,$$



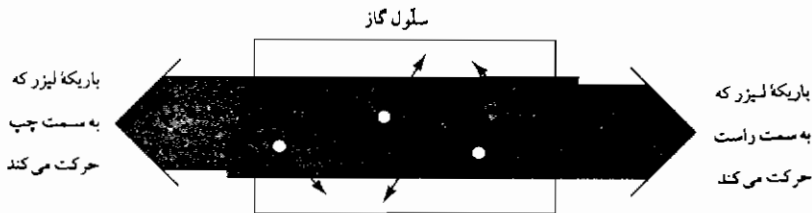
شکل ۷-۵- تقاطع متعامد یک باریکه اتمی و یک باریکه لیزری، پهنای دوبلر خطوط جذبی اتمی را تقلیل می‌دهد.

که T دمایی مؤثر چشمه اتمی، A وزن اتمی و $\Delta\theta$ نصف گستره زاویه ای راستای نسبی اتم- فوتون است. این پهنای غالباً آن قدر کوچک است که با خود باریکه لیزر، هم مرتبه می‌باشد، ولی باریکه اتمی لزوماً تنها چگالی کمی دارد، و حجم هم پوششانی دو باریکه کوچک است و میزان بالنسبه اندکی از رویدادهای جذب را نتیجه می‌دهد.

بیناب نمایی شیب لمب^۱

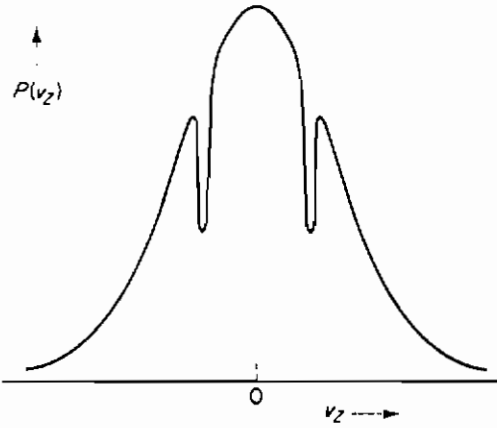
در شکل (۷-۶) اساس فنّ بهتری ارائه شده است. اگر بسامد ν یک باریکه لیزر پایین تر از بسامد جذبی اتم ساکن انتخاب شود، فقط اتمهایی می‌توانند از باریکه لیزر فوتون جذب کنند که مؤلفه سرعت آنها [معادله (۶-۲۴)] را ببینند] در راستای مخالف باریکه باشند. بنابراین، باریکه به ازای این مقدار ν در توزیع سرعت‌های اتم ایجاد شکاف می‌کنند. حال، اگر باریکه از داخل سلول گاز به عقب بازتاب یابد (یا باریکه تقسیم شده و در مسیری دیگر منعکس گردد تا دو باریکه نتیجه دهد)، دو شکاف طبق شکل (۷-۷) ایجاد می‌شود. پهنای شکافها به پهنای Γ طبیعی و پهن شدن ناشی از فشار بستگی دارد [بخش (۶-۳)] را ببینید. توان جذب شده از هر باریکه لیزر به مساحت شکاف مربوطه بستگی دارد. وقتی شدت باریکه زیاد است، مقدار $P(\nu)$ در کمینه یک شکاف کوچک است، و جذب به حالت اشباع نزدیک می‌شود.

$$v_z = \frac{c(v - v_{||})}{v_{||}}$$

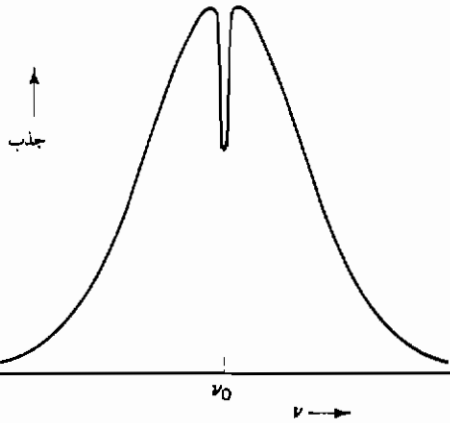


شکل ۷-۶- دو باریکه لیزری که به دو طرف منتشر می شوند، بسامدهای ν برابری دارند. اگر این بسامد از بسامد جذب $\nu_{||}$ اتم ساکن کمتر باشد، آن گاه فوتونهایی که به سمت چپ در حرکتند فقط می توانند توسط اتمهایی که مؤلفه سرعت مناسبی به سمت راست دارند، جذب شوند (این اتمها در شکل به صورت دایره های روشن، نشان داده شده اند). برعکس فوتونهایی که به سمت راست حرکت می کنند، تنها می توانند توسط اتمهای تیره جذب شوند. وقتی $\nu = \nu_{||}$ است، هر دو باریکه همان مجموعه اتمها، یعنی آنهایی که دارای $v_z = 0$ هستند، اندرکنش می کنند.

هرگاه بسامد لیزر حول بسامد مرکزی $\nu_{||}$ روییده شود، پدیده ای جالب رخ می دهد (بیشتر لیزرها می توانند روی نمایه خطی شان كوچك شوند، ولی لیزرهای رنگی می توانند روی گستره بسیار پهن تری كوچك گردند. تا وقتی تفاوت ν و $\nu_{||}$ بیشتر از Γ است؛ دو شکاف، از هم مجزاً بوده و جذب یک باریکه لیزر از حضور باریکه دیگر تأثیر نمی پذیرد. اما، وقتی ν و $\nu_{||}$ یکی شوند، فقط یک شکاف در مرکز توزیع سرعت ایجاد می شود، و آن گاه هر دو باریکه لیزر با همان زیرمجموعه اتمها در رقابتند، یعنی باریکه ها بطور عمود بر راستاهای باریکه حرکت می کنند. اگر شدت باریکه های لیزری زیاد باشد، مساحت این شکاف منفرد، خیلی از مورد هر یک از شکافهای مجزای شکل (۷-۷) بزرگتر نیست؛ و بنابراین، جذب هر باریکه، مطابق شکل (۷-۸) کاهش تیزی دارد. این اثر، به جذب اشباعی و شیب در منحنی جذب به شیب لمب موسوم است.



شکل ۷-۷- دو شکاف حاصله در توزیع سرعت آنها توسط دو باریکه لیزر با بسامد یکسان ν ، وقتی $\nu \neq \nu_0$ است.



شکل ۷-۸- شیب لب ناشی از جذب اشباعی وقتی که بسامد مشترک ν دو باریکه لیزر

نمایه دوپلری یک خط جذب را برود.

اهمیت شیب لب، در این است که پهنای آن عبارت است از پهنای همگن Γ ، که معمولاً خیلی از پهنای دوپلر، کوچکتر است. بنابراین، می توان بیناب جذبی آنها و مولکولها را فارغ از هر مشکل ناشی از حرکت گرمایی، مطالعه کرد؛ به شرط این که گذارها در محدوده

گستره طول موجهای یک لیزر کواک پذیر (لیزری که بسامد خروجی آن دو برابر شده باشد) و از نظر اپتیکی مجاز باشند.

بیناب جذبی دو فوتونی

یک فن دوپلر-آزاد دیگر ناشی از خواص غیر خطی فرآیند جذب اتمی است وقتی شدت باریکه لیزر، خیلی زیاد باشد. بویژه این امکان وجود دارد که حالت پایه اتم به حالتی با انرژی E از طریق جذب همزمان دو فوتون هر یک با انرژی $\frac{1}{2}E$ برانگیخته شود به شرط این که قواعد انتخاب مناسب برقرار باشد. یکی از این قواعد انتخاب، آن است که حالت‌های بالاتر و پایین تر باید زوجیت یکسانی داشته باشند [بحث کاملتر مربوط به فرآیند جذب دو فوتونی و قواعد انتخاب مربوطه، در بخش (۴-۵) آمده است] که دال بر این است که گذارهایی که برای آنها جذب دو فوتونی مجاز می باشد، جذب یک فوتون از نظر اپتیکی قدغن است. بنابراین، هر روش دوپلر آزاد که بر جذب دو فوتون مبتنی باشد، به تعبیری مکمل روش شکاف لمب برای جذب یک فوتون است.

دو فوتون مزبور، لازم نیست که قبل از جذب در یک راستا حرکت کنند؛ و بنابراین، با تنظیم راستاهایشان می توانیم جمع اندازه حرکت خطی آنها را میزان کنیم، و از این رو، اندازه حرکت اتم را هنگام جذب فوتونها، تغییر دهیم. بخصوص، می توانیم ترتیبی دهیم که دو فوتون در راستاهای مخالف حرکت کنند، بطوری که جمع اندازه حرکت آنها، صفر باشد. در این حالت، تغییری در اندازه حرکت یا انرژی جنبشی اتم، پیش نمی آید؛ و از این رو، انتقال دوپلر نخواهیم داشت. این مطلب را از این واقعیت نیز می توان دریافت که وقتی اتم با مؤلفه سرعت v_z فوتونی با انرژی $h\nu_0$ را که در راستای $+z$ سیر می کند جذب نماید؛ تغییر انرژی آن، عبارت است از:

$$\Delta E = h\nu_0 \left(1 - \frac{v_z}{c}\right),$$

حال آن که اگر این اتم دو فوتونی را که در راستاهای مخالف حرکت می کنند، جذب کند؛ تغییر انرژی آن به صورت زیر در می آید:

$$\Delta E = h\nu_0 \left(1 - \frac{v_z}{c}\right) + h\nu_0 \left(1 + \frac{v_z}{c}\right) = 2h\nu_0,$$

که مستقل از λ است .

بدین ترتیب، فن مزبور ساده است: دو باریکه را که در دو جهت مخالف انتشار می یابند، از یک لیزر کوک پذیر تهیه کرده، از یک سلول جذب عبور می دهیم. میزان جذب معمولاً از طریق مشاهده واپاشی فوتون تراز بالاتر به تراز سومی از اتم قابل تعیین است. این فن به بیناب‌نمایی جذبی دو فوتونی موسوم است. باریکه‌های لیزری با توان بالاتری در مقایسه با بیناب‌نمایی جذبی اشباع شده مورد نیاز است، ولی مزیتی که این موضوع را جبران می کند، آن است که همه اتمهای گاز می توانند بدون توجه به مقدار λ در سیگنال جذب، مشارکت داشته باشند.

۳-۴-۷ هولوگرافی (تمام نگاری)

یکی از جذاب‌ترین کاربردهای همدوسی نور لیزر هولوگرافی یا بازسازی جبهه موج است. برای نخستین بار، دنیس گابور^۱ در سال ۱۹۴۸ م. بازسازی جبهه موج را نمایش داد (مجله Nature، ۷۷۷، ۴۰۹۸)، ولی بازسازی با کیفیت بالا، تنها پس از اختراع لیزر، امکان پذیر شد.

اصولی فیزیکی هولوگرافی، در شکل (۷-۹) نشان داده شده است. صفحه عکاسی (I) یک موج گروی را از دهانه روزنه دریافت می کند که ما آن را به عنوان شیئی که جبهه موجش باید بازسازی شود، در نظر می گیریم؛ و (II) یک موج تخت که آن را موج مرجع می نامیم متوسط منشور شکل می گیرد. از آن جا که دو جبهه موج، از یک موج تخت فرودی حاصل می شوند، با یکدیگر همدوسند (با فرض این که موج تخت به وسیله یک لیزر تهیه می شود، و از این رو دارای درجه بالایی از همدوسی فضایی و زمانی است). فاصله روزنه تا موضع x روی صفحه عکاسی، عبارت است از:

$$l(x) = (L^2 + x^2)^{1/2} = L + \frac{1}{2} \frac{x^2}{L} + \dots,$$

(که x از مرکز صفحه، اندازه گیری می شود) و بنابراین، میدان الکتریکی موج گروی، دارای مقدار:

$$E_{\text{obj}}(x) = A_0 \exp \left[j \left(\omega t - \frac{kx^2}{2L} + \phi_0 \right) \right]$$

در صفحه می باشد که تقریباً ثابت (به ازای $x \ll L$) است و A_{0i} و ϕ_{0i} حقیقی فرض می شوند. به طریقی مشابه میدان موج مرجع در صفحه، به صورت زیر است:

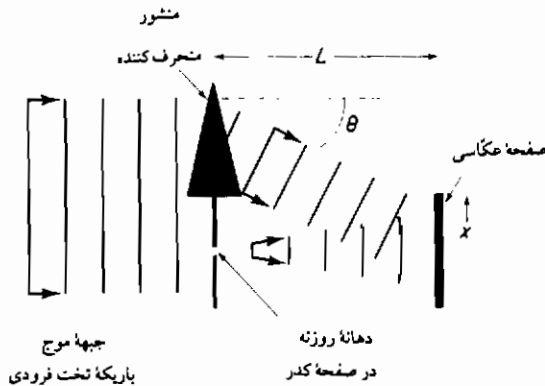
$$E_{ref}(x) = A_r e^{j(\omega t + kx \sin \theta + \phi_r)}$$

که A_r و ϕ_r هر دو ثابتهای حقیقی اند. بنابراین، شدت در صفحه عبارت است از:

$$I(x) \propto |E_{ref} + E_{obj}|^2$$

$$= A_r^2 + A_0^2 + A_r A_0 \exp \left[j \left(-\frac{kx^2}{2L} + \phi_0 - kx \sin \theta - \phi_r \right) \right]$$

$$+ A_r A_0 \exp \left[j \left(\frac{kx^2}{2L} - \phi_0 + kx \sin \theta + \phi_r \right) \right]. \quad (19-7)$$



شکل ۷-۹- منشور و دهانه روزنه، موجب می شوند که یک موج تخت و یک موج گروی به صفحه عکاسی برسند؛ و در این صفحه، یک الگوی تداخلی ایجاد کنند.

پس از ظهور و ثبوت [بخش (۹-۲-۲)] را ببینید] توان تراگسیل H صفحه عکاسی (یعنی قسمتی از نور که توسط صفحه عبور داده می شود) به x بستگی دارد. اگر کل زمان عکسبرداری نه خیلی کوتاه و نه خیلی زیاد باشد، بطوری که $H(x)$ در محدوده $0,2$ باشد (انرژی تابشی لازم برای این مورد، بسته به نوع ماده حساس فیلم و طول موج از 10^{-7} تا یک ژول بر مترمربع متغیر می باشد)، مشخص شده است که:

$$H(x) \propto [I(x)]^{-\gamma/2},$$

که γ از مرتبه واحد است. با فرض این که موج مرجع خیلی شدیدتر از موج شیء باشد، نتیجه می‌گیریم که:

$$H(x) \propto A_r^{-\gamma-2} \left\{ A_r^2 - \frac{\gamma}{2} A_0^2 - \frac{\gamma}{2} A_r A_0 \exp \left[j \left(-\frac{kx^2}{2L} - kx \sin \theta + \phi_0 - \phi_r \right) \right] - \frac{\gamma}{2} A_r A_0 \exp \left[j \left(\frac{kx^2}{2L} + kx \sin \theta - \phi_0 + \phi_r \right) \right] \right\} \quad (20-7)$$

از این رابطه، ملاحظه می‌شود که صفحه عکاسی پس از ظهور برخلاف عکسهای معمولی اطلاعاتی درباره فاز موج شیء و همچنین دامنه آن، دربر دارد. گابور، صفحه مورد اشاره را هولوگرام نامید که از کلمه یونانی Holos به معنای «تمام» گرفته شده است.

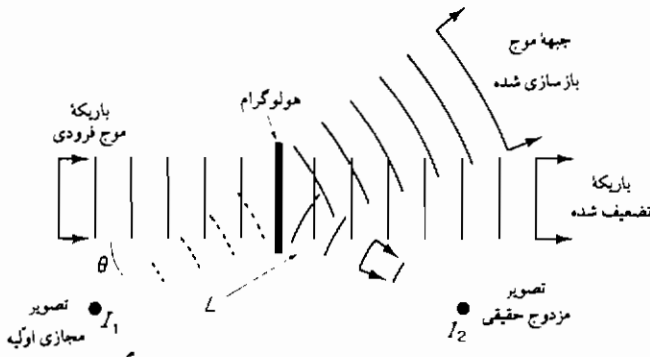
برای کسب اطلاعاتی در مورد فاز از هولوگرام، لازم است که آن را با یک موج مرجع مناسب دیگر روشن کنیم. شکل (۷-۱۰) مثالی از این مورد است که موج مرجع در محل هولوگرام به صورت ساده زیر است:

$$E'_{ref} = A'_r e^{i(\omega t + \phi'_r)}$$

میدان الکتریکی عبوری از هولوگرام، عبارت است از:

$$E = E'_{ref} \times H(x) \propto A'_r A_r^2 \exp[j(\omega t + \phi'_r)] - \frac{\gamma}{2} A'_r A_0^2 \exp[j(\omega t + \phi'_r)] - \frac{\gamma}{2} A'_r A_r A_0 \exp \left[j \left(\omega t - \frac{kx^2}{2L} - kx \sin \theta + \phi \right) \right] - \frac{\gamma}{2} A'_r A_r A_0 \exp \left[j \left(\omega t + \frac{kx^2}{2L} + kx \sin \theta - \phi \right) \right]. \quad (21-7)$$

هریک از چهار جمله فوق، نشانگر شکل ساده‌ای از موج در حال انتشار است. جمله اول، معرف باریکه فرودی است که بطور مداوم تضعیف می‌شود. جمله دوم که کوچکترین جمله است (زیرا $A_0 \ll A_r$) نیز به باریکه فرودی مربوط است که به علت وابستگی A_0 به x دستخوش پراش می‌گردد.



شکل ۷-۱۰- بازسازی جبهه موج شی نقطه‌ای اصلی توسط تاباندن يك باریکه موج تخت مرجع به هولوگرام. يك تصویر مزدوج نیز به وجود می آید.

برای این که اهمیت جمله سوم را ملاحظه کنیم، شکل جبهه موج یک شی نقطه‌ای واقع در موضعی را که در شکل با I_1 مشخص شده در نظر می گیریم. فاصله I_1 تا موضع x روی هولوگرام عبارت است از:

$$l'(x) = [(L \cos \theta)^2 + (L \sin \theta + x)^2]^{1/2} = L + x \sin \theta + \frac{x^2}{2L} + \dots,$$

و بنابراین، میدان در محل هولوگرام، به صورت زیر است:

$$E'(I_1) = A'_0 \exp \left[j \left(\omega t - \frac{kx^2}{2L} - kx \sin \theta + \phi' \right) \right] \quad (۷-۲۲)$$

همان طور که می بینیم، این میدان، مشابه میدانی است که توسط جمله سوم معادله (۷-۲۱) داده می شود. از این رو، این جمله مربوط به جبهه موجی کروی است که مطابق شکل مزبور به نظر می رسد از نقطه I_1 آمده است. با استدلالی مشابه، می بینیم که جمله چهارم، حاصل جبهه موجی است که در نقطه I_2 در شکل مزبور، همگرا می شود.

ناظری که در طرف راست هولوگرام شکل (۷-۱۰) قرار دارد، قادر است سه مؤلفه میدان را، بسته به راستای دیدش ببیند. اگر ناظر، از داخل هولوگرام به موضع I_1 نگاه کند، تصویری مجازی از شی اصلی می بیند. اما، در راستای عمود بر هولوگرام ناظر ادامه باریکه

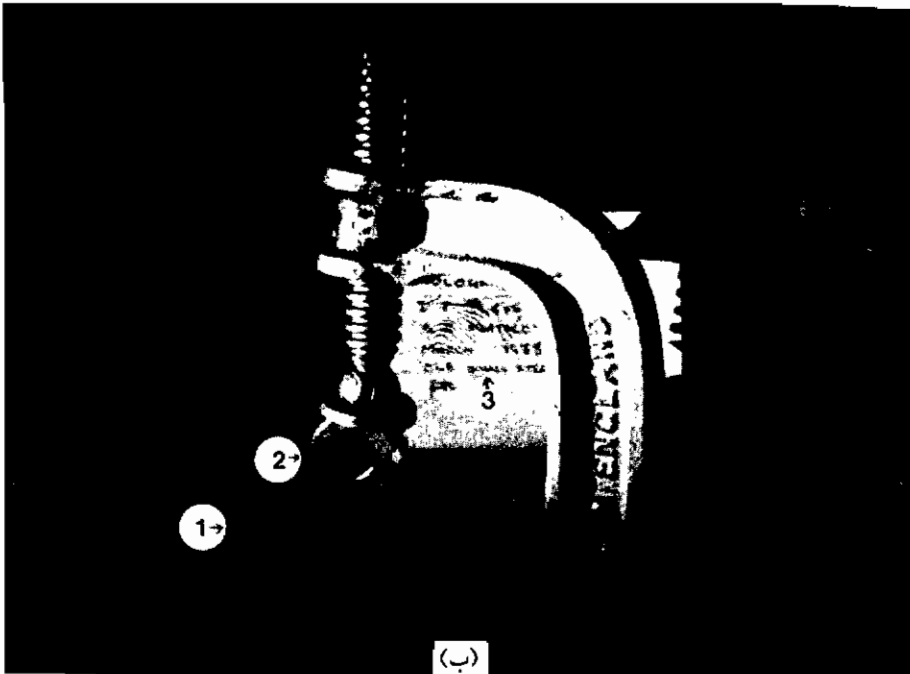
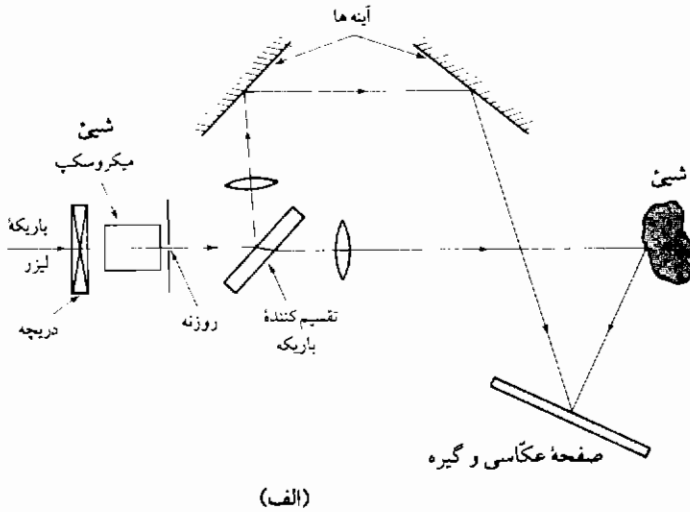
فرودی را که تضعیف شده و اندکی تفرق پیدا کرده است، مشاهده می‌کند. سرانجام، با قرار دادن یک پرده در محل $\lambda/2$ تصویری حقیقی از شیء اصلی، قابل رؤیت است.

تعمیم موضوع به اشیای سه بُعدی، آسان است. با این فرض که سطوح اشیا به جای انعکاس نور فرودی را پخش می‌کنند، هر نقطه روی سطح را می‌توان معادل شیء روزنه در شکل (۷-۹) در نظر گرفت. بخشی از باریکه لیزر که برای روشن کردن اشیا مورد استفاده است، باید به نحوی مناسب بازتابیده یا شکسته شود تا باریکه مرجع را به وجود آورد که بتواند با نور پراکنده در صفحه عکاسی ترکیب شود. شکل (۷-۱۱ الف) ترتیبات مذکور را در آزمایشگاههای آموزشی دوره لیسانس دانشگاه منچستر، نشان می‌دهد.

برای این که نور پراکنده با باریکه مرجع هم‌دوس باشد، باید شیء در طول زمان عکسبرداری، خیلی کمتر از یک طول موج جابه‌جا شود، و طول هم‌دوسی نور لیزر باید حداقل دو برابر عمق میدان مورد نظر باشد. همان طول هم‌دوسی، در فرآیند بازسازی نیز مورد نیاز است.

معمولاً هر قسمت از هولوگرام، از همه نقاط سطح شیء نور دریافت می‌کند (به استثنای نقاطی که به ظاهر سایر اجسام از هولوگرام مخفی می‌مانند)، و از این لحاظ مقداری اطلاعات زاید ثبت می‌شود. این گونه هولوگرامها را هولوگرام زائده‌دار می‌نامند. این مورد، ویژگی جالبی را موجب می‌شود که بتوان هر جزء کوچک هولوگرام را جدا کرده، به صورت یک هولوگرام جداگانه مورد استفاده قرار داد؛ و در نتیجه، جبهه موج کل شیء را بازسازی نمود. خاصیت جالب دیگر، این است که لازم نیست طول موج λ که در فرآیند ساختن به کار می‌رود، برابر همان طول موج λ_1 باشد که برای ساختن هولوگرام استفاده می‌شود. می‌توان با ترتیبات مناسبی برای بازسازی مرتبه λ_1/λ_2 را بزرگتر کرد.

نوع دیگر هولوگرامها، هولوگرام فاز است که تفاوت آن با هولوگرام معمولی، در این است که پس از این که در معرض موجهای پراکنده و مرجع قرار می‌گیرد ظاهر می‌شود. عمل ظهور، به نحوی است که هولوگرام حاصله، در تمام سطحش شفاف است، لکن با این تفاوت که شدت متغیر $I(r)$ به ضخامت اپتیکی متغیری از صفحه ظهور، تبدیل شده است. در مرحله بازسازی هولوگرام فاز، فاز باریکه مرجع تغییر می‌کند، و تصویری بازسازی شده به ما می‌دهد. به علت شفاف بودن هولوگرام فاز، شدت تصویر مزبور، در مقایسه با مورد هولوگرام معمولی بیشتر است.



شکل ۷-۱۱- (الف) ترتیبی که در آزمایشگاههای آموزشی دوره کارشناسی دانشگاه متجسّمتر برای تهیه هولوگرام به کار گرفته شده است؛ (ب) بازسازی يك هولوگرام تداخلی دو عکسی که توسط دو دانشجو انجام شده است. بین دو عکسبرداری گیره G به آرامی سفت می شود. طرحهای فریزی در ۱ و ۲ تنش در صفحه فلزی و حلقه را نشان می دهد؛ حال آن که فریزهای ۳ نشان دهنده حرکت يك تکه کاغذ می باشد.

هولوگرافی کاربردهای بسیاری دارد. مثلاً از اثر درشت‌نمایی در میکروسکوپیهای هولوگرافی برای ایجاد درشت‌نمایی‌هایی تا مرتبه ۱۰۰ استفاده می‌شود. کاربرد دیگر، تعیین نحوه تغییر شکل، یا تغییر موضع یک جسم برحسب زمان است. برای مثال، دو عکسبرداری در زمانهای مختلف را می‌توان برای تشکیل هولوگرام، به کار بُرد. در این صورت، دو جبهه موج در بازسازی وجود خواهد داشت، و هر تغییری در شکل یا حرکت، موجب اختلاف دو جبهه موج شده، به تداخل آنها منجر می‌گردد. لذا، طرح تداخلی (مشابه طرحهای تداخلی لایه‌های نازک) به ما اطلاعاتی درباره حرکت جسم می‌دهد. این عمل، به تداخل سنجی هولوگرافی، موسوم است و نوعاً در اندازه‌گیری ارتعاشات یا واپیچشهای کوچک، به کار می‌رود؛ مثالی در این باره، در شکل (۷-۱۱ ب) نشان داده شده است. یک نمونه مربوط به این فن در تشخیص هویت (یا بازشناسی اجسام دیگر از قبیل انگشت‌نگاری) مورد استفاده قرار می‌گیرد. در این جا موج پراشیده از شخص یا شیء برای روشن کردن هر کدام از هولوگرامهای مرجع موجود در بایگانی، به کار برده می‌شود؛ هولوگرامی که بیشترین شباهت را به شخص دارد، قویترین باریکه مرجع اصلی را نتیجه می‌دهد.

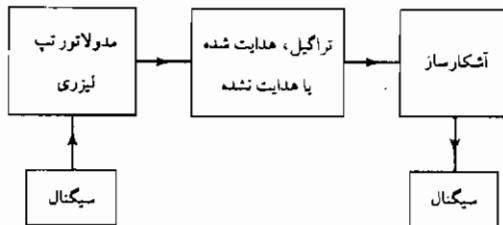
قابلیت مهم دیگر هولوگرافی، در زمینه ذخیره‌سازی داده‌ها در کامپیوتر است. می‌توان آرایه‌هایی از هولوگرامهای ریز (قطر کوچکتر از ۱ میلی‌متر) را ساخت و ترتیبی داد که هر یک از هولوگرامها، با پرتو باریکی از لیزر روشن شود؛ تا طرح مشخصه‌ای از باریکه‌ها که توسط آرایه‌ای از آشکارسازهای نوری تولید می‌شود، به دست آوریم. با این روش، مقدار زیادی داده را می‌توان در فضای کوچکی جای داد.

۴-۲-۷ ارتباطات

اطلاعات معمولاً به یکی از این روشها منتقل می‌شود: (I) مدوله کردن دامنه موج حامل سینوسی؛ یا (II) مدوله کردن بسامد موج حامل، و یا (III) حذف انتخابی برخی تپها از باریکه حاوی قطار منظمی از تپهای باریک. این سه روش، به ترتیب: مدوله کردن دامنه؛ مدوله کردن بسامد؛ و مدوله کردن گُذ-تپ، نامگذاری شده‌اند. میزان انتقال اطلاعات، به پهنای باند قابل حصول، بستگی دارد. برای مثال، با بسامد تلویزیونی ۳۰۰ MHz و پهنای باند ۸ MHz می‌توان اطلاعات لازم را برای تهیه تصویر بدون لرزش با تفکیک بالا، انتقال داد. از آن جا که پهنای باند کسر قابل توجهی از بسامد موج حامل را دربر دارد، فقط تعداد معدودی کانالهای

تلویزیونی قابل ارسال به یک محلّ معین است. پهنای باند لازم برای ارتباطات رادیویی خیلی کوچکتر، و برای ارتباطهای تلفنی باز هم کوچکتر است، تقریباً ۵ KHz، لکن به دلیل این که موج حامل نیز بسامد کمتری دارد، باز هم تعداد کانالها محدود است.

فایده استفاده از نور لیزر در انتقال اطلاعات، این است که بسامد موج حامل (که تقریباً 5×10^{14} Hz برای نور مرئی می باشد) چندین مرتبه بیشتر از بسامدهای مورد استفاده در ارتباطهای تلویزیونی، رادیویی و تلفنی است. برای مثال، اگر پهنای باند نور لیزر 0.1 درصد بسامد موج حامل باشد، در اصل، امکان دارد 6×10^3 کانال تلویزیونی یا 10^8 کانال تلفنی دایر کرد که شاید بیش از حد نیاز فعلی جهان است! پهنای باندی که تاکنون بدان دست یافته ایم خیلی کوچکتر از این است، ولی هنوز آن قدر بزرگ می باشد که به قابلیت لیزر در فن ارتباطات، جایگاه بسیار مهمی بخشیده است. عناصر اصلی یک نوع ساده از سیستمهای مخابراتی لیزری، در شکل (۷-۱۲) نشان داده شده است.



شکل ۷-۱۲- عناصر اصلی یک سیستم ساده مخابراتی لیزری

یک روش بدیهی برای مدوله کردن دامنه یک باریکه لیزر، عبارت است از مدوله کردن توان دمش است. بسامد قابل حصول، به دو عامل محدود می شود: یکی میزان تغییر توان دمش توسط سرعت چرخه دمش؛ و دیگری عمر تراز بالایی لیزر در هنگام عمل لیزر. همان طور که در بخش (۶-۴-۴) دیدیم، این عوامل مخصوصاً برای لیزرهای نیمه هادی مطلوب است که می توانند تا حدود 10^{11} Hz مدوله دامنه شوند.

روش دیگر مدوله کردن دامنه، این است که باریکه لیزر را به وسیله یک مدولاتور الکترو-اپتیکی [از قبیل سلول پولکلز، بخش (۳-۲-۴) را ببینید] متناوباً قطع یا تضعیف کرد. مدولاتور را می توان در داخل یا بیرون از کاواک لیزر قرار داد. وقتی نیاز به مدوله کردن کد-تپ

داریم یک قطار پیوسته از تپهای باریک به یکی از فنهای مورد اشاره در بخش (۷-۱-۴)، تولید کرده، با عبور دادن قطار از یک سلول الکترو-اپتیکی سویچ شده تپها را قطع می‌کنیم. انتقال باریکه لیزر مدوله یا از طریق جو زمین (انتقال هدایت نشده) یا لوله نوری یا فیبر نوری [انتقال هدایت شده، بخش (۲-۵) را ببینید] انجام پذیر است. روش انتقال هدایت نشده ساده تر بوده، اغلب برای فواصل کوتاه (حدود چند کیلومتر) مورد استفاده است؛ ولی پدیده های جوئی (باران، مه، برف) بر آن تأثیرات سوء دارد. حتی در هوای صاف، بخار آب و دی اکسید کربن هوا باعث جذب شده، و ناهمگنیهای گرمایی موجب اعوجاج و تغییر در راستای باریکه می‌گردد. بنابراین، برای دستیابی به ارتباطاتی مطمئن، لازم است از انتقال هدایت شده استفاده گردد که در این زمینه پیشرفتهای زیادی در رابطه با موجبرهای فیبری، بویژه در ارتباطات تلفنی حاصل شده است. این موجبرها را به اختصار در بخش (۲-۵) بررسی کردیم. موجبرها نوعاً شامل فیبرهای کوارتزی استوانه ای به قطر تقریبی $50 \mu\text{m}$ هستند که معمولاً به صورت بسته ای از آنها به کار می‌روند. میزان تضعیف فیبرها می‌تواند تا کمتر از 1 dB/km باشد که امکان انتقال تا دهها کیلومتر را به ما می‌دهد، و حتی با چند مرحله تقویت انتقال به فواصل دورتر نیز میسر می‌باشد.

۷-۲-۵ اندازه گیری فاصله و سرعت

یکی دیگر از موارد استفاده مهم لیزرها، اندازه گیری دقیق فواصل و سرعتهاست. یک راه اندازه گیری فاصله یک جسم L بازتاباندن یک باریکه لیزری مدوله شده و اندازه گیری اختلاف فاز باریکه فرودی و بازتابی می‌باشد. اختلاف فاز، عبارت است از:

$$\Delta\phi = \omega \Delta t = 4\pi Lv/c,$$

که v بسامد مدوله شدن است. چون اختلاف فاز مزبور زاویه ای است که پس از مضرب نامعلومی از 2π اضافه آمده، چندین اختلاف بسامد را باید به کار برد تا فاصله بدون ابهام تعیین شود. ژئودولیت‌های تجاری بر این مبنا ساخته شده و دقتی تقریباً ۱ میلی متر در هر کیلومتر دارند.

روش دیگر برای اندازه گیری فاصله، این است که با استفاده از انتقال تپدار، زمان پرواز یا زمان رفت و برگشت، اندازه گیری می‌شود. این روش، به فن تپ-پژواک موسوم است. در مورد فاصله زمین تا ماه، زمان پرواز $2/6$ ثانیه است؛ و با توجه به دقت $0/5$ نانو ثانیه، فاصله مزبور با دقت $+15$ سانتی متر، تعیین شده است.

برای اندازه گیری سرعت یک جسم دور از جابه جایی دوپلری باریکه بازتابیده، استفاده می شود. بسامدزنش بین باریکه های خروجی و بازتابیده مقدار جابه جایی را به ما می دهد. این روش، گاهی رادار دوپلر اپتیکی، نامیده می شود. برای جسمی که با مؤلفه سرعت v در راستای مشاهده در حرکت است، جابه جایی دوپلر، و در نتیجه بسامدزنش عبارت است از:

$$\Delta\nu = 2\frac{v}{c}\nu = \frac{2\nu}{\lambda}v.$$

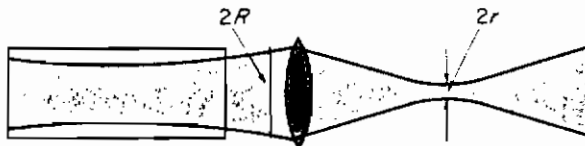
برای طول موج $1\ \mu\text{m}$ و سرعت $1\ \text{mm/s}$ بسامد حاصله $2\ \text{KHz}$ است که بسادگی قابل اندازه گیری است. این روش، طریقه ای کارآمد برای مطالعه جریان سیالی و پخش ذرات در اختیار می گذارد، از جمله می توان از آن برای اندازه گیری جریان خون در شریانهای چشم استفاده کرد.

۶-۴-۷ گرم کردن و پخش

به عنوان آخرین مثال از موارد کاربرد لیزرها، به ملاحظه تبدیل انرژی الکترومغناطیسی برای تولید گرمای موضعی در یک جسم می پردازیم. اهمیت منحصر به فرد لیزر برای این منظور را می توان از این واقعیت دریافت که قویترین دستگاههای لیزری توانهای تپی ($\geq 1\ \text{TW}$) تولید می کنند که با متوسط مصرف توان الکتریکی دنیا قابل مقایسه است (البته فقط برای یک فاصله زمانی بسیار کوتاه t).

شکل (۷-۱۳) باریکه لیزری را نشان می دهد که توسط عدسی با فاصله کانونی f به یک نقطه کوچک به شعاع r کانونی شده است. اگر لیزر باریکه ای تک فاز با نمایه شدت گوس [پخش (۶-۳) را ببینید] تولید کند، نیم زاویه واگرایی آن θ طبق رابطه زیر [معادله (۶-۳۶) را ببیند] به شعاع w_0 کمر باریکه مربوط می شود:

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \approx \frac{\lambda}{\pi R}.$$



شکل ۷-۱۳- باریکه لیزر به شعاع R توسط یک عدسی به یک نقطه کوچک، کانونی شده است

بنابراین، عدسی (با اگماض از آبیراهیها) نقطه ای به شعاع زیر ایجاد می کند:

$$r = f\theta \approx \frac{f\lambda}{\pi R} \quad (۲۳-۷)$$

این شعاع، خیلی کوچک و از مرتبه طول موج لیزر است. برای لیزری که در مدهای عرضی عمل می کند، می توانیم معادله زیر را در مورد پراش با واگرایی محدود باریکه، به کار ببریم:

$$\theta = \frac{0.61\lambda}{R}$$

آن گاه با توجه به رابطه $r = f\theta$ ، نتیجه زیر را به دست آوریم:

$$r = \frac{0.61\lambda f}{R} \quad (۲۴-۷)$$

که مقداری بزرگتر است از آنچه که توسط معادله (۲۳-۷) داده می شود. با به کار بردن مقدار بزرگتر، چگالی توان را در نقطه کانونی شده به صورت زیر، پیدا می کنیم:

$$E = \frac{P}{\pi r^2} \sim \frac{PR^2}{\lambda^2 f^2} \text{ W/m}^2,$$

که P توان تولیدی لیزر است. برای مثال یک لیزر CO_2 که با توان 500 W عمل می کند، با $f/R \sim 5$ ، نقطه ای به شعاع تقریبی $50 \mu\text{m}$ (با توجه به آبیراهیهای عدسی و چند-مدگی لیزر) و چگالی توانی حدود 100 kW/mm^2 ایجاد و تولید می کند که برای اغلب عملیات جوشکاری، برش، و مته کاری کافی است.

حتی چگالیهای توان بالاتر را هم که شاید برای راه اندازی واکنشهای گداخت هسته ای کافی باشد، می توان با عبور دادن باریکه لیزر از چند مرحله تقویت (یعنی مراحل شامل محیط با وارونی جمعیت، که باریکه توسط گسیل القایی تقویت می شود)، و کانونی کردن چندین باریکه از این نوع در نقطه مورد نظر به دست آورد.

مسائل فصل ۷

(جوابهای مسائل انتخابی در پیوست (ث) داده شده است)

۷-۱ عدسی شکل (۷-۲) دارای دهانه ای به شعاع R است. می خواهیم باریکه ای به شعاع

کمتر از R برای بزرگترین فاصله ممکن z ایجاد کنیم. نشان دهید که شعاع در کمر باریکه، باید برابر $R/\sqrt{2}$ باشد.

۲-۷ با جمع بندی برداری موجکهای با بسامد مضاعف (دو برابر شده) که در طول L محیط تولید می شوند، معادله (۷-۱۷) را تحقیق کنید.

فصل هشتم

پراکندگی و جذب تابش الکترومغناطیسی

در مباحث فصل ۳ همه فرآیندهای پراکندگی و جذب را که منجر به آفت فوتونهای یک باریکه در عبور از یک محیط می شود، سر جمع کرده و به عنوان «جذب» مورد بررسی قرار دادیم؛ و دیدیم که وابستگی این جذب به شدت و بسامد در اصل نماز شکست محیط را تعیین می کند. در آن مرحله لازم نبود که ببینیم برای انرژی پراکنده یا جذب شده چه پیش می آید. در فصل ۶ یک مرحله جلوتر رفتیم و شیوه های واانگیختگی اتمهایی را که یک فوتون جذب کرده اند بررسی کردیم، چرا که این مسأله به ساز و کار دمش لیزرها مربوط می شود. در واقع، جنبه های بسیار دیگری در مورد پراکندگی و جذب فوتونها توسط ماده وجود دارد، که مهمترین آنها موضوع این فصل است. ما محور بحث را بر اصول ساز و کارهای فیزیکی فرآیندهای پراکندگی و جذب، متمرکز می کنیم؛ و در مواردی که مفید باشند، نتایج حاصله از فصول قبل را به کار می بندیم. درک بسیاری از فرآیندهای مورد بحث برای فصل بعد، آشکار سازی تابش، ضروری است.

ما بحثمان را در بخش (۸-۱) این فصل با ساده ترین نوع پراکنده کننده، الکترون آزاد آغاز می کنیم. وقتی انرژی فوتون $h\nu$ خیلی کوچک است (خیلی کوچکتر از انرژی در حال سکون الکترون m_0c^2) تنها فرآیند پراکندگی که می تواند رخ دهد، پراکندگی کشسان است که راستای فوتونهای پراکنده را تغییر می دهد، ولی موجب تغییر بسامد نمی شود. خواهیم دید که

ساز و کارهای فیزیکی و مقطع مؤثر برای این فرآیند پراکندگی را که به پراکندگی تامسون موسوم است، می توان مستقیماً از یک بررسی کلاسیکی سرراست به دست آورد. در انرژیهای بالاتر پراکندگی معمولاً پراکندگی کامپتون^۱ نامیده می شود. در این جا می توانیم با رهیافتی کاملاً متفاوت یعنی بررسی اندرکنش فوتون - الکترون به صورت یک نوع برخورد توپ بلیارد بین دو ذره نقطه ای دید فیزیکی از این پراکندگی به دست آوریم. این ره یافت، به فرمول پراکندگی کامپتون برای تغییر طول فوتون پراکنده شده، منجر می شود. سرانجام، بخش را باره یافت کلی تر برای پراکندگی فوتون - الکترون که پراکندگیهای تامسون و کامپتون مثالهایی خاصی از آن هستند، به پایان می رسانیم.

در قسمت میانی این فصل (بخش ۸-۲) به بحث پراکندگی و جذب فوتونها توسط اتمها و مولکولها، می پردازیم. وقتی پراکندگی کشسان است، و لذا انرژی داخلی اتم تغییر نمی کند؛ فرآیند، به پراکندگی رایله^۲ موسوم است. با این که اتم برانگیخته نیست؛ مع هذا، خواهیم دید که وجود حالت‌های برانگیخته در تعیین ساز و کار و مقطع مؤثر پراکندگی دارای اهمیت است. سه ساز و کار فیزیکی اصلی مختلف، هنگامی به کار می روند که انرژی فوتون به ترتیب کوچکتر از، تقریباً برابر با، و خیلی بزرگتر از انرژی برانگیختگی داخلی اتم باشد. ما همچنین خواهیم دید که ارتباطی قوی بین مقطع مؤثر پراکندگی رایله و مقطع مؤثر جذب (که قبلاً به اختصار در فصلهای ۳ و ۴ بحث شده اند) برقرار است. در حوالی یک حالت اتمی مجزاً این مقطعهای مؤثر با یکدیگر متناسبند: آنها بستگی لورنتزی مشابه با آن انرژی دارند، و اندازه مطلق آنها با کمیات موسوم به پهنای جزئی و فرآیندهای پراکندگی و جذب، توصیف می شوند. این ارتباط، ما را قادر می سازد که عبارتهای مقطع مؤثر انواع مختلفی از فرآیندهای پراکندگی و جذب را یکی کند.

بخش (۸-۲) [زیربخشهای (۸-۲-۲ و ۸-۲-۳)] با بحث درباره دو فرآیند که در آنها انرژی داخلی اتم یا مولکول از طریق اندرکنش با یک فوتون تقلیل می یابد، ادامه پیدا می کند. اولین اینها، پراکندگی رامان^۳ است که در آن انرژی ارتعاشی یک مولکول در اثر برخورد با یک فوتون افزایش می یابد. در دومین فرآیند، اثر فوتوالکتریک، انرژی داده شده به اتم یا مولکول، کافی است که موجب صدور الکترون شود. سرانجام، این بخش (زیربخشهای

1- Compton

2- Rayleigh

3- Raman

۸-۲-۴) را با بحثی در باب فرآیندهایی که در آن انرژی فوتون برای ایجاد یک جفت الکترون-پوزیترون به کار می‌رود، به پایان می‌بریم .
در بخش (۸-۳) بررسی فرآیندهای پراکندگی و جذب را با ملاحظه ساز و کارهای فیزیکی که فقط در محیطهای چگال رخ می‌دهد، کامل می‌کنیم، سپس بحث را با روشی دنبال می‌کنیم که در آن تابش کم بسامد با آفت و خیزهای چگالی در یک محیط، پراکنده می‌شود؛ که برای مثال، می‌توان به عبور یک موج صوتی از داخل یک مایع، اشاره کرد. این فرآیند پراکندگی بریلوئن نامیده می‌شود. در بسامدهای بالاتر، انرژی می‌تواند به تک تک الکترونها محیط داده شود که به فرآیندهای نشر فوتونی و هدایت فوتونی منجر می‌گردد، و بالاخره، بخش را (و فصل را) با بحث در باب ساز و کارهای فیزیکی این فرآیندها در نیمه رساناها به پایان می‌بریم .

۸-۱ پراکندگی تابش توسط الکترونهاي آزاد

همان گونه که در بالا ذکر شد، بحث را با بررسی جداگانه هر یک از دو حالت $h\nu \ll m_0c^2$ و $h\nu \approx m_0c^2$ انرژی در حال سکون الکترون است) شروع می‌کنیم. برای هر یک از اینها، یک مدل فیزیکی ساده فرآیند پراکندگی، ارائه می‌شود. اولین مدل، مقطع مؤثر پراکندگی را به صورت تابعی از انرژی فوتون و زاویه پراکندگی و مدل دوم تغییر انرژی فوتون پراکنده شده را به دست می‌دهد. پس از آن، به بررسی کلی و دقیق مسأله می‌پردازیم که مقطع مؤثر پراکندگی برای هر انرژی فوتون را نتیجه می‌دهد.

۸-۱-۱ پراکندگی تامسون

اگر ما تابشی را که از میان محیطی از الکترونهاي آزاد می‌گذرد، بطور کلاسیکی بررسی کنیم و میدان الکتریکی را به صورت زیر بیان نماییم:

$$\mathbf{E} = \mathbf{i}_x E_0 \cos(\omega t - kz),$$

می‌بینیم که معادله حرکت الکترون با مختصه z_0 ، جرم m_0 و بار $-e$ در غیاب هرگونه نیروی میرا، به صورت زیر است:

$$m_0 \frac{d^2 x}{dt^2} = -eE_0 \cos(\omega t - kz_0), \quad (1-8)$$

حل معادله فوق، عبارت است از:

$$x = x_0 \cos(\omega t - kz_0),$$

که :

$$x_0 = \frac{eE_0}{m_0\omega^2}.$$

از این رو، الکترون همچون یک دو قطبی هرتزی عمل می کند، و با همان بسامد زاویه ای ω و با توان متوسطی که با فرمول لارمور (۳-۳۸) داده می شود، بازتابش می کند :

$$P_{\text{rad}} = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \overline{\left(\frac{d^2x}{dt^2}\right)^2} = \frac{e^4 E_0^2}{12\pi\epsilon_0 m_0^2 c^3}. \quad (۲-۸)$$

این توان، فقط می تواند حاصل از تابش فرودی باشد؛ و لذا شدت باریکه فرودی در عبور از محیط کاهش می یابد. [راه دیگر پیدا کردن معادله (۲-۸) عبارت است از این که جمله ای میرا از واکنش تابشی (۳-۴۸) را در معادله (۱-۸) بگذاریم و آهنگ کار انجام شده توسط تابش فرودی بر روی الکترون را حساب کنیم].

بنابراین، اثر خالص این است که بخشی از تابش فرودی (که در ابتدا در راستای z حرکت می کند) مجدداً به صورت تابشی با همان بسامد ظاهر می شود. با این تفاوت که در راستای دیگری در حرکت است، این نوع پراکندگی کشسان به پراکندگی تامسون موسوم است. توان باریکه فرودی در واحد سطح عبارت است از (معادله ۳-۴۱) :

$$P_{\text{beam}} = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_0^2,$$

و لذا مقطع مؤثر به ازای هر الکترون برای فرآیند بازتابش (بخشهای ۳-۲-۲ و ۲-۴ را برای تعریف مقطع مؤثر ملاحظه کنید) عبارت است از :

$$\sigma_T = \frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{beam}}} = \frac{8\pi r_0^2}{3} = 6.652 \times 10^{-29} \text{ m}^2, \quad (۳-۸)$$

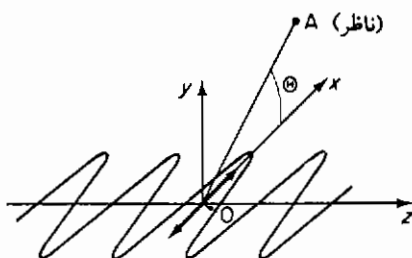
که :

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} = 2.818 \times 10^{-15} \text{ m}. \quad (۴-۸)$$

شعاع r_0 ، شعاع کلاسیکی الکترون و σ_T مقطع مؤثر تامسون برای پراکندگی کشسان، نامیده می شود.

برای کسب اطلاعاتی دربارهٔ توزیع در راستای تابش پراکنده، راستای Θ در شکل (۱-۸) را در نظر می‌گیریم. دو قطبی هر تزی، حاصل از الکترون در حال نوسان در راستای قطبش باریکهٔ فرودی قرار دارد که آن را راستای x اختیار می‌کنیم، و Θ زاویهٔ بین راستای دو قطبی و راستای دید ناظر است. در بخش (۳-۱-۲) نشان داده شد که صفحهٔ قطبش تابش، صفحه‌ای است که شامل راستای دو قطبی می‌باشد، و توان متوسط تابشی در زاویهٔ Θ با $\sin^2 \Theta$ متناسب است. از نظر کمی توان متوسط تابشی در زاویهٔ حجمی $d\Omega$ و در زاویهٔ Θ عبارت است از:

$$P_{\text{rad}}(\Theta, d\Omega) = \frac{e^4 E_0^2}{32\pi^2 \epsilon_0 m_0^2 c^3} \sin^2 \Theta d\Omega.$$



شکل ۱-۸ - موج تخت، قطبیده خطی در راستای x و ذرهٔ باردار اثر می‌کند و باعث نوسان آن به صورت یک دو قطبی هر تزی می‌شود. Θ زاویهٔ بین راستای دو قطبی و راستای دید ناظر است.

از تقسیم عبارت فوق بر باری P مقطع مؤثر جزئی برای پراکندگی در زاویهٔ حجمی $d\Omega$ به دست می‌آید:

$$\sigma(\Theta, d\Omega) = r_0^2 \sin^2 \Theta d\Omega.$$

و اگر آن را به $d\Omega$ نیز تقسیم کنیم، مقطع مؤثر جزئی را به ازای واحد زاویهٔ حجمی در راستای Θ پیدا می‌کنیم. این نتیجه، مقطع مؤثر دیفرانسیلی فرآیند پراکندگی نامیده می‌شود، که به صورت زیر معرفی می‌گردد:

$$\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega} = r_0^2 \sin^2 \Theta. \quad (۵-۸)$$

برای بیان مقطع مؤثر دیفرانسیلی، برحسب زوایای قطبی Θ و Φ نسبت به راستای OA ، توجه داریم که:

$$\cos \Theta = \sin \theta \cos \phi,$$

و در نتیجه :

$$\frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega} = r_0^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi). \quad (6-8)$$

وقتی باریکه فرودی ناقطبیده است، مقطع مؤثر دیفرانسیلی روی راستای ϕ متوسط گیری می شود، در نتیجه خواهیم داشت :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} r_0^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) d\phi = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \theta), \quad (7-8)$$

از معادله (۳-۸) می بینیم که مقطع مؤثر تامسون فوق العاده کوچک است، تقریباً 10^4 برابر کوچکتر از مساحت یک اتم (10^{-20} m^2). مع ذلک، نمونه شناخته شده ای از این نوع پراکندگی وجود ندارد که با چشم غیر مسلح دیده شود. این نوع پراکندگی، در خلال یک خورشید گرفتگی رخ می دهد. بدین ترتیب که نور فقط پس از پراکنده شدن تامسونی توسط الکترونها در هاله خورشید، ناحیه ای با دمای فوق العاده زیاد (10^6 K) که تا فواصل بسیار دور از سطح خورشید گسترش دارد، به زمین می رسد. در این صورت، هاله به صورت حلقه ای روشن به دور خورشید گرفته شده ظاهر می شود.

برای این که بررسی کلاسیکی پراکندگی معتبر باشد، باید طول x_0 دو قطبی نوسانی از طول موج λ تابش پراکنده شده خیلی کوچکتر باشد، وگرنه دو قطبی نمی تواند به صورت یک تابش هرتزی در نظر گرفته شود. این شرط را می توان به صورت زیر بیان کرد :

$$\frac{x_0}{\lambda} = \frac{eE_0}{m_0\omega^2\lambda} \ll 1. \quad (8-8)$$

شرط دیگر آن است که انرژی دو قطبی باید خیلی بزرگتر از انرژی $h\omega$ فوتونها باشد، از این رو، می توانیم بازتابش را به صورت یک فرآیند پیوسته بررسی کنیم. شرط دوم عبارت است از :

$$\frac{\frac{1}{2} m_0 \left(\frac{dx}{dt} \right)^2}{\hbar\omega} = \frac{e^2 E_0^2}{2m_0\hbar\omega^3} \gg 1. \quad (9-8)$$

از ترکیب این دو شرط پیدا می کنیم که :

$$2m_0\hbar\omega^3 \ll e^2 E_0^2 \ll (m_0\omega^2\lambda)^2,$$

یا :

$$\hbar\omega \ll \frac{e^2 E_0^2}{2m_0\omega^2} \ll 2\pi^2 m_0 c^2. \quad (10-8)$$

می بینیم که اگر :

$$\hbar\omega \ll m_0 c^2 \quad (11-8)$$

مقداری برای E_0 ، مثلاً E_0' یافت می شود که در رابطه (۸-۱۰) صدق می کند. از آن جا که مقطع مؤثر مستقل از E_0 است مقدار حاصل از بررسی کلاسیکی برای میدان E_0' به ازای همه میدانها معتبر است. بنابراین، تنها شرط مهم برای اعتبار معادله های (۸-۶) و (۸-۷) این است که E_0' ای وجود داشته باشد، یعنی شرط (۸-۱۱) برقرار باشد، بدان گونه که در ابتدای این بخش فرض کردیم.

۲-۱-۸ پراکندگی کامپتون

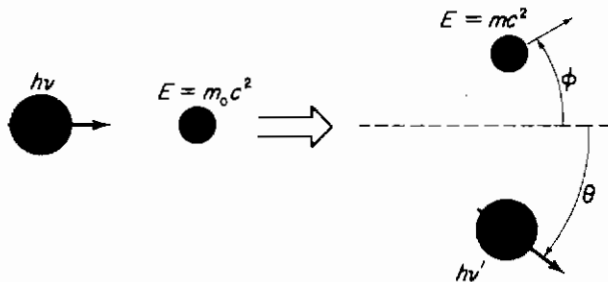
وقتی شرط (۸-۱۱) برقرار نیست مناسبتر است که برآیند پراکندگی را به صورت برخورد های منفرد فوتون - الکترون در نظر بگیریم. این مطلب در شکل (۸-۲) نشان داده شده است. الکترون در ابتدا ساکن و دارای انرژی در حال سکون $m_0 c^2$ است، ولی در نتیجه برخورد از فوتون انرژی و اندازه حرکت کسب می کند و با سرعت v ، جرم :

$$m = \frac{m_0}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}},$$

و انرژی کل :

$$F = mc^2$$

به بیرون رانده می شود.



شکل ۸-۲ - پراکندگی کامپتون يك فوتون توسط يك الکترون. پس از پراکندگی، فوتون بسامد کاهیده ν دارد.

اندازه حرکت خطی الکترون p_e عبارت است از :

$$E^2 = m_0^2 c^4 + p_e^2 c^2, \quad (12-8)$$

چون الکترون آزاد و ابتدا در حال سکون است ، لازمه پایستگی انرژی این است که انرژی جنبشی پس زنی T_e الکترون به صورت زیر باشد :

$$T_e = (m - m_0)c^2 = h\nu - h\nu', \quad (13-8)$$

که $h\nu$ و $h\nu'$ به ترتیب انرژیهای اولیه و نهایی فوتون است . پایستگی اندازه حرکت خطی در راستای فوتون فرودی رابطه زیر را نتیجه می دهد :

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + p_e \cos \phi, \quad (14-8)$$

حال آن که برای پایستگی اندازه حرکت خطی در راستای عمودی لازم است که الکترون خروجی و فوتون در همان صفحه حرکت کنند و داشته باشیم :

$$\frac{h\nu'}{c} \sin \theta = p_e \sin \phi, \quad (15-8)$$

و با ترکیب معادله های (۱۲-۸) و (۱۳-۸) داریم که :

$$p_e^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 - 2\left(\frac{h\nu}{c}\right)\left(\frac{h\nu'}{c}\right) + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 + 2m_0c \frac{h(\nu - \nu')}{c}.$$

بطور مشابه از معادله های (۱۴-۸) و (۱۵-۸) به دست می آوریم که :

$$p_e^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\left(\frac{h\nu}{c}\right)\left(\frac{h\nu'}{c}\right) \cos \theta.$$

حال این دو معادله نتیجه می دهند که :

$$\frac{\nu'}{\nu} = \frac{1}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)}, \quad (16-8)$$

که :

$$\gamma = \frac{h\nu}{m_0c^2}. \quad (17-8)$$

معادله (۱۶-۸) را همچنین می توان برحسب طول موج بیان کرد، که در این صورت ، فرمول

پراکندگی کامپتون به دست می آید :

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta). \quad (18-8)$$

کمیت :

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} = 2.426 \times 10^{-12} \text{ m} \quad (19-8)$$

به طول موج کامپتون الکترون مشهور است .

وابستگی انرژی جنبشی الکترون پس زنی به θ از معادله های (۸-۱۳) و (۸-۱۶) نتیجه

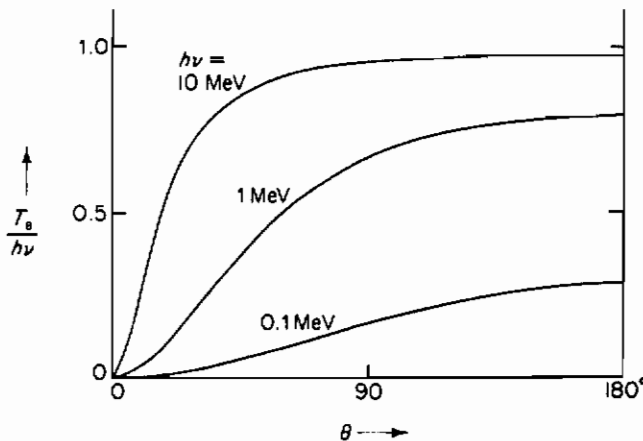
می شود، یعنی :

$$T_e = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos \theta)}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \quad (20-8)$$

این وابستگی در شکل (۸-۳) برای تعدادی $h\nu$ نشان داده شده است . ملاحظه می کنیم که T_e بیشینه مقدارش :

$$(T_e)_{\text{یب}} = h\nu \frac{2\gamma}{1 + 2\gamma} \quad (21-8)$$

را تقریباً در گستره وسیعی از زوایا در راستایی به سمت عقب، بویژه برای مقادیر زیاد $h\nu/m_0 c^2$ دارا می باشد، این مطلب در آشکارسازی پرتوهای گاما از اهمیت ویژه ای برخوردار است [به بخش (۹-۳) مراجعه شود].



شکل ۸-۳- وابستگی انرژی الکترون پس زنی T_e به زاویه پراکندگی فوتون به ازای سه مقدار انرژی فوتون اولیه $h\nu$

آزمایشهای اولیه

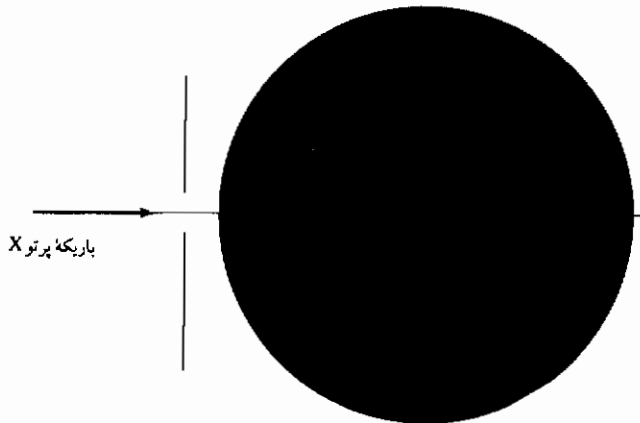
تغییرات در طول موج پرتوهای پراکنده شدهٔ ایکس نخستین بار بطور تجربی توسط سادلر^۱ و مشام^۲ در سال ۱۹۱۲ م. عنوان شده است. در این کار و کارهای بعدی معلوم شد که وقتی یک باریکهٔ تقریباً تک فام پرتوهای ایکس از داخل یک جامد یا گاز عبور می‌کند برخی از پرتوهای ایکس پراکنده همان طول موج باریکهٔ تابشی را دارند [و بنابراین بطور کشسان توسط اتمهای محیط پراکنده شده‌اند، بخش (۸-۲) را ببینید]، در حالی که دیگر پرتوهای پراکنده دارای طول موج افزایش یافته هستند، تقریباً بدان گونه که با معادله (۸-۱۸) داده می‌شود. در سال ۱۹۲۲ م. کامپتون که قبلاً آزمایشهای بسیاری را انجام داد و تفسیرهای متعددی ارائه داده بود، پیشنهاد جدیدی را مطرح کرد مبنی بر این که بعضی از الکترونها محیط پراکندگی ضروری در رابطه با پرتوهای تابشی ایکس آزادند، و انرژی و اندازه حرکت در فرآیند پراکندگی فوتون-الکترون پایستار است؛ بنابراین، تعبیر صحیحی برای افزایش طول موج پرتوهای پراکنده شدهٔ ایکس به دست آورد. ارائه این نظریه، رویدادی برجسته برای استنباط مفهوم فوتون بود (به فصل ۱ مراجعه شود).

تجربه‌ای که واقعیت فوتون را به گونه‌ای روشنتر نمایش می‌داد، سه سال بعد توسط کامپتون و سیمون^۳ انجام شد. آنها باریکه‌ای از پرتوهای ایکس را از داخل یک اتاقک ابری ویلسون عبور دادند و توانستند مسیرهای الکترون را که از دو نوع واقعه سرچشمه می‌گرفتند، مشاهده کنند، یعنی واقعهٔ پراکندگی کامپتون که در آن الکترونها پس زنی از طریق پراکندگی خارجی ترین الکترونها نسبتاً آزاد مولکولهای اتاقک ایجاد می‌شود و دیگری پدیدهٔ فوتوالکتریکی که در آن پرتوهای ایکس الکترونها را داخلی تر را بیرون می‌رانند. یک پرتو مشخص ایکس ممکن است هر دو نوع واقعه را در اتاقک ابری پدید آورد، یعنی اول پراکندگی کامپتون اتفاق افتد و آن گاه مسافتی را طی کند همان گونه که در شکل (۸-۴) نشان داده شده است، یک واقعهٔ فوتوالکتریک به وجود آورد. با تشخیص چنین وقایع دوگانه‌ای، کامپتون و سیمون توانستند زوایای θ و ϕ را اندازه بگیرند، و بدین ترتیب پایستگی انرژی و اندازه حرکت را تحقیق کنند.

1- Sadler

2- Meshan

3- Simon



شکل ۸-۴- آزمایش کامپتون و سیمون. یک فوتون پرتو ایکس که از سمت چپ وارد اتاقک ابری می‌شود در نقطه A دستخوش پراکندگی کامپتون می‌گردد و الکترونی تولید می‌کند که در آغاز تحت زاویه ϕ سیر می‌کند. قبل از آن که پراثر برخورد با مولکولهای اتاقک مجدداً پراکنده ر کند شود. فوتون پراکنده شده به سمت نقطه B سیر می‌کند، جایی که یک الکترون به بیرون می‌راند. از اتصال نقاط A و B در عکس اتاقک ابری، زاویه پراکندگی θ مشخص می‌شود.

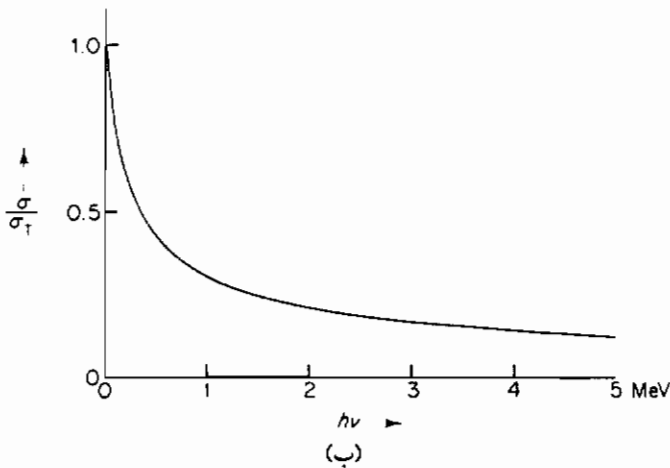
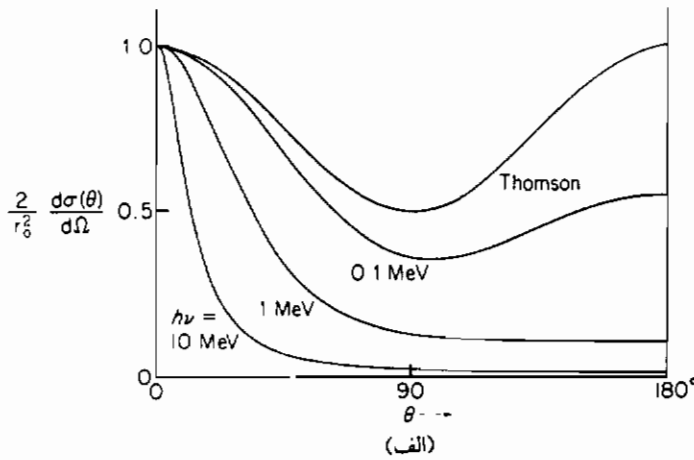
فرمول کلاین-نیشینا^۱

هرچند معادله های (۸-۱۶) تا (۸-۲۰) وابستگی $h\nu'$ و T_e را به زاویه پراکندگی به دست می‌دهد، روشی را که به کار برده ایم، هیچ اطلاعی دربارهٔ مقطع مؤثر جزئی یا کلی به ما نمی‌دهد. رفع این نقیصه، نیاز به یک بررسی کاملاً کوانتوم مکانیکی از فرآیند دارد، که از بحث این کتاب خارج است. باری، نتیجهٔ بررسی مزبور این است که مقطع مؤثر جزئی برای پراکندگی نور غیر قطبیده، عبارت است از:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{\nu'^2}{\nu^2} \left(\frac{\nu}{\nu'} + \frac{\nu'}{\nu} - \sin^2 \theta \right). \quad (۸-۲۲)$$

که به فرمول کلاین-نیشینا موسوم است. در حالت حدی انرژیهای پایین فوتون ($\gamma \ll 1$) رابطه همان گونه که انتظار می‌رود فرمول تامسون (۸-۷) را نتیجه می‌دهد. وقتی γ کوچک نیست،

مقطع مؤثر جزئی کماکان همان تعداد تامسون را در راستای جلو دارد، ولی در زوایای بزرگتر، این تعداد سریعاً با افزایش γ همان گونه که در شکل (۸-۵ الف) دیده می شود، نزول می کند. بنابراین، سطح مقطع کل نیز با افزایش γ مطابق قسمت (ب) شکل زیر کاهش می یابد.



شکل ۸-۵- الف) مقطع مؤثر جزئی؛ و ب) مقطع مؤثر کلی برای پراکندگی کامپتون پرتوهای ایکس و گاما توسط الکترونهای آزاد. σ_T مقطع مؤثر تامسون (۸-۳) است.

۲-۸ پراکندگی و جذب و تابش توسط اتمها و مولکولها

وقتی پراکنده کننده یک اتم یا مولکول است، انواع دیگری از فرآیند پراکندگی امکان پذیر می شود. در این صورت، امکان جذب نیز وجود دارد که به برانگیختگی داخلی اتم، یا شکسته شدن اتم به یک یون و یک فوتوالکترون منجر می شود. اگر انرژی فوتون به قدر کافی زیاد باشد، زوج الکترون-پوزیترون می تواند تولید شود. این فرآیندها، به اضافه فرآیندهای مربوط به پراکندگی کشسان، موضوع بحث بخش حاضر است که آن را با بررسی پراکندگی کشسان آغاز می کنیم.

۱-۲-۸ پراکندگی رایله^۱

پراکندگی توسط اتمها یا مولکولهای خنثی بدون تغییر در بسامد معمولاً پراکندگی رایله نامیده می شود. ویژگی عمده این نوع پراکندگی را می توان از یک بررسی کلاسیکی مشابه آنچه در مورد میرایی تابش (بخش ۳-۱-۷) و جذب و انکسار تابش (بخش ۳-۲-۲) به کار بردیم، دریافت.

برای سادگی بررسی را با الگویی که در آن اتم یا مولکول شامل یک الکترون منفرد است و می تواند در بسامد طبیعی ω_0 نوسان کند، شروع می کنیم. در حضور میدان الکتریکی معادله حرکت الکترون با معادله (۳-۶۷)، و جابه جایی آن، با معادله (۳-۶۸) داده می شود؛ یعنی:

$$x = \frac{eE_0}{m_0} \frac{e^{j\omega t}}{(\omega - \omega_0)^2 - j\omega\gamma} \quad (۲۳-۸)$$

در این جا، γ ثابت واپاشی حرکت الکترون است، که عکس [معادله (۳-۵۳) را ببینید] عمر متوسط τ حالت اتم است که به بسامد ω_0 مربوط می باشد (و بنابراین، انرژی برانگیختگی آن $\hbar\omega_0$ است):

$$\gamma = \frac{1}{\tau} \quad (۲۴-۸)$$

قسمت حقیقی x عبارت است از:

$$x_r = \frac{eE_0}{m_0} \frac{\cos(\omega t + \phi)}{[(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2\gamma^2]^{1/2}}$$

که :

$$\tan \phi = \frac{\omega \gamma}{(\omega^2 - \omega_i^2)}$$

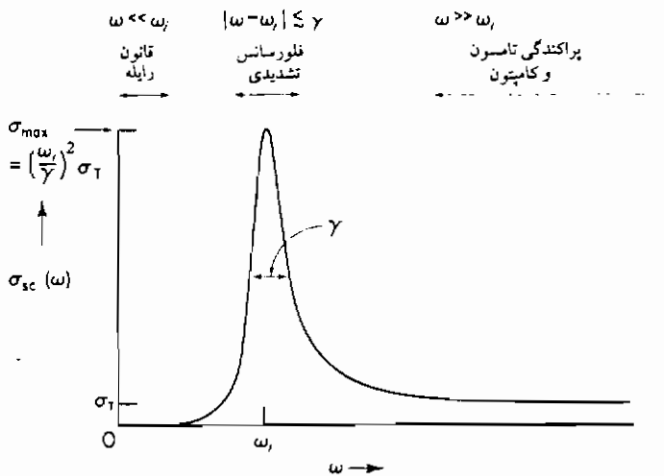
بنابراین، توان تابش شده توسط الکترون در حال نوسان [معادله (۳-۳۸)] چنین است :

$$P = \frac{e^4 E_0^2 \omega^2}{12 \pi \epsilon_0 m_0^2 c^3 [(\omega^2 - \omega_i^2)^2 + \omega^2 \gamma^2]}$$

و در نتیجه، مقطع مؤثر برای پراکندگی کشسان، عبارت است از [معادله (۳-۸)]:

$$\sigma_{sc}(\omega) = \frac{8 \pi r_0^2}{3} \frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_i^2)^2 + \omega^2 \gamma^2} \quad (۲۵-۸)$$

وابستگی بسامد این مقطع مؤثر در شکل (۶-۸) نشان داده شده است.



شکل ۶-۸- وابستگی مقطع مؤثر به بسامد برای پراکندگی کشسان تابش توسط اتم تله الکترون و با بسامد تشدید ω_i . برای وضوح نسبت γ/ω_i بطور اغراق آمیز، بزرگی اختیار شده است.

قانون پراکندگی رایله

در ناحیه بسامد پایین $\omega \ll \omega_i$ ، جملات ω^2 و ω_i^2 در مخرج معادله (۲۵-۸) و همین طور جمله $\omega^2 \gamma^2$ (چون $\omega \ll \omega_i$) در مقایسه با جمله ω_i^4 قال چشم پوشی است؛ و بنابراین،

مقطع مؤثر، به صورت زیر در می آید:

$$\sigma_{sc}(\omega) = \frac{8\pi r_0^2}{3} \left(\frac{\omega}{\omega_i}\right)^4 = \frac{8\pi r_0^2}{3} \left(\frac{\lambda_i}{\lambda}\right)^4, \quad (\lambda \gg \lambda_i) \quad (۲۶-۸)$$

که این قانون پراکندگی رایله است. این قانون برای مثال در مورد پراکندگی نور مرئی توسط جو زمین به کار می رود، زیرا بسامدهای ω مربوط به مولکولهای O_2 و N_2 در ناحیه فرابنفش واقعند. نور آبی تقریباً طول موجی برابر نصف طول موج قرمز دارد، و لذا مقطع مؤثر پراکندگی آن تقریباً ۱۶ برابر بزرگتر است؛ که باعث می شود آسمان آبی به نظر برسد. وقتی که ارتفاع ناظر افزایش یابد، آسمان بیشتر و بیشتر بنفش (و بنابراین تاریکتر) می شود، زیرا در این صورت، فقط کوتاهترین طول موج فوتونهای مرئی، دارای احتمال زیاد برای پراکنده شدن به سمت ناظرند.

فلورسانس تشدیدی

ناحیه دوم در شکل (۶-۸) ناحیه تشدیدی است که برای آن $\gamma \leq |\omega - \omega_i|$. باز هم با فرض این که $\omega \ll \gamma$ است، می توانیم بنویسیم:

$$(\omega^2 - \omega_i^2)^2 = (\omega - \omega_i)^2 (2\omega_i)^2,$$

و از این رو، مقطع مؤثر پراکندگی را در این ناحیه، می توان به صورت زیر بیان کرد:

$$\sigma_{sc}(\omega) = \frac{8\pi r_0^2}{3} \frac{(\omega_i/2)^2}{(\omega - \omega_i)^2 + (\gamma/2)^2}. \quad (۲۷-۸)$$

مقدار قله، عبارت است از:

$$\sigma_{sc,max} = \frac{8\pi r_0^2}{3} \left(\frac{\omega_i}{\gamma}\right)^2 = \sigma_T \left(\frac{\omega_i}{\gamma}\right)^2.$$

که می توان با استفاده از مقدار کلاسیکی γ [معادله (۳-۵۰)] مقدارش را تخمین زد، و نتیجه گرفت که:

$$\sigma_{sc,max} \approx \frac{6\pi c^2}{\omega^2} = 6\pi \lambda^2. \quad (۲۸-۸)$$

در ناحیه مرئی این عبارت مقطع مؤثری در حدود $4 \times 10^{-14} \text{ m}^2$ به دست می دهد که ۱۵ مرتبه از

مقطع مؤثر تامسون بزرگتر است، و حتی از مساحت فیزیکی خود اتم هدف ($\sim 10^{-20} \text{ m}^2$) هم خیلی بزرگتر است. مقطع مؤثر حول مقدار بیشینه اش شکل لورنتزی با پهنای γ (یعنی پهنای کل در نیمه بیشینه) دارد.

دلیل فیزیکی بزرگی مقدار $\sigma_{sc, max}$ در اصل این است که اتم در این بسامد با تابش فرودی در حال تشدید است. اتمهای واقعی انرژیهای برانگیختگی $\hbar\omega$ بسیاری دارند که به ازای آنها سطح مقطع برخورد این شکل تشدید را دارد. توصیف کوانتوم مکانیکی (که ما آن را بعداً با تفصیل بیشتری بحث خواهیم کرد) فرآیند تشدید پراکندگی کشسان این است که یک فوتون با انرژی $\hbar\omega$ توسط اتم جذب می شود، و آن گاه اتم فلورسانس می کند، و فوتونی با همان انرژی باز می تاباند. به این دلیل، این پراکندگی را معمولاً فلورسانس تشدید می نامند.

پراکندگی کامپتون

وقتی ω خیلی بزرگتر از ω_0 است الکترون اتم در ارتباط با فرآیند پراکندگی در واقع آزاد است؛ و بنابراین، فوتون فرودی توسط الکترون پراکنده می شود (پراکندگی کامپتون) و مقطع مؤثر، به مقداری که به وسیله فرمول کلاین-نیشینا (۸-۲۲) داده می شود، نزدیک می گردد. برای یک اتم واقعی $\hbar\omega$ باید خیلی از بالاترین انرژی برانگیختگی اتم (که از $13/6$ الکترون ولت برای هیدروژن تا بیش از 100 کیلو الکترون ولت برای سنگین ترین اتمها متغیر است) بیشتر باشد.

۲-۲-۸ پراکندگی و جذب ناکشسان

فرآیندی که می تواند با پراکندگی کشسان رقابت کند، پراکندگی ناکشسان است. در نزدیکی بسامد تشدید ω یک فوتون می تواند توسط اتم جذب شود، و سپس اتم به حالت پایه برگردد، که این پراکندگی کشسان است، یا به حالتی برانگیخته دیگر برگردد (به شرط این که $\hbar\omega$ مساوی پایین ترین انرژی برانگیختگی اتم نباشد) و فوتونی با انرژی پایین تر بدهد. این فرآیند ناکشسان، به جذب واکنشی موسوم است.

احتمال گذار برای واپاشی از حالت i به حالت پایین تر z با گسیل فوتونی با انرژی $\hbar\omega$ عبارت است از ضریب انیشتاین برای گسیل خودبه خود A_{iz} [معادله (۴-۱۹)]. احتمال جذب اولیه از حالت پایه (که آن را برچسب ۱ می زنیم) به حالت i متناسب است (در بسامد تشدید) با ضریب انیشتاین برای جذب یعنی B_{i1} [معادله (۴-۱۸)] که خود نیز متناسب با A_{i1} [معادلات

(۲۹-۴) و (۳۰-۴) می باشد. بنابراین، مقطع مؤثر جذب واکنشی برای جذب در بسامد تشدید ω_i که گسیلی با بسامد ω_j در پی دارد، متناسب است با حاصل ضرب:

$$\sigma_r(\omega_{ji} \rightarrow \omega_{ji}) \propto A_{i1} A_{ij}$$

بطور مشابه، مقطع مؤثر تشدید کشسان با A_{i1}^2 متناسب است.

$$\sigma_{sc}(\omega_{1i} \rightarrow \omega_{1i}) \propto A_{i1}^2.$$

بنابراین، مقطع مؤثر برای همه حوادثی که در آنها یک فوتون از باریکه فرودی بدون توجه به حاصل حادثه جذب حذف می شود، عبارت است از:

$$\sigma_{abs}(\omega_{1i}) = \sigma_{sc}(\omega_{1i} \rightarrow \omega_{1i}) + \sum_{j=2}^{i-1} \sigma_r(\omega_{1i} \rightarrow \omega_{ji}) \propto A_{i1} \sum_{j=1}^{i-1} A_{ij}$$

حال احتمال گذار A_{ij} به ثابت واپاشی γ که در معادله های زیربخش قبل ظاهر شد، بستگی دارد، زیرا از معادله های (۳۰-۴) و (۲۴-۸) دیدیم که:

$$\sum_{j=1}^{i-1} A_{ij} = \tau^{-1} = \gamma.$$

بدین دلیل، معمول است که احتمالات گذار را با نمادهای متفاوت نشان دهند: A_{ij} عبارت است از γ_j ، پهنای جزئی برای جذب واکنشی $(\omega_{ji} \rightarrow \omega_{ji})$ ؛ A_{i1} عبارت است از γ_{sc} ، پهنای پراکندگی کشسان و جمع A_{ij} عبارت است از γ_i ، پهنای کل برای جذب تشدید. با این ترتیب:

$$\gamma_i = \gamma_{sc} + \sum_{j=2}^{i-1} \gamma_j \quad (29-8)$$

و:

$$\sigma_{rj} \propto \gamma_{sc} \gamma_j$$

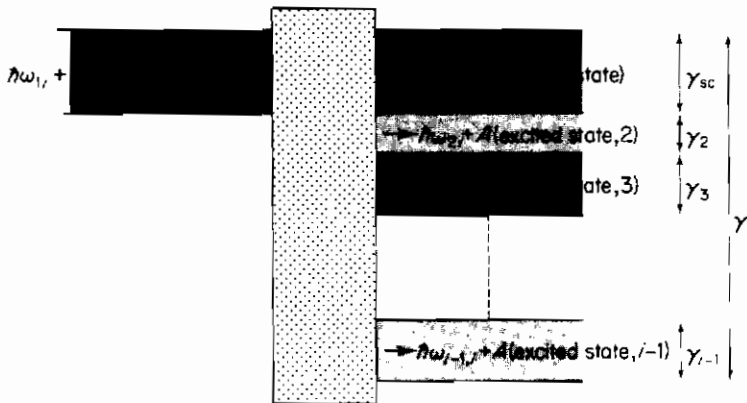
$$\sigma_{sc} \propto \gamma_{sc}^2$$

$$\sigma_{abs} \propto \gamma_{sc} \gamma_i \quad (30-8)$$

همه این مقاطع مؤثر در ناحیه بسامد تشدید همان وابستگی بسامد لورنتزی را با نیمه پهنای γ_i دارند.

حال فرآیندهای پراکندگی متعددی را می توان به صورت گذارهایی از حالت اولیه

سیستم (در مثال فعلی فوتون به علاوه حالت پایه اتم) که معمولاً مجرای ورودی نامیده می شود، به حالت نهایی مربوط موسوم به مجرای خروجی، در نظر گرفت. مقطع مؤثر یک فرآیند بخصوص با حاصل ضرب پهناهای مجرای ورودی و مجرای خروجی، متناسب است. این مطلب، در شکل (۷-۸) نشان داده شده است.



شکل ۷-۸- فایض پراکندگی تشدید یا پراکندگی تقریباً تشدید یا واکنش به صورت گذار بین دو مجرا، که هر یک با پهنای γ مشخص شده اند. مقطع مؤثر با حاصل ضرب پهنای دو مجرا متناسب است.

بزرگی مقطعهای مؤثر را می توان از نتیجه کلاسیکی زیربخش قبلی تخمین زد، ولی در این مرحله، نتیجه محاسبات کوانتوم مکانیکی، اطلاعات بیشتری به دست می دهد. این نتیجه برای فلورسانس تشدیدی:

$$\sigma_{sc}(\omega) = 2\pi r_0^2 f_{1i}^2 \frac{\omega_{1i}^2}{(\omega - \omega_{1i})^2 + (\gamma_i/2)^2}, \quad (31-8)$$

که f_{1i} قدرت نوسانگر برای انتقال $i \rightarrow 1$ است. وقتی پهنای پراکندگی γ_{sc} بر γ_i غلبه داشته باشد (مثلاً وقتی i پایین ترین حالت قابل دسترس نوری اتم باشد)، از معادله (۴-۳۵) پیدا می کنیم که:

$$\gamma_{1i} = \gamma_{sc} = A_{i1} = \frac{e^2 \omega_{1i}^2 f_{1i}}{2\pi m \epsilon_0 c^3},$$

و آن گاه مقدار بیشینه مقطع مؤثر، عبارت است از:

$$\sigma_{sc, \max} = 2\pi \lambda^2,$$

که با تخمین کلاسیکی (۸-۲۸) تقریباً توافق دارد .

این نتیجه که مقطع مؤثر برای فرآیند تقریباً تشدیدی متناسب با حاصل ضرب پهنای مجرای ورودی و مجرای خروجی است، کاملاً کلی است، و مستقل از طبیعت پرتابه ها در این دو مجراست . برای مثال، این رابطه وقتی به کار می رود که مجرای ورودی مربوط به جذب فوتون و مجرای خروجی مربوط به یک واپاشی غیرتابشی، از قبیل یونیدگی یا تجزیه مولکولی باشد . هر مجرای خروجی از این نوع یک پهنای جزئی وابسته دارد (وقتی مجرا از نظر انرژی مجاز باشد) و جمع معادله (۸-۲۹) باید از طریق این مجراها بسط داده شود .

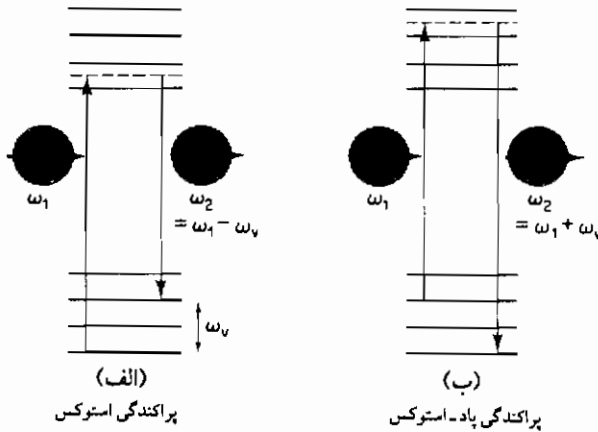
۸-۲-۳ پراکندگی رامان^۱

در زیربخش قبل، به پراکندگی ناکشسانی تقریباً تشدیدی پرداختیم . هر چند مقطع مؤثرها برای فرآیندهای ناکشسان غیرتشدیدی خیلی کوچکترند، ولی هنوز مورد توجهند . وقتی پراکندگی در هر دو مجرای ورودی و خروجی شامل فوتون باشد :

$$\hbar\omega + A(E_1) \rightarrow A(E_2) + \hbar\omega'$$

که در آن E_1 و E_2 انرژیهای برانگیختگی مختلف یک اتم یا مولکول است، پراکندگی رامان نامیده می شود .

دو نوع پراکندگی رامان در شکل (۸-۸) نمایش داده شده است . در نوع اول (شکل ۸-۸ الف) فوتون پراکنده شده بسامد کمتری از فوتون فرودی دارد، و مولکول از حالت اوکیه (معمولاً حالت پایه الکترونیکی و برانگیخته ارتعاشی) به یک حالت برانگیخته (معمولاً یک حالت برانگیخته ارتعاشی) برانگیخته می شود . خط چینها در شکل معرف حالتی است که می تواند به عنوان یک حالت میانی مجازی (یعنی حالتی که وجود ندارد) تصور شود که در فرآیند پراکندگی شکل می گیرد . لازم نیست که این حالت مجازی از نظر انرژی در نزدیکی یک حالت برانگیخته واقعی مولکول باشد، لکن وقتی چنین باشد پراکندگی شدیدترین حالت را خواهد داشت؛ و از این رو، مناسبتر است که فرآیند مشابه زیربخش قبلی به عنوان جذب منجر به فلورسانس توصیف شود . البته پدیده فلورسانس، خیلی پیشتر از زمان رامان شناخته شده بود، و استوکس^۲ منشأ آن را توضیح داده و اشاره کرده بود که در کلیه مثالهای شناخته شده نور فلورسانس بسامدی کمتر از نور برانگیزنده دارد .



شکل ۸-۸- پراکندگی ناکشسان شامل برانگیختگی یا بازبرانگیختگی يك تراز ارتعاشی مولکولی با انرژی $\hbar\omega_v$

شکل (۸-۸ ب) فرآیند معکوس را نشان می دهد که در آن مولکول در ابتدا در یک حالت برانگیخته است و انرژی فوتون افزایش می یابد؛ در حالی که انرژی برانگیختگی مولکول، کاهش می پذیرد. بنابراین، این دو فرآیند پراکندگی را می توان به ترتیب به عنوان پراکندگی ناکشسان و ابرکشسان تعریف کرد، هرچند معمولتر، این است که بین آنها با نامگذاریشان به پراکندگی استوکس و پراکندگی پاد-استوکس، تمایز قایل شویم. احتمال این که یک سیستم مولکولی در تعادل حرارتی با دمای T در ابتدا در یک حالت برانگیخته ارتعاشی باشد، خیلی کم است (زیرا انرژی ارتعاشی نوعاً خیلی بزرگتر از kT است)؛ و لذا پراکندگی پاد-استوکس معمولاً خیلی ضعیفتر از پراکندگی استوکس است.

برای این که ببینیم چگونه مقطع مؤثر پراکندگی را مان به خواص مولکول بستگی دارد، قطبش \mathbf{p} القایی در یک مولکول دو اتمی ناشی از میدان الکتریکی \mathbf{E} (شکل ۲-۹) را در نظر می گیریم.

$$\mathbf{p} = \alpha \epsilon_0 \mathbf{E}.$$

در این جا α قطبیدگی الکتریکی مولکول است [به بخش (۲-۱) مراجعه شود]. اگر اندازه مولکول تغییر کند، قطبیدگی تغییر می نماید. حال، وقتی مولکول در بسامد ω ارتعاش می کند، فاصله بین هسته ها R است و وابستگی زمانی زیر را دارد:

$$R(t) = R_0 + a \cos(\omega_v t + \phi),$$

که a دامنه ارتعاش (کوچک فرض می شود) حول فاصله تعادل R_0 و ϕ ضریب فازی است که بی اهمیت تلقی می گردد. بنابراین، وابستگی زمانی α عبارت است از:

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \left(\frac{d\alpha}{dR} \right)_0 a \cos(\omega_v t + \phi),$$

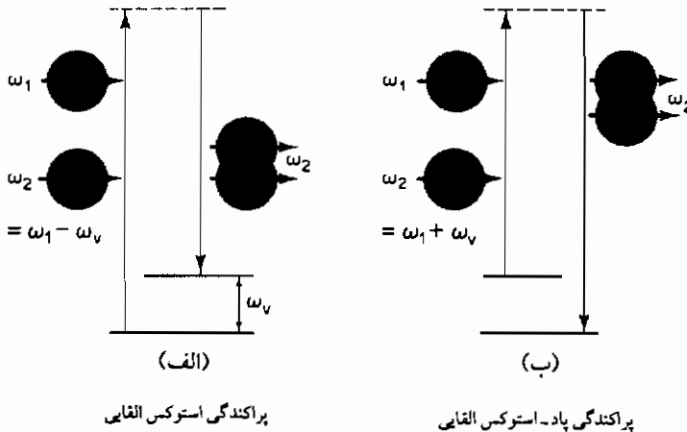
$d\alpha/dR$ قطبیدگی دیفرانسیلی است. اگر E دارای وابستگی زمانی $E_0 \cos(\omega_1 t)$ باشد، می بینیم که وابستگی زمانی p عبارت است از:

$$\begin{aligned} p(t) &= \varepsilon_0 \alpha_0 E_0 \cos \omega_1 t + \varepsilon_0 \left(\frac{d\alpha}{dR} \right)_0 a \cos \omega_1 t \cos(\omega_v t + \phi) \\ &= \varepsilon_0 \alpha_0 E_0 \cos \omega_1 t + \frac{1}{2} \varepsilon_0 \left(\frac{d\alpha}{dR} \right)_0 a E_0 \{ \cos [(\omega_1 + \omega_v)t + \phi] \\ &\quad + \cos [(\omega_1 - \omega_v)t + \phi] \}. \end{aligned}$$

این رابطه، شامل سه بسامد ω_1 ، $(\omega_1 + \omega_v)$ ، $(\omega_1 - \omega_v)$ است. اگر بردار قطبش متغیر بر حسب زمان را به صورت یک دو قطبی هرتزی در نظر بگیریم، می بینیم که در این سه بسامد تابش گسیل می کند. نتیجه کلی، این است که تابش فرودی یا بطور کشسان (یعنی تابش پراکنده دارای بسامد ω_2 برابر با ω_1 است یا غیر کشسان $\omega_2 = \omega_1 - \omega_v$ ، پراکندگی استوکس)، یا ابرکشسان ($\omega_2 = \omega_1 + \omega_v$)، پراکندگی پاد-استوکس) پراکنده می شود. همچنین می بینیم که پراکندگی رامان، فقط وقتی رخ می دهد که قطبیدگی مولکول غیر صفر است. به دنبال کشف وودبری^۱ و ان جی^۲ در سال ۱۹۶۴ م. مبنی بر امکان ایجاد یک شدت پراکندگی رامان فوق العاده استثنایی حاصل از کاربرد یک باریکه لیزری به عنوان چشمه نور فرودی، موضوع پراکندگی رامان، توجه بسیاری را برانگیخت. این نتیجه، ناشی از گسیل القایی نور غیر کشسان یا ابرکشسان است، و این فرآیند به پراکندگی رامان القایی شناخته می شود. حالت های استوکس و پاد-استوکس، در شکل (۸-۹) نشان داده شده است.

فرآیندهای پراکندگی استوکس و پاد-استوکس بر اثر وجود بسامد نور پراکنده در باریکه فوتونهای محرک، القا می شود. مشابه مورد فرآیند گسیل القایی معمولی [بخش (۴-۲) را ببینید]، تعداد فوتونهای پراکنده شده در یک مد بهنجار با فرکانس ω_2 متناسب با تعداد، n_1 ، فوتونهای است که قبلاً در آن مد بوده اند. پراکندگی رامان غیر القایی نیز اتفاق می افتد و آهنگ

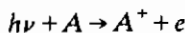
کلی متناسب با $(n_1 + 1)$ را نتیجه می دهد. باریکه فرودی در ابتدا فقط شامل یک بسامد ω است، و رویدادهای پراکندگی رامان اولیه غیرالقایی هستند، ولی وقتی باریکه خیلی شدید است، این رویدادهای اولیه بسرعت منجر به یک مجموعه همدوس از فوتونها در بسامد ω می گردد، شبیه آنچه که در لیزرها عمل نيزری به وسیله رخدادهای گسیل خودبه خود چکانده می شود. فرآیند را می توان با انعکاسهای متوالی باریکه پراکنده در داخل حفره تقویت کرد، همان گونه که در لیزرها تقویت صورت می گیرد. نور پراکنده رامان تقریباً دارای همان جهت گیری تک فامی، و قطبشی است که باریکه لیزر فرودی دارد؛ که در نتیجه، فن بسیار مناسبی را برای مطالعات بیناب نمایی ترازهای ارتعاشی و دورانی مولکولها، در اختیار می گذارد. این فن، بخصوص از این نظر مناسب است که می توان با استفاده از نور مرئی، به مطالعه این ترازها پرداخت؛ و بدین ترتیب، از مشکلاتی که در مطالعات گسیل و جذب مستقیم در بسامدهای مادون قرمز ω پیش می آید، اجتناب کرد.



شکل ۸-۹- پراکندگی رامان القایی، وقتی رخ می دهد که نور فرودی قبلاً بسامد پراکنده را شامل باشد.

۲-۲-۸ اثر فوتوالکتریک

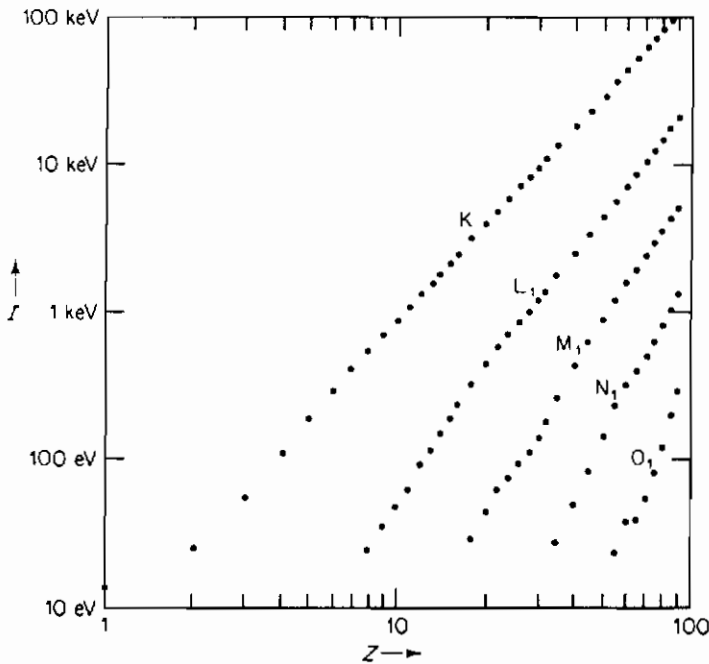
وقتی انرژی فوتون انرژی یونیدگی یک الکترون در یک اتم آزاد یا مولکول فزونی بگیرد، فرآیند فوتوالکتریک:



می توان رخ دهد. این فرآیند، فوتویونیدگی نیز نامیده می شود. انرژی جنبشی فوتوالکترون عبارت است از:

$$T_e = h\nu - I \quad (۳۲-۸)$$

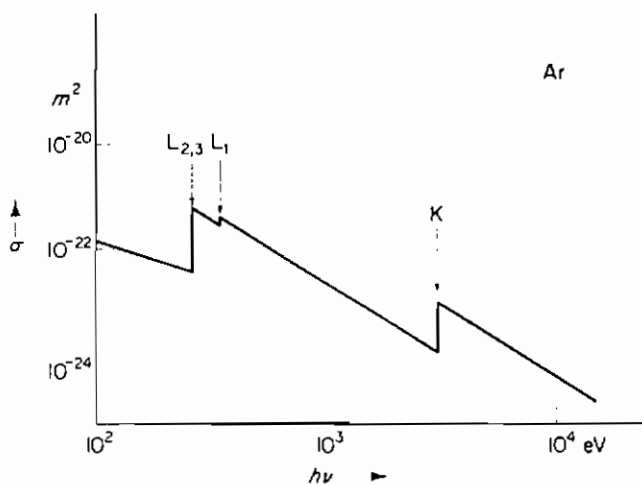
که I انرژی یونیدگی است. مقادیر I از چند الکترون ولت برای الکترونهاى ظرفیت اتم تا ۱۱۶ keV برای الکترونهاى پوسته K اورانیوم متغیر است. برخی مقادیر تجربی، در شکل (۱۰-۸) نشان داده شده است.



شکل ۸-۱۰- انرژیهای یونیدگی حاصل از آزمایش برای الکترونهاى اتمی در پوسته های O_1, N_1, M_1, L_1, K (مربوط به اوربیتالهای $1s, 2s, 3s, 4s$ و $5s$).

مقطع مؤثر فوتویونیدگی از یک پوسته یا زیرپوسته مخصوص به ازای انرژی آستانه (I) بیشینه است و در مقابل انرژیهای بالاتر سریعاً کاهش می یابد. این رفتار، در شکل (۱۱-۸) نمایش داده شده و مقطع مؤثر کلی فوتویونیدگی را برای آرگون نشان می دهد. می بینیم که در لبه

K مقطع مؤثر با سازه تقریبی 10^{-20} ، افزایش می‌یابد که مرتبه‌ای نوعی از افزایش مقدار در لبه‌های دیگر می‌باشد. اگر این افزایش، فقط از طریق اندازه‌های فیزیکی تقریبی پوسته‌های K و L (اوربیتالهای K دارای مساحتی حدود یک دهم اوربیتالهای L دارند) و با توجه به تعداد الکترونهای هر پوسته (۲ الکترون در پوسته K و ۸ الکترون در پوسته L) تعیین شوند، افزایش می‌بایستی خیلی کمتر باشد.



شکل ۸-۱۱- مقطع مؤثر فوتو یونیدگی آرگون

ما می‌توانیم علت افزایش زیاد در مقطع مؤثر مربوط به آستانه یونیدگی را با ملاحظه بقای اندازه حرکت خطی در فرآیند دفع الکترونی، دریابیم. فوتوالکترون تمایل دارد که در راستای قطبش نور (با استفاده از مختصات تعریف شده در شکل ۸-۱) مقطع مؤثر در انرژیهای غیرنسبیتی با $\cos^2 \Theta$ متناسب است) با اندازه حرکتی که خیلی بزرگتر از اندازه حرکت فوتون است، دفع (کنده) شود. اختلاف اندازه حرکت خطی توسط یون باقی مانده جذب می‌شود که موجب حرکت آن در راستای تقریباً مخالف با الکترون کنده شده است. در سمت بالای لبه K در اتم آرگون این اختلاف اندازه حرکت برای الکترون کنده شده K خیلی کوچکتر از اختلاف اندازه حرکت برای الکترون کنده شده است. به علاوه، الکترونهای پوسته K در ابتدا از الکترونهای پوسته L به هسته نزدیکتر، و بنابراین اندرکنش قویتری با آن دارد. لذا مبادله اندازه حرکت بین

الکترون کنده شده و یون باقی مانده را تسهیل می کند. ضرورت بقای اندازه حرکت نیز دلیل فیزیکی اساسی برای کاهش مقطعهای مؤثر بالاتر از لبه های یونیدگی می باشد: اندازه حرکتی که بایستی بین الکترون و یون مبادله شود، بطور مداوم با افزایش انرژی فوتون کاهش می یابد. اندازه گیریهای تجربی (و محاسبات کوانتوم مکانیکی) نشان می دهد که برای انرژیهای غیرنسبیتی مقطع مؤثر کلی برای کندن یک الکترون پوسته K با رابطه زیر داده می شود:

$$\sigma_K \approx 3 \times 10^{-27} Z^2 \left(\frac{h\nu}{1 \text{ keV}} \right)^{-7/2} \text{ m}^2, \quad (33-8)$$

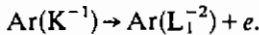
که Z عدد اتمی است. مقطع مؤثر کل برای سایر پوسته های اتمی وقتی که $h\nu > I_K$ است تقریباً ۵ برابر کوچکتر از این مقدار می باشد.

واپاشی یون

یون اتمی حاصل از پدیده فوتوالکتریک که در آن یک الکترون پوسته داخلی کنده شده است، می تواند به دو طریق واپاشیده شود. طریقه اول با گسیل یک پرتو مشخصه ایکس است. مثلاً، در یک اتم آرگون که یک الکترون پوسته K کنده شده است، حفره پوسته K (که آن را با K^{-1} مشخص می کنیم) می تواند با یک الکترون از زیرپوسته L_1 (یا از یکی از زیرپوسته های دیگر) پر شود و یک پرتو ایکس گسیل دارد.

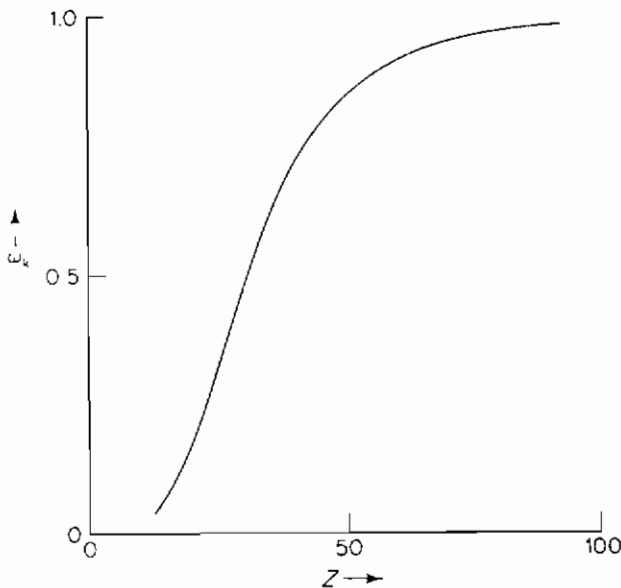


این فرآیند، به فلورسانس پرتو ایکس موسوم است. آهنگ گذار تقریباً با $(h\nu)^2$ متناسب می باشد [معادله (۴-۳۵) را ببینید]. طریقه دیگر واپاشی، با کنده شدن الکترون همراه است. مثلاً، حفره پوسته K آرگون می تواند با یک الکترون L_1 پر شود و همزمان الکترون دیگری از L_1 گسیل دارد،



این فرآیند را واپاشی اوژه^۱ می نامند. دو حفره یون نهایی الزاماً در همان زیرپوسته یا حتی همان پوسته نیستند. آهنگ گذار برای واپاشی اوژه فقط به نحوی ضعیف به انرژیهای حالتی ابتدایی و نهایی حفره، بستگی دارد.

البته آهنک واپاشی کل یون، عبارت است از مجموع آهنکهای واپاشی برای فرآیندهای فلورسانس و واژه . شکل (۸-۱۲) احتمال وقوع واپاشی ناشی از فلورسانس را وقتی که حفره اولیه در پوسته K هستن نشان می دهد . هر فلورسانس پرتو ایکس یا واپاشی اوژه، یک واپاشی یا واپاشیهای بیشتری به دنبال دارد، و تنها وقتی این فرآیند خاتمه می یابد که یون باقی مانده در حالت پایه اش قرار گیرد . بار حالت نهایی یون می تواند کاملاً زیاد باشد : برای مثال، یک حفره پوسته K در یک اتم سرب، که شش پوسته دارد (۶ تا $n = 1$)، می تواند منجر به یک حالت نهایی با بار بیش از ده گردد .



شکل ۸-۱۲- وابستگی احتمال فلورسانس پرتو ایکس به Z وقتی که اتم دارای يك حفره در پوسته K است .

۸-۲-۵ تولید زوج

فرآیندهای پراکندگی و جذبی را که مورد بحث قرار داده ایم با تغییراتی در انرژی و راستای فوتون فرودی، و تبدیل برخی یا همه انرژی فوتون به انرژی برانگیختگی داخلی یک اتم و یا انرژی جنبشی یک الکترون کننده شد، همراه بوده است . امکان دیگر، این است که فوتون

ناپدید شود؛ و انرژی آن، صرف خلق ذرات جدیدی گردد .

دو شرط لازم برای خلق یک یا چند ذره توسط یک فوتون، این است که بار کل ذرات تولید شده باید صفر باشد و مجموع انرژیهای در حال سکونشان باید کمتر از انرژی فوتون باشد . بدون تردید، ذرات تولید شده باردارند، زیرا فقط در این صورت است که اندرکنش الکترومغناطیسی برای فرآیند خلق (تولید) کافی است . سبکترین ذره باردار شناخته شده الکترون (e^-) و ضد ذره آن یعنی پوزیترون (e^+) هستند که هر کدام دارای انرژی سکون (m_0c^2) برابر 0.511 MeV می باشد. بنابراین، کمترین انرژی لازم برای فرآیند خلق ذره، عبارت است از انرژی یک فوتون (که به دلیل انرژی زیادش، آن را یک پرتو گاما در نظر می گیریم) که یک الکترون و یک پوزیترون تولید می کند :

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (34-8)$$

این فرآیند تولید زوج الکترون-پوزیترون نامیده می شود. انرژی اضافی ($E_\gamma - 2m_0c^2$) به صورت انرژی جنبشی الکترون و پوزیترون ظاهر می شود .

از آن جا که اندازه حرکت یک الکترون یا پوزیترون با انرژی کل E (انرژی سکون به علاوه انرژی جنبشی) همیشه کوچکتر از E/c است، اندازه حرکت کلی زوج الکترون-پوزیترون الزاماً کمتر از اندازه حرکت (E_γ/c) فوتون است . بنابراین، امکان بقای انرژی و اندازه حرکت وجود ندارد؛ مگر این که ذره ای دیگر یا مجموعه ای از ذرات، در فرآیند تولید زوج شرکت داشته باشند، و تفاوت اندازه حرکت پرتو گاما و زوج الکترون-پوزیترون را کسب نماید . این کار معمولاً توسط هسته یک اتم یا کل اتم، صورت می پذیرد .

اثر جنبشی هسته پس زده، در مقایسه با E_γ قابل چشم پوشی است و لذا ابقای انرژی لازم می دارد که :

$$T_- + T_+ = E_\gamma - 2m_0c^2, \quad (35-8)$$

که T_- و T_+ به ترتیب انرژیهای جنبشی الکترون و پوزیترون هستند . بنابراین، انرژی آستانه برای تولید زوج، عبارت است از :

$$E_{\gamma, \text{thresh}} = 2m_0c^2 = 1.022 \text{ MeV}. \quad (36-8)$$

فرآیند تولید ذره ای که کوچکترین انرژی آستانه بعدی را دارد، عبارت است از تولید

زوج الکترون-پوزیترون در میدان یک الکترون آزاد،

$$\gamma + e^- \rightarrow e^- + e^- + e^+ \quad (۳۷-۸)$$

این فرآیند، گاهی به فرآیند تولید سه گانه موسوم است (زیرا سه مسیر در عکسهای مربوط به اتافک حساب ظاهر می شود). انرژی آستانه این فرآیند $4m_0c^2 = 2.044 \text{ MeV}$ است [مسأله (۲-۸) را ببینید]. تولید ذرات سنگین تر از الکترون و پوزیترون با پرتو گامای با انرژی بیش از چند درصد MeV ممکن است (به هر حال ما به بررسی این فرآیندهای با انرژی بالا نخواهیم پرداخت).

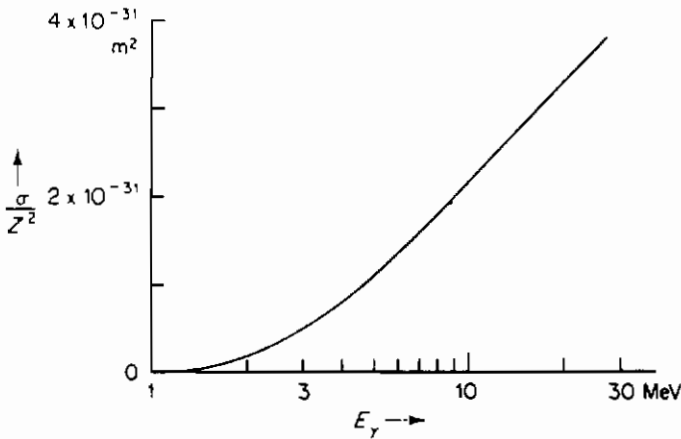
مقطع مؤثر تولید زوج

فن کوانتوم الکترودینامیک (QED)، یعنی بررسی کامل کوانتوم مکانیکی دستگاههای شامل ذرات باردار و فوتونها، نشان می دهد که مقطع مؤثر برای تولید زوج الکترون-پوزیترون در میدان یک هسته تنها با بار Ze متناسب با Z^2 است، و همچنین با افزایش انرژی پرتو گاما، مقدار آن فزونی می یابد. مقادیر محاسبه شده، در شکل (۸-۱۳) نشان داده شده است. وقتی فرآیند تولید زوج در میدان یک اتم رخ می دهد، در انرژیهای بالاتر از 2.044 MeV الکترونها در نتیجه مقطع مؤثر مشارکت دارند، هر چند که این مشارکت همیشه کوچکتر از $1/Z$ مقطع مؤثر تولید زوج هسته ای است. الکترونها اتمی همچنین از طریق حفاظ جزئی بار هسته بطور ناچیزی در تقلیل مقطع مؤثر تولید زوج هسته ای، تأثیر دارند.

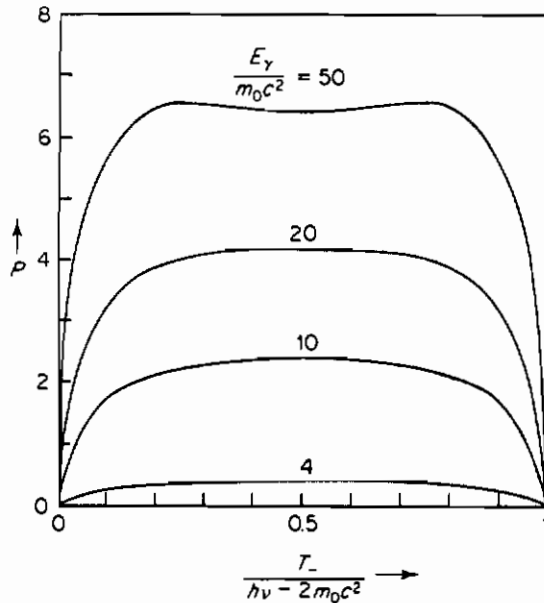
مقطع مؤثر جزئی برای تولید یک الکترون با انرژی جنبشی بین T_- و $T_- + dT_-$ را می توان با استفاده از محاسبات کوانتوم الکترودینامیکی، به شرح زیر نتیجه گرفت:

$$d\sigma = r_0^2 Z^2 P \frac{dT_-}{(h\nu - 2m_0c^2)} \quad (۳۸-۸)$$

که تابع P در شکل (۸-۱۴) نشان داده شده است. توزیع این تابع حول نقطه میانی متقارن است، و در مورد توزیع اولیه انرژی پوزیترون T_+ نیز همین توزیع به کار برده می شود. الکترونها و پوزیترونها با میدان کولمبی هسته اندرکنش دارند، و پس از ترك اتم معمولاً همان انرژی جنبشی را ندارند.



شکل ۸-۱۳- وابستگی مقطع مؤثر تولید زوج در میدان يك هسته تنها با بار Z به انرژی (اقتباس از داویسن^۱ و اوانز^۲ مجله *Rev. Mod. Physic*، جلد ۲۴ صفحه ۷۹ (۱۹۵۲ م.)).



شکل ۸-۱۴- تابع P در معادله (۸-۳۸). این نمودار توزیع انرژی جنبشی داده شده به الکترون و پوزیترون $(E_\gamma - 2m_0c^2)$ را نشان می دهد. (اقتباس از مرجع قبل).

نابودی پوزیترون

آنچه که بعد از تولید پوزیترون برای این ذره، اتفاق می افتد جالب توجه است، زیرا بروش آشکارسازی پرتوهای گاما، تأثیر می گذارد (فصل بعدی را ببینید).

روال معمول حوادث، این چنین است که یک پوزیترون حاصل از تولید زوج در جامد یا مایع از طریق برانگیختگی یا یونیدگی اتمهایی که به آنها برخورد می کند یا با عبور از مجاورت آنها در حین گذر از محیط، انرژی جنبشی از دست می دهد. وقتی سرعت این پوزیترون به قدر کافی کُند می شود، بر اثر میدان کولمبی یک الکترون آزاد یا مفید از محیط گیر می افتد. آن گاه پوزیترون و الکترون حول مرکز جرمشان به چرخش درمی آیند و سیستمی را موسوم به پوزیترونیوم تشکیل می دهند. این سیستم، مشابه اتم هیدروژنی است که پوزیترون جای پرتون را گرفته باشد. همچون مورد هیدروژن، پوزیترونیوم ترازهای انرژی گسسته دارد. وقتی پوزیترونیوم تشکیل شد، که معمولاً در یک تراز فوق العاده برانگیخته می باشد، با گسیل فوتونها به ترازهای پایین تر و پاشیده می شود تا به حالت پایه برسد.

الکترون و پوزیترون پوزیترونیوم در حالت پایه دارای اندازه حرکت مداری صفرند، و اسپینهای ذاتی شان ($\frac{1}{2}\hbar$ در هر مورد) یا در جهتهای مخالف (اسپین کلّ صفر) یا در یک جهت (اسپین کلّ \hbar) قرار می گیرند. این دو شکل سیستم را به ترتیب پوزیترونیوم یکتایی و سه تایی می نامند. در هر دو مورد الکترون و پوزیترون به قدری به یکدیگر نزدیکند که می توانند در یک بازه زمانی کوتاه برهم کنش داشته باشند و نابود شوند. وقتی این اتفاق روی می دهد انرژیهای در حال سکون آنها به انرژی الکترومغناطیسی، به صورت پرتوهای گاما، تبدیل می گردند. این که فقط یک پرتو گاما تولید شود، امکان پذیر نیست، زیرا در این صورت اندازه حرکت پایستار نمی ماند (پوزیترونیوم دارای اندازه حرکت صفر است، حال آن که پرتو گاما این چنین نیست)؛ و بنابراین، دو یا چند پرتو گاما در نتیجه فرآیند نابودی تولید می شود. آهنگ نابودی برای کمترین تعداد پرتوهای گاما که با شرط پایستگی یعنی پایستگی اندازه حرکت زاویه ای تعیین می شود، بیشینه است. به خاطر این که پوزیترونیوم یکتایی اندازه حرکت زاویه ای کلّ صفر دارد، می تواند با تولید دو پرتو گاما، موسوم به کوانتای نابودی، نابود شود:

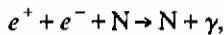
$$(e^-e^+)_{\text{singlet}} \rightarrow 2\gamma, \quad (39-8)$$

هریک از اینها دارای انرژی $E = m_0c^2$ (۰٫۵۱۱ MeV) می باشد. کوانتای نابودی در دو راستای

مخالف و با اندازه حرکت زاویه ای ذاتی مخالف، گسیل می شود [بخش (۱۴-۲) را ببینید]. این فرآیند نابودی در یک فاصله زمانی متوسط تقریباً 10^{-11} ثانیه، اتفاق می افتد. از طرف دیگر، پوزیترونیم سه تایی با تولید سه کوانتا نابود می گردد:



این فرآیند، آهسته تر رخ می دهد (در زمان متوسط تقریباً 10^{-7} ثانیه) و سه پرتو گاما یک پیوستار انرژی و راستا را اشغال می کنند. فرآیندی که با تشکیل پوزیترونیم در رقابت است، (و واپاشی بعدی) عبارت است از نابودی پوزیترون در حرکت آزاد وقتی از نزدیکی یک الکترون می گذرد. احتمال وقوع این رخداد در مقایسه با احتمال تشکیل یک پوزیترونیم وقتی پوزیترون در یک ماده چگال تولید می شود، که معمولاً نیز چنین است، کوچک می باشد. واپاشی دیگر یک پوزیترون که با احتمال خیلی کمتر رخ می دهد، وقتی است که پوزیترون و الکترون یک پوسته داخلی توسط یک هسته جذب شوند:



و یک پرتو گامای تنها گسیل کنند.

۳-۸ پراکندگی و جذب تابش توسط جامدات و مایعات

تمام فرآیندهایی که در بخش (۸-۲) بررسی شدند در ماده چگال نیز می توانند رخ دهند، و باید همان مدل‌های نظری را در مورد آنها به کار برد. علاوه بر این، فرآیندهای پراکندگی و جذب دیگری هم وجود دارند که به ویژگیهای ماده چگال بستگی دارد، که ما آنها را در این بخش بررسی می کنیم.

۱-۳-۸ پراکندگی بریلوئن^۱

یک ویژگی غیراتمی عمده در ماده چگال که می تواند موجب پراکندگی تابش الکترومغناطیسی گردد، غیریکنواختی خاصیت دی الکتریکی ماده است که از امواج صوتی ناشی می شود. این نوع پراکندگی، به پراکندگی بریلوئن موسوم است. امواج صوتی را می توان تولید کرد، یا امکان دارد در اثر حرکت گرمایی مولکولهای محیط، به صورت حرکت موجی

اتفاقی ایجاد گردد .

شکل (۸-۱۵) امواج الکترومغناطیسی را نشان می دهد که توسط یک موج صوتی رونده تخت در یک مایع پراکنده شده است . تغییرات فشار در موج صوتی ، باعث تغییر در چگالی و در نتیجه تغییر ثابت دی الکتریک ϵ و ضریب شکست n مایع شده ، یک ساختار تناوبی رونده تشکیل می دهد . شرط این که امواج الکترومغناطیسی بازتابیده هم فاز و در نتیجه مشاهده پذیر باشند ، عبارت است از شرط براگ^۱ که در مورد تفرق پرتوهای ایکس توسط صفحات بلور به کار می رود ، یعنی :

$$N\lambda_1 = 2d \sin \theta = 2\lambda_s \sin \theta, \quad (41-8)$$

که در آن λ_1 ، λ_s و θ در شکل تعریف شده اند ، و N مرتبه تفرق است . این حقیقت که امواج صوتی با سرعت v_s سیر می کنند ، بدان معنی است که یک انتقال دوپلری در بسامد وجود دارد که نور بازتابیده بسامدی کمتر از نور فرودی دارد (برای وضعیت نشان داده شده در شکل) . اختلاف بسامد متناسب با مؤلفه v_s در راستای نور است ، و با معادله (۶-۲۴) داده می شود .

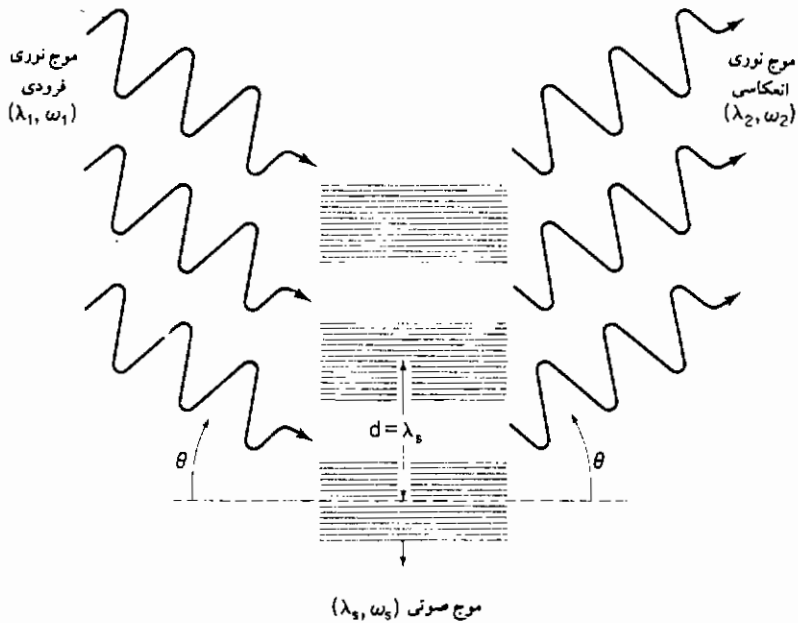
$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1} = 2 \frac{v_s \sin \theta}{c}, \quad (42-8)$$

با این فرض که $c \gg v_s$ است (که در واقع نیز چنین است) . این فرض همچنین دلالت دارد بر این که تغییر کسری در بسامد کوچک است بطوری که معادله (۴۱-۸) از این که λ_1 و λ_2 متفاوتند تأثیر عمده ای نمی پذیرد .

حال از ترکیب معادله های (۴۱-۸) و (۴۲-۸) نتیجه می گیریم :

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_1 \frac{2v_s N\lambda_1}{c \cdot 2\lambda_s} = N \frac{2\pi v_s}{\lambda_s} = N\omega_s. \quad (43-8)$$

این نشان می دهد که تغییر بسامد می تواند فقط مضرب صحیحی از بسامد صوتی باشد . وقتی موج صوتی در راستای مخالف آنچه در شکل نشان داده شده سیر کند ، بسامد افزایش می یابد و عدد N منفی خواهد بود . بنابراین ، پراکندگی ناکشسان و ابرکشسان ، هر دو وجود خواهد داشت ؛ همان گونه که در پراکندگی رامان داشتیم .



شکل ۸-۱۵- پراکندگی بریلوتن توسط یک موج رونده صوتی

برای خواننده ای که با مفهوم فونونها (کوانتای انرژی موج صوتی) آشناست، می تواند پراکندگی بریلوتن را به طریقی دیگر یعنی برحسب اندرکنشهای فونون- فونون بررسی کند. یک فوتون می تواند در اثر اندرکنش با محیط فونونهایی تولید یا نابود کند، به همان نحو که یک فوتون قادر است کوانتای ارتعاشی مولکولی در فرآیند پراکندگی رامان خلق یا نابود کند. فونونهای با بسامد ω_s دارای انرژی $\hbar\omega_s$ هستند و بنابراین، معادله (۸-۴۳) بطور ساده بیانی از بقای انرژی است. شرط بقای اندازه حرکت برای خلق N فونون را می توان برحسب عدد موجی k (مساوی $2\pi/\lambda$) به صورت:

$$k_1 = k_2 + nk_s.$$

بیان کرد. مثلث برداری مربوط به این رابطه، در شکل (۸-۱۶) نشان داده شده است. چون

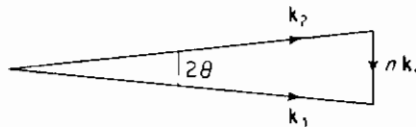
$k_s \ll k_1$ ، می بینیم که:

$$nk_s = 2k_1 \sin \theta,$$

و از این رو:

$$n\lambda_1 = 2\lambda_s \sin \theta,$$

لذا مجدداً شرط براگ (۸-۴۱) به دست می آید. بنابراین، می بینیم که تعبیرات کوانتومی و موجی، نتایج یکسانی به دست می دهند.



شکل ۸-۱۶- شرط بقای اندازه حرکت در پراکندگی بریلوئن

کاربرد مهم پراکندگی بریلوئن، عبارت از تعیین وابستگی سرعت امواج صوتی در یک محیط به بسامد است، زیرا این ارتباط را می توان برای کسب اطلاع از ساختار محیط، به کاربرد (البته این که اطلاعات مزبور چیست و چگونه به دست می آید، خارج از موضوع این کتاب است). امواج صوتی مورد بحث، معمولاً امواجی هستند که به علت حرکت گرمایی مولکولهای محیط برانگیخته می شوند. یک باریکه لیزر به عنوان چشمه نور به کار می رود. زاویه پراکنده شده مقدار N/λ_s [معادله (۸-۴۱)] و تغییر بسامد نور پراکنده مقدار $N\omega_s$ [معادله (۸-۴۳)] را نتیجه می دهد. آن گاه سرعت موج صوتی، از رابطه زیر حاصل می شود:

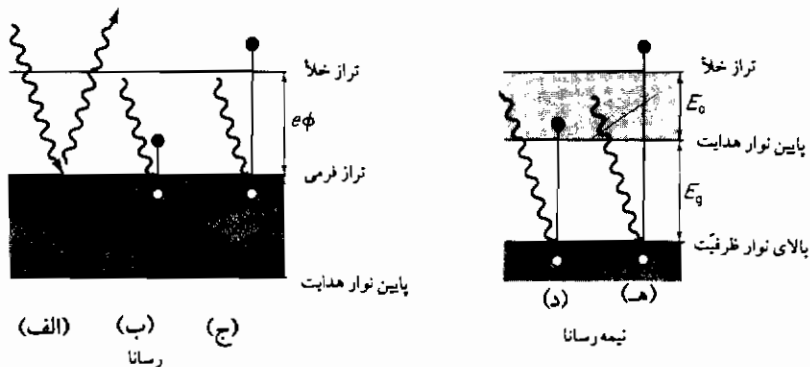
$$v_s = \omega_s / \left(\frac{2\pi}{\lambda_s} \right).$$

امواج صوتی توسط محیط، تضعیف و میرا می شوند؛ و بنابراین (مشابه مورد میرایی تابش الکترومغناطیسی) بسامد ω در زاویه پراکندگی مشخصی گسسته نیست، بلکه در عوض، دارای گستره ای از مقادیر مختلف است. پهنای بسامد گستره را می توان با فن همبستگی فوتون موصوف در بخش (۵-۵-۲) اندازه گرفت، سپس آن را برای تعیین ضریب تضعیف موج به کار برد. در یک آزمایش نمونه سرعت صوت و ضریب تضعیف پلیمرهای مصنوعی یا طبیعی را به صورت تابعی از دما اندازه می گیرند، تا اطلاعاتی درباره کمتهایی از قبیل دمایی که یک پلیمر شبه لاستیک، به یک حالت شبه شیشه تغییر می کند، به دست آید.

۲-۳-۸ هدایت و گسیل فوتونی

اثر فوتوالکتریک برای اتمها و مولکولهای منفرد را قبلاً در بخش (۸-۲-۴) بررسی کردیم. در این بخش، جنبه‌های جدیدی را می‌خواهیم مورد بحث قرار دهیم که به علت وقوع اثر فوتوالکتریک در یک محیط جامد شامل رسانا یا نیمه رسانا، پیش می‌آید.

برخی از فرآیندهای ممکن ناشی از جذب یک فوتون در یک رسانا یا نیمه رسانا، در شکل (۸-۱۷) نشان داده شده است. فرآیند (الف) بازتاب در یک سطح فلز را نشان می‌دهد که قبلاً آن را در فصل ۲ بررسی کرده ایم. فرآیند (ب) فرآیندی نسبتاً بدیهی است که در آن، انرژی فوتون صرف گرم کردن فلز می‌شود؛ به این مطلب مجدداً در فصل بعدی در رابطه با آشکارسازی تابش گرمایی، اشاره خواهد شد. بنابراین، بحث را با مورد (پ)، فرآیند فوتوالکتریک در یک رسانا شروع می‌کنیم.



شکل ۸-۱۷- نمایش شماتیکی برخی از نتایج جذب فوتون در یک رسانا یا نیمه رسانا. ϕ

تابع کار رسانا و E_g به ترتیب میل ترکیبی الکترون و شکاف نوار نیمه رساناست.

(الف) بازتاب فوتون فرودی روی یک صفحه فلزی (وقوع این مورد برای یک رسانا، از یک نیمه رسانا

محتمل تر است)؛ (ب) جذب تابش گرمایی که صرف گرم کردن الکترونها می‌شود؛ (پ) صدور

الکترون از رسانا توسط اثر فوتوالکتریک با $h\nu > e\phi$ ؛ (ت) اثر فوتوالکتریک با $h\nu > E_g$ ،

یک الکترون و یک حفره می‌دهد که هر یک از آنها ممکن است رسانایی نیمه رسانا را افزایش دهد؛

(ث) صدور یک الکترون توسط فوتون، با $h\nu > E_g + E_0$.

گسیل فوتونی در یک رسانا

برای بررسی وابستگی فرآیند (پ) به انرژی فوتون لازم است که چگالی گستره انرژی الکترونهاى نوار هدایت را بدانیم. برای یک مدل الکترون آزاد یک فلز تعداد الکترونهاى هدایت با انرژی بین E و $E + dE$ (که از پایین نوار هدایت اندازه گیری می شود) با توزیع فرمی-دیراک داده می شود:

$$dN(E) \propto \frac{E^{1/2} dE}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}. \quad (۴۴-۸)$$

در این جا T دما و E_F انرژی فرمی است. شکل توزیع در شکل (۸-۱۸ الف) برای دمای صفر و یک دمای محدود داده شده است.

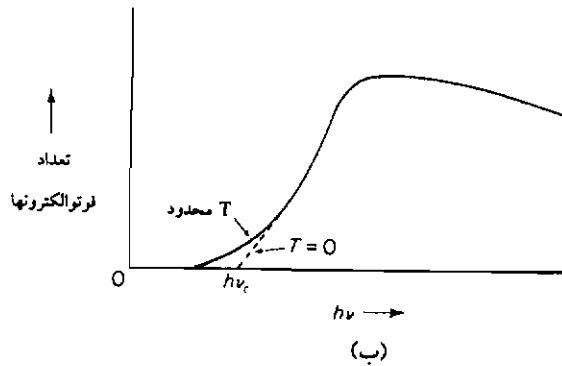
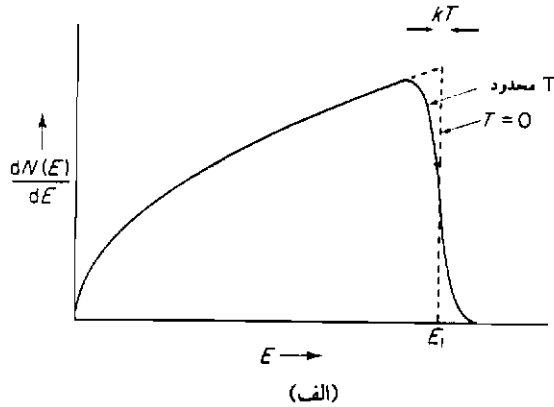
وابستگی فوتوالکترونهاى حاصله به بسامد در نور فرودی، در شکل (۸-۱۸ ب) نشان داده شده است. وقتی با افزایش انرژی فوتون، مقدارش از مقدار قطع:

$$h\nu_c = e\phi$$

بیشتر گردد، وقوع پدیده شروع می شود که ϕ [شکل (۸-۱۷) را ببینید] تابع کار فلز است. در این صورت، الکترونها انرژی کافی برای عبور از شکاف بین تراز فرمی و تراز خلأ را دارند. وقتی بسامد از ν_c بیشتر و بیشتر می شود، الکترونهاى هدایت انرژی اولیه ای به قدر کافی زیاد دارند که به آنها اجازه می دهد از فلز صادر شوند. آنهایی که در تراز فرمی قرار دارند دارای انرژی ای هستند که با معادله معروف فوتوالکتریک انیشتاین داده می شود.

$$E_{\max} = h\nu - e\phi. \quad (۴۵-۸)$$

مع ذلک، با داشتن انرژی اولیه مورد نیاز، الزاماً صدور الکترون رخ نمی دهد؛ زیرا: (۱) راستای اولیه فوتوالکترون باید به سمت خارج از سطح باشد؛ یا (۲) فوتوالکترون باید در ابتدا به سوی سطح مسیر کند. لکن بعد از آن، پیش از رسیدن به سطح، پراکنده شود؛ یا (۳) فوتوالکترون باید به سطح برسد، ولی با مؤلفه سرعتی v_{\perp} عمود بر سطح که برای خروج کافی نیست (شرط لازم، آن است که $\frac{1}{2} m v_{\perp}^2 > E_F + e\phi$ باشد)، و یا (۴) فوتوالکترون باید به علت ناپوستگی پتانسیل در سطح به سمت فلز بازتابیده شود. ترکیب این چهار عامل، منجر به گسیل فوتونی می شود، که نمونه ای از آن در شکل (۸-۱۸ ب) نشان داده شده است.



شکل ۸-۱۸- (الف) توزیع فرمی-دیراکی انرژیهای الکترون برای دمای صفر و دمای محدود؛ (ب) وابستگی حاصل گسیل فوتونی به سامد نور.

مقدار مطلق حاصل پدیده فوتوالکتریک در یک سامد مفروض، برحسب نسبت زیر، بیان می شود:

$$\epsilon = \frac{\text{تعداد الکترونهاى صادره}}{\text{تعداد فوتونهاى فرودى}} \quad (۸-۴۶)$$

که آن را بازده کوانتومی فلز می نامند. مقدار این کمیت برداری برای رساناها کوچک است

(نوعاً از مرتبه 10^{-2} تا 10^{-6}) زیرا بیشتر نور فرودی در سطح بازتابیده می‌شود؛ و همچنین بدین علت که فوتوالکتردهای حاصله، اغلب به خاطر چهار عامل اتلافی مذکور، نمی‌توانند از سطح فلز بگریزند. مهمترین این اتلافها، اتلاف ناشی از پراکندگی است، زیرا چگالی الکترونها در نوار هدایت یک فلز، آن قدر زیاد است که طول پویش آزاد فوتوالکترون اولیه، فقط از مرتبه یک نانومتر است. بنابراین، تنها فوتونهایی مؤثرند که در محدوده این فاصله از سطح جذب شوند. از این رو، همان گونه که بزودی خواهیم دید، اثر فوتوالکتریک در فلزات، ارزش عملی کمتری از اثر مربوطه در نیمه رساناها دارد که بازده کوانتومی آنها خیلی بالاتر است.

فرآیندهای فوتونی در نیمه رساناها

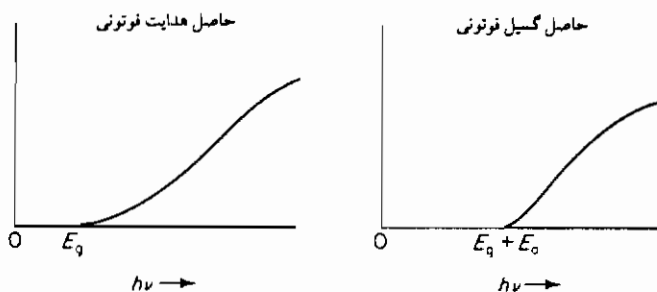
حال اگر به نیمه رساناها برگردیم، از شکل (۸-۱۷) ت و ث) می‌بینیم که به ازای:

$$h\nu > E_g$$

فرآیند هدایت فوتونی که در آن یک الکترون از نوار ظرفیت به نوار هدایت برانگیخته می‌شود (و یک حفره در نوار ظرفیت به جا می‌گذارد) امکان پذیر است؛ در حالی که به ازای:

$$h\nu > E_g + E_a$$

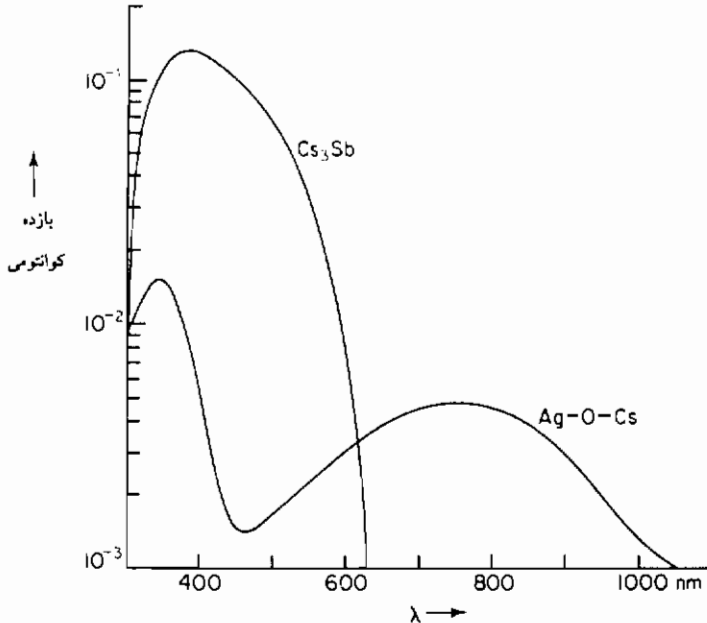
وقوع گسیل فوتونی، امکان پذیر می‌گردد. در این جا E_g انرژی نوار شکاف و E_a میل ترکیبی الکترون نیمه رساناست. مشابه جذب فوتونی در رساناها، وابستگی انرژی این فرآیندها به چگالی ترازهای انرژی در نوارهای ظرفیت و هدایت مربوط می‌شود. نتایج حاصل از گسیل فوتونی و هدایت فوتونی، در شکل (۸-۱۹) نشان داده شده است.



شکل ۸-۱۹- نمایش شماتیکی هدایت فوتونی و گسیل فوتونی یک نیمه‌رسانا به صورت تابعی از انرژی فوتون

گسیل فوتونی در نیمه رساناها

مهمترین اختلاف بین فرآیند گسیل فوتونی در نیمه رساناها و رساناها این است که فوتوالکترونها در یک نیمه رسانا می توانند طول بیشتری را بطور آزاد به پیمایند، به شرط این که انرژی جنبشی آنها کمتر از E_p باشد. علت این امر، آن است که یک فوتوالکترون با این انرژی نمی تواند با الکترونهاى ظرفیت اندرکنش داشته باشد و یک زوج الکترون-حفره ایجاد کند [مسأله (۴-۸) را ببینید]، و فقط با احتمال ضعیفی قادر است با الکترونهاى کم چگالی نوار هدایت، اندرکنش داشته باشد. طول پویش آزاد فتوالکترون نوعاً از مرتبه چند نانومتر است. به همین دلیل و با توجه به این حقیقت که نیمه رساناها دارای ضریب بازتابهای کوچکی در قبال نور فرودی هستند، بازده کوانتومی می تواند خیلی بزرگتر (تا چهاردهم) از بازده کوانتومی فلزات باشد. غالباً همان گونه که در شکل (۸-۲۰) نشان داده شده است، بازده های کوانتومی دو ماده در آشکارسازی نور مرئی به کار می رود. به این مطلب مجدداً در فصل بعد، اشاره خواهد شد [بخش (۹-۲-۱)].



شکل ۸-۲۰- بازده های کوانتومی تقریبی برای فوتوکاتدهای ساخته شده از پوشش نیمه شفاف Ag-O-Cs و Cs_3Sb روی شیشه آهکی. (اقتباس از داده های دستور کار تکثیرکننده فوتونی RCA).

هدایت فوتونی در نیمه رساناها

حال، به بررسی فرآیند هدایت فوتونی در نیمه رساناها می پردازیم. الکترونها و حفره های حاصل از جذب فوتون از وضعیت اولیه خود (یا در موردی که میدان اعمال شود شتاب دار می شوند) پخش می گردند؛ و سرانجام، با دیگر حاملهای بار ترکیب می شوند. افزایش هدایت به میزان تولید و ترکیب مجدد الکترونهای آزاد و حفره ها بستگی دارد. برای مقادیر کم تابندگی افزایش هدایت متناسب با تابندگی است.

معمولاً استفاده از نیمه رساناهای نوع عارضی (غیر ذاتی)، که مقادیر کوچکی از اتمهای ناخالصی (آلاینده ها) به آن افزوده شده است، بر نوع ذاتی برتری دارد. ناخالصیها چنان انتخاب می شوند که ترازهای انرژی اضافی (ترازهای دهنده و پذیرنده) در شکاف بین نوارهای ظرفیت و هدایت به وجود آید (شکل (۶-۲۲) را ببینید). با این ترتیب، جذب فوتون در انرژیهای پایین تر از E_g ممکن می شود، زیرا الکترونها در ترازهای دهنده، می توانند به نوار هدایت یا الکترونها از نوار ظرفیت به ترازهای پذیرنده برانگیخته شوند و در هر مورد به افزایش در هدایت منجر گردد.

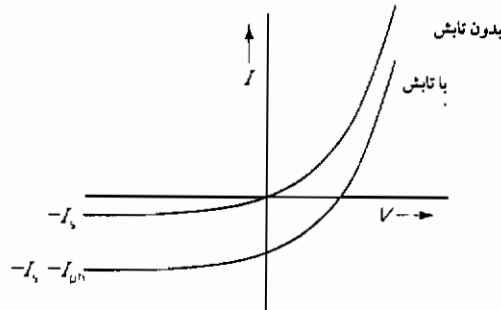
معمول چنین است که نیمه رسانا به شکل یک پیوند $p-n$ در نظر گرفته می شود که چنین وسیله ای را فوتودیود می نامند. در غیاب تابش جریان در پیوند با معادله دیود داده می شود:

$$I = I_s [\exp (eV/kT) - 1], \quad (۴۷-۸)$$

که I جریان اشباع معکوس و V ولتاژ خارجی است که در جهت جلو (از p به n) اعمال می شود. وابستگی I به V در شکل (۸-۲۱) نشان داده شده است. به ازای مقادیر منفی V دیود قطع است و فقط جریان اشباع معکوس برقرار می باشد، حال آن که به ازای مقادیر مثبت یک جریان بزرگ به سمت جلو وجود دارد. تاباندن فوتونها به پیوند منجر به ایجاد یک چشمه اضافی از الکترونها و حفره ها می گردد که موجب جریان یافتن یک جریان معکوس اضافی I_{ph} در پیوند می شود. با این ترتیب، مشخصه جریان ولتاژ پیوند، به صورت زیر در می آید:

$$I = I_s [\exp (eV/kT) - 1] - I_{ph}. \quad (۴۸-۸)$$

این مشخصه نیز در شکل (۸-۲۱) نشان داده شده است.



شکل ۸-۲۱- مشخصه جریان - ولتاژ يك فوتودیود، با تابش و بدون تابش

سلول خورشیدی

سلول خورشیدی نوع خاصی از فوتودیود است که جنبه کاربری مهمی دارد. این سلول، یک پیوند پخشی $p-n$ است که در یک سطح پهن در مجاورت یکدیگر قرار گرفته اند، بطوری که نور بیشتری بتواند به پیوند برسد. مساحت سطح نوعاً در حدود یک سانتی متر مربع است؛ و اغلب آرایه های بزرگی از چندین هزار سلول، به کار می رود.

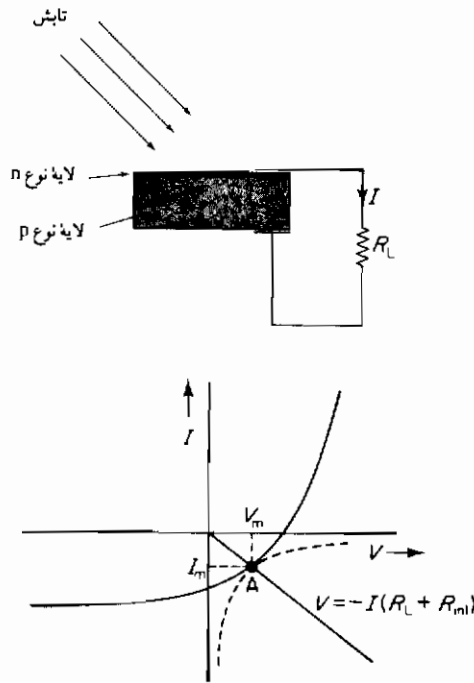
طریقه ای که جریان حاصل از جذب فوتون I_{ph} به توان قابل استفاده در یک بار خارجی (R_L) تبدیل می شود، در شکل (۸-۲۲) نشان داده شده است. این عمل، به مدفوتولتائیک موسوم است. اگر جریان I در جهت نشان داده شده در شکل (۸-۲۲ الف) جاری شود، بایاس جلو در پیوند، عبارت است از:

$$V = -I(R_L + R_{int}),$$

که R_{int} مقاومت داخلی سلول و اتصالهاست. از آن جا که معادله (۸-۴۸) نیز باید برقرار باشد، نقطه کار سلول، عبارت است از نقطه تقاطع A که در شکل (۸-۲۲ ب) نشان داده شده است. توان تولید شده در بار خارجی، برابر است با:

$$P = I_m^2 R_L = \frac{V_m^2 R_L}{(R_L + R_{int})^2},$$

که با انتخاب R_L متناسب می تواند به بیشینه مقدارش برسد.



شکل ۸-۲۲- مد فتوولتائیک عمل یک سلول خورشیدی

بازده کلی ε سلول، عبارت است از نسبت P به توان تابشی W که به سلول می‌رسد

$$\varepsilon = P/W.$$

برای این که تخمینی از حد بالای ε به دست آوریم، می‌توانیم فرض کنیم فوتونهای فرودی دارای انرژی متوسط $h\bar{\nu}$ بوده، هر فوتون یک زوج الکترون-حفره ایجاد می‌کند که در مقدار I_{ph} مشارکت دارد. بنابراین، توان پرتو فرودی $(I_{ph}/e)h\bar{\nu}$ است، و:

$$\varepsilon_{max} \sim \frac{I_m V_m}{(I_{ph}/e)h\bar{\nu}} \sim \frac{e V_m}{h\bar{\nu}}$$

برای تابش خورشیدی در سطح زمین $h\bar{\nu} \cong 2.3$ و برای سلولهای خورشیدی Si، $V_m \cong 0.4$ V که در نتیجه $\varepsilon_{max} \cong 20\%$ حاصل می‌شود. سلولهای خورشیدی از رساناهای مختلفی شامل Si،

CdS ، GaAs ساخته شده است، و بیشترین بازده حاصله در گستره‌ای از ۸ تا ۱۵ درصد قرار دارد که تقریباً نصف مقدار بیشینه نظری است .

مسائل فصل ۸

(جوابهای مسائل انتخابی در ضمیمه (ث) داده شده است)

- ۱-۸ کمینه و بیشینه انرژیهای یک الکترون که در ابتدا در حال سکون است، وقتی پراکندگی کامپتون با یک پرتو گامای ۱ MeV صورت می‌گیرد، چقدر است؟
- ۲-۸ با فرض این که در فرآیند تولید سه گانه (۸-۳۷) سه ذره تشکیل شده در آستانه فرآیند حرکت نسبی ندارند، نشان دهید که انرژی آستانه برابر $4m_0c^2$ است .
- ۳-۸ وقتی یک پرتو گامای ۱ MeV با یک اتم سرب که انرژیهای یونیدگی آن برای پوسته K ، 88.0 keV و برای زیرلایه‌های L_1 ، L_2 ، L_3 به ترتیب 15.9 ، 15.2 ، و 13.7 keV است اندرکنش می‌کند، فتوالکترون اولیه و الکترونهای اوژه بعدی، چه انرژیهایی خواهند داشت؟
- ۴-۸ نشان دهید که کمینه انرژی جنبشی ای که یک الکترون متحرک در یک نیمه رسانا می‌تواند از طریق ایجاد یک زوج الکترون-حفره از دست بدهد، برابر $E_p/5$ است که E_p انرژی نوار شکاف می‌باشد و هر سه ذره جرم مؤثر یکسانی دارند . فرض کنید که در این فرآیند، فونونی وجود ندارد .
- ۵-۸ ضریب خاموشی برای پرتوهای گامای نرم (تقریباً 0.1 تا 1.0 MeV) برای عناصر با Z کم همیشه حدود 10 p m^{-1} می‌باشد، که p عبارت است از چگالی ویژه . این مطلب را تشریح کنید .
- ۶-۸ معلوم شده است که بیناب الکترونهای ثانویه حاصل از یک ورقه نازک مس که تحت تابش یک چشمه پرتو گاما قرار گرفته است، دارای یک خط منفرد در انرژی E و یک بیناب پیوسته است که از $E/75$ به پایین ادامه دارد . مقدار E را پیدا کنید .

آشکارسازی تابش الکترومغناطیسی

ما می‌توانیم برخی از اشکال تابش الکترومغناطیسی را مستقیماً آشکار کنیم؛ به شرط این‌که میزان توانشان به قدر کافی زیاد باشد (مثلاً نور مرئی را می‌توان با چشم دید، تابش فرو سرخ را می‌توان با پوست احساس کرد و تابش میکروویو را می‌توان به صورت گرم شدن عمقی، تجربه کرد)، ولی در غیر این صورت، موارد مزبور و شکل‌های دیگر تابش الکترومغناطیسی را فقط به کمک یک زنجیره وقایع معمولاً پیچیده می‌توان آشکار کرد که طی آن انرژی تابشی به شکل‌های دیگری تبدیل می‌شود. در این فصل توجهمان را به فیزیک فرآیندهای تبدیل انرژی اولیه در مراحل نخست زنجیره آشکارسازی معطوف می‌کنیم. زمینه این بحث در فصل قبل فراهم شده است؛ و بنابراین در این جا بررسی می‌کنیم که کدام فرآیند برای هر یک از گستره‌های بسامد مناسبتر است و چه وجوه اضافی در اندازه‌گیری دقیق شدت‌ها یا بسامدها اهمیت دارد.

در نواحی میکروویو و فرو سرخ دور [شکل (۱-۱) را ببینید] امکان انتخاب در مورد فرآیند آشکارسازی کم است، زیرا تابش مربوطه، فقط می‌تواند ماده‌ای را که بدان می‌تابد گرم کند (در این جا محدودی از آشکارسازهای با کاربرد محدود را کنار می‌گذاریم؛ از قبیل آنهایی که مبتنی بر عمل تقویت توسط میز می‌باشند). بنابراین، بخش (۱-۹) را با بررسی آن دسته از آشکارسازها شروع می‌کنیم که در آنها افزایش انرژی اندازه‌گیری می‌شود. در طول موج‌های

کوتاهتر ($\leq 10 \mu\text{m}$) تابش قادر به افزایش هدایت برخی از مواد است که ابزار جدیدی برای آشکارسازی به دست می‌دهد. این موارد را بعداً تشریح خواهیم کرد. در طول موجهای باز هم کوتاهتر ($h\nu \geq 1 \text{ eV}$ ، $\lambda \leq 1 \mu\text{m}$) الکترونها گسیل فوتونی از برخی جامدات حاصل می‌شود که امکان آشکارسازی فوتونها را از طریق فوتوالکترونها تولیدی فراهم می‌سازد. این فوتوالکترونها می‌توانند تعداد زیادی الکترون ثانویه مثل آنچه که در تکثیرکننده فوتونی رخ می‌دهد، تولید کنند. در کاربردی دیگر، می‌توان از فوتوالکترونها به طریقی که در عکاسی و تکثیر عمل می‌شود، برای ثبت دائمی شار فوتونی استفاده کرد. کلیه روشهای آشکارسازی مزبور، در بخش (۹-۲) بررسی خواهد شد. در آخرین بخش این فصل (۹-۳) به بحث درباره روشهایی خواهیم پرداخت که در گستره انرژی ($h\nu \geq 10 \text{ eV}$) کاربرد دارد. در این گستره، یونش گاز امکان پذیر می‌شود. در این جا هر رخداد یونیدگی اولیه می‌تواند تعداد زیادی یون و الکترون ثانویه تولید کند و آشکارسازی فوتونها منفرد را ممکن سازد؛ و سرانجام، بحث را با بررسی گستره بیشترین انرژیهای ممکن ($h\nu \geq 100 \text{ eV}$) به پایان خواهیم برد. در این گستره، می‌توان ترتیبی داد که تعداد ذرات ثانوی تولید شده (مستقیم یا غیرمستقیم) به وسیله یک فوتون فرودی تقریباً با انرژی فوتون متناسب باشد، تا از این رو بتوانیم انرژی فوتون را مستقیماً اندازه گیری کنیم.

۹-۱ آشکارسازی تابش فروسرخ

۹-۱-۱ تابش سنجها و ترموکوپلها

در گستره طول موجهای تقریباً ۱۰۰ میکرومتر تا ۱ میلی متر (فروسرخ دور) روش معمول برای آشکارسازی تابش، استفاده از خاصیت گرمایی آن است: با این ترتیب، اندازه گیری توان تابشی، به اندازه گیری دما منجر می‌شود، که این به نوبه خود، اندازه گیری بعضی خواص فیزیکی یا الکتریکی مربوطه را ممکن می‌سازد. روش معمول، این است که یک جذب کننده گرما اختیار می‌شود، و اندازه گیری از طریق تغییر در مقاومت یا تغییر در پتانسیل ترموالکتریکی صورت می‌پذیرد. آشکارسازهای مربوطه به دور روش فوق را به ترتیب تابش سنج و ترموکوپل می‌نامند. حال بحث را با آشکارساز تابش سنج، شروع می‌کنیم.

آشکارساز تابش سنج

فرض کنید تابشی با توان P وات به جسمی با ظرفیت گرمایی C ژول بر درجه بتابد و در شرایطی که دمای جسم به اندازه ΔT از دمای محیط بیشتر است، گرما را با آهنگ $G\Delta T$ وات به محیط اطراف پس دهد (از طریق هدایت، یا تابش مجدد). در حالت پایدار، وقتی P ثابت است و تمام تابش جذب می شود، افزایش دما عبارت است از:

$$\Delta T_0 = P/G. \quad (1-9)$$

از طرف دیگر، اگر توان تابشی دفعه در زمان $t = 0$ برقرار شود و از آن پس ثابت بماند، تغییر دمای بعدی، با معادله زیر داده می شود:

$$C \frac{d(\Delta T)}{dt} = P - G \Delta T. \quad (2-9)$$

که جواب آن، عبارت است از:

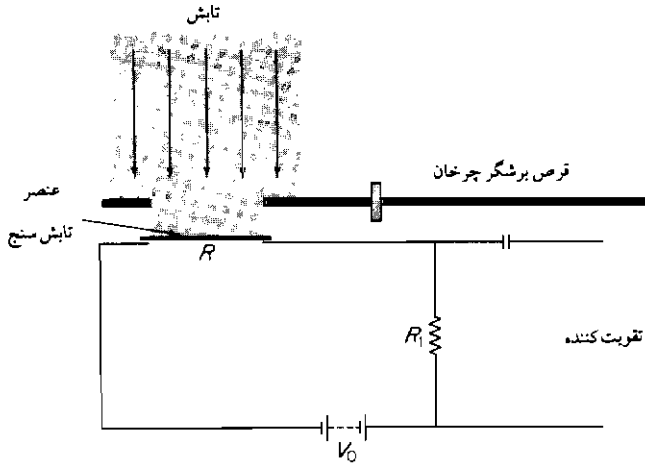
$$\Delta T = \Delta T_0(1 - e^{-t/\tau}),$$

در این جا ثابت زمانی، به صورت زیر تعریف می شود:

$$\tau = C/G. \quad (3-9)$$

می بینیم که برای یک حساسیت بالا، بایستی تابش سنج به قدر کافی تابش را جذب کند و مقدار G کوچک باشد؛ برای یک ثابت زمانی کوتاه نیز باید C دارای مقدار کوچکی باشد. برای این که ایده ای از مرتبه بزرگی کمیات داشته باشیم، یک تابش سنج فلزی را بطور نمونه مثال می زنیم که شامل یک ورقه پلاتینیم با سطحی به مساحت ۲ میلی متر مربع و ضخامت $0.1 \mu\text{m}$ بر روی یک عایق گرما سوار شده است، در این مورد $C \cong 10^{-7} \text{ J K}^{-1}$ ، $G \sim 10^{-4} \text{ W K}^{-1}$ و $\tau \sim 6 \text{ ms}$.
 طریقه استفاده از تابش سنج، در شکل (۱-۹) نشان داده شده است. تابش سنج را معمولاً با لایه ای خیلی نازک از «کربن سیاه» یا «طلای سیاه» می پوشانند تا جذب تابش فرودی افزایش یابد. وجود یک قرص چرخان در جلو تابش سنج، از این نظر اهمیت دارد که به تفکیک منابع مختلف «نوفه» که حتی در غیاب تابش فرودی نیز حضور دارند، کمک می کند. روزه های موجود در قرص به توان P ورودی به تابش سنج یک شکل موج مربعی می دهد. برای اطمینان از این که دوره تناوب مدولاسیون خیلی کوچکتر از ثابت زمانی τ است، نوعاً بسامد مدولاسیونی در حدود ۱۰ هرتز به کار برده می شود. تقویت کننده فقط در یک نوار باریک از بسامدها حول

بسامد مدولاسیون (این مورد با قفل کردن فاز تقویت کننده به سیگنال مدولاسیون صورت می پذیرد) دارای بهره بالا می باشد .



شکل ۹-۱- کاربرد یک تابش سنج برای آشکارسازی تابش فرسرخ

مقاومت R تابش سنج پلاتینیم تقریباً با عکس دما متناسب است :

$$R = \text{const}/T.$$

این رابطه برای سایر فلزات خالص نیز در دمای اتاق، برقرار است . بنابراین، ضریب :

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \quad (۹-۴)$$

دارای مقدار زیر است :

$$\alpha \approx \frac{1}{T} = 0.0034 \text{ K}^{-1}. \quad (۹-۵)$$

تغییر مقاومت ناشی از تغییر دمای ΔT عبارت است از :

$$\Delta R = \alpha R \Delta T,$$

و لذا خروجی تقویت کننده با $\alpha P/G$ متناسب است .

با استفاده از یک نیمه رسانا به عنوان عنصر حساس تابش سنج مقدار بزرگی برای α

حاصل می شود. مقاومت یک نیمه رسانای ذاتی دارای یک شکاف نواری E_g تقریباً به صورت زیر داده می شود:

$$R \propto \exp(-E_g/kT).$$

بنابراین، ضریب α عبارت است از:

$$\alpha \approx \frac{E_g}{kT^2}, \quad (9-6)$$

که به ازای شکاف 0.5 eV مقدار α را تقریباً برابر 0.06 K^{-1} نتیجه می دهد. این ابزار که به ترمیستور موسومند، از اکسیدهای ته نشین شده فلزات واسطه نیکل، منگنز و کبالت تشکیل شده اند.

باز هم می توان با استفاده از مواد ابر رسانا، آشکارسازی تابش را بهبود بخشید، و تابش سنجی با حساسیت بیشتر به دست آورد؛ که البته استفاده از آن، مشکلتر است. مقاومت یک ابر رسانا، خیلی سریع نسبت به دما در ناحیه ای که ماده در شرف ابر رسانا شدن است، تغییر می کند. مثلاً، مقاومت قلع در یک بازه $0.01 \text{ K} \sim \Delta T$ در ناحیه دمای گذار 3.7 K است، صفر تا مقادیر معمولی تغییر می کند؛ که این، بدان معنی است که $\alpha \sim (\Delta T)^{-1} - 100 \text{ K}^{-1}$ است. کمترین توانی که در این نوع تابش سنج می توان آشکار کرد، از 10^{-13} وات کوچکتر است. این توان در طول موج $100 \text{ } \mu\text{m}$ به تعداد کمتر از 5×10^7 فوتون در ثانیه منطبق است.

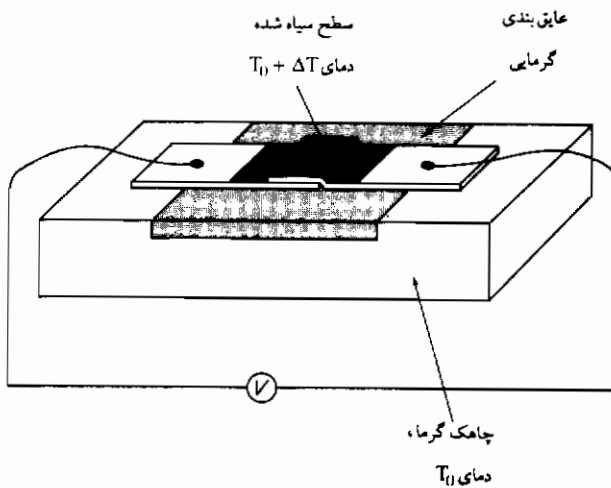
آشکارسازهای ترموکوپل

نوع دیگر آشکارساز که در بالا به آن اشاره شد و برای گستره فرسرخ به کار می رود، آشکارساز ترموکوپل است. طرحی از این آشکارساز، در شکل (۹-۲) نشان داده شده است. عنصر حساس نوعاً مساحتی برابر $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ دارد، و از طریق تبخیر لایه های نازک دو فلز مختلف بر روی یک پایه عایق ساخته می شود. ناحیه هم پوشانی دو لایه در شکل سیاه شده است؛ و بنابراین، تابش فرودی به آن، سبب می شود که دمای اتصال به مقدار ΔT نسبت به دیگر اتصالات مدار افزایش یابد. این افزایش یک نیروی الکتروموتوری EMF ترموالکتریکی برابر با:

$$E = P_{ab} \Delta T$$

در مدار ایجاد می کند، که P_{ab} توان ترموالکتریکی دو فلز اتصال است. اغلب، فلزهای بیسموت

و آنتیموان به کار برده می شود، زیرا این ترکیب، بالاترین مقدار توان را دارد که برابر $102 \mu V/K$ است. همانند مورد آشکارسازهای تابش سنج معمولاً شدت تابش برای حصول حساسیت بیشتر مدوله می شود و دامنه EMF ترموالکتریکی با یک تقویت کننده AC اندازه گیری می شود که دارای پهنای باند باریکی می باشد. کمینه توان قابل آشکار شدن، معمولاً بیشتر یا مساوی 10^{-10} وات است.



شکل ۹-۲- نمایش یک آشکارساز ترموکوپل

چنانچه سطح حساس با مساحت بیشتر از 1 mm^2 مورد نیاز باشد، چندین ترموکوپل را باید به یکدیگر متصل کرد تا یک ترموپیل به دست آید. در چنین حالتی، ترموکوپلها بطور سری به هم متصل می شوند، مثلاً Bi-Sb-Bi-Sb-Bi و غیره، و در یک آرایه مرتب و بسته بندی می شوند، به نحوی که هر اتصال ثانوی تحت تأثیر تابش قرار گرفته و اتصالات وسطی به یک چاهک حرارتی اتصال می یابد. نیروهای الکتروموتوری اتصالها با یکدیگر جمع شده و هر یک متناسب با تابشی است که بر روی آن فرود می آید.

۹-۱-۲ آشکارسازهای هدایت نوری

ساز و کاری که در آن رسانایی نیمه رسانا از طریق جذب نور افزایش می یابد، در بخش

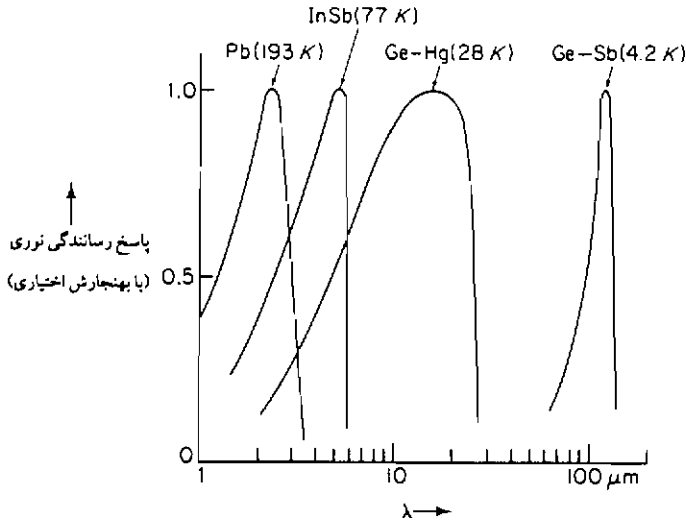
(۸-۳-۲) بررسی شد [برای مثال، شکل (۸-۱۷) را ببیند]. اگر E_{\min} کمینه انرژی لازم برای خلق یک الکترون آزاد یا حفزه، یا یک زوج الکترون-حفزه باشد، در این صورت، هدایت نوری وقتی رخ می دهد که $h\nu > E_{\min}$ باشد. در مورد نیمه رساناهای ذاتی E_{\min} انرژی شکاف E_g است، حال آن که در مورد نیمه رساناهای غیر ذاتی E_{\min} یا عبارت است از ϵ_i لازم برای برانگیختن الکترونها از یک تراز دهنده به نوار هدایت؛ یا عبارت است از ϵ_i لازم برای برانگیختن یک الکترون ظرفیت به یک تراز پذیرنده. کوچکترین مقدار عملی E_g تقریباً 0.15 الکترون ولت است، که امکان می دهد نیمه رساناهای ذاتی را برای طول موجهای بیش از 8 میکرومتر به کار بُرد. از طرف دیگر، ϵ_i و ϵ_d را می توان تقریباً کوچک اختیار کرد تا امکان دهد نیمه رساناهای ذاتی را برای طول موجهای بزرگ به استثنای محدودیتی که دمای آشکارساز نوری اعمال می کند، به کار گرفت.

این محدودیت از برانگیختگی گرمایی حاملهای بار (الکترونها یا حفزه ها) ناشی می شود. احتمال این که یک حامل بار از طریق گرمابه انرژی E_{\min} در دمای T برانگیخته شود، با ضریب بولتزمن $\exp(-E_{\min}/kT)$ داده می شود. بجز موردی که مقدار مزبور خیلی کوچک است ($\leq 10^{-7}$) تعداد حاملهای برانگیخته از تعداد حاملهایی که به وسیله تابش فرودی برانگیخته می شوند، خیلی بزرگتر است. در عمل دمای مورد بحث و بیشینه طول موج آشکار شده، با رابطه زیر به هم مربوطند:

$$T\lambda_{\max} = T \frac{hc}{E_{\min}} \approx 8 \times 10^{-4} \text{ K m.} \quad (9-7)$$

بنابراین، آشکارسازی که در دمای هلیوم مایع، 4.2 K ، عمل می کند، می تواند طول موجهایی تا تقریباً $190 \mu\text{m}$ آشکار کند به شرطی که ϵ_i یا ϵ_d مقدار مناسبی (تقریباً 0.06 الکترون ولت) داشته باشد. طول موج مزبور معرف حد بیشینه طول موج مناسب برای این نوع آشکارساز است. شکل (۹-۳) وابستگی چهار ماده مختلف را به طول موج در دماهای کارکردشان، نشان می دهد.

مشابه مورد آشکارسازهای تابش سنج با مدوله کردن شدت تابش فرودی حساسیت اصلاح می شود. کمینه توان آشکار شدنی وابستگی خیلی شدید به ماده و دمای کارکرد دارد، ولی برای آشکارسازهای با مساحت 1 میلی متر مربع در گستره 10^{-12} تا 10^{-10} وات محدود می ماند.



شکل ۹-۳- وابستگی تقریبی پاسخ رسانندگی نوری دو نیمه‌رسانای ذاتی (InSb و PbS) و دو نیمه‌رسانای غیرذاتی (Ge-Sb و Ge-He) به طول موج (اقتباس از داده‌های آر. ا. اسمیت^۱، اف. اف. جونز^۲ و آر. پی. چاسمار^۳، آشکارسازی و اندازه‌گیری تابش فروسرخ و ام. پوسنر^۴ و دبل‌بو. ریت^۵، روشهای فیزیک تجربی، ۴ الف ویراسته وی دبل‌بو. هیوز^۶، و اچ. ال. شولتز^۷).

۹-۲ آشکارسازی تابش مرئی

۹-۲-۱ آشکارسازهای گسیل نوری

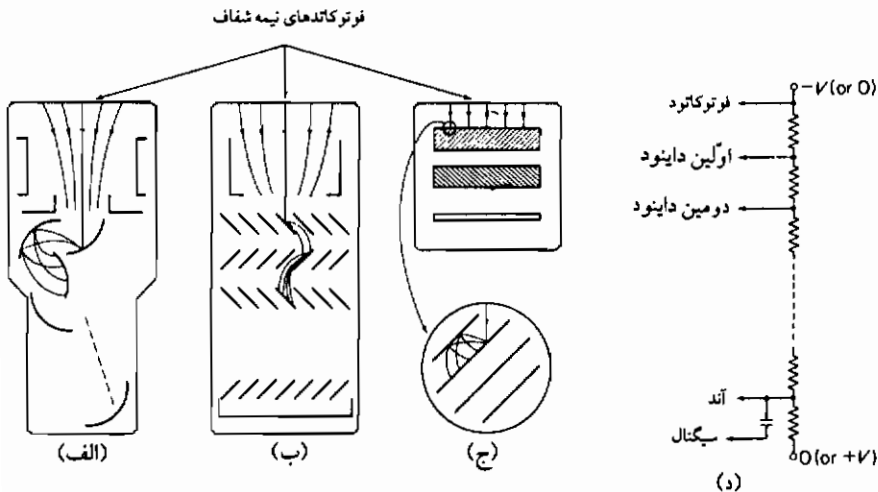
همان طور که در بخش (۸-۳-۲) بحث شد، گسیل نوری الکترونها از یک ماده جامد در طول موجهای کوتاهتر از $1.2 \mu\text{m}$ ($h\nu \geq 1 \text{ eV}$) امکان پذیر است. با استفاده از فنی که در آن فوتوالکترونها منفرد را می‌توان آشکار کرد، آشکارسازی فوتونهای منفرد میسر می‌شود و

- 1- R. A. Smith
- 3- R. P. Chasmar
- 5- W. Raith
- 7- H. L. Schultz

- 2- F. F. Jones
- 4- M. Posner
- 6- V. W. Hughes

حساسیتی چندین مرتبه بزرگتر از آنچه که در طول موجهای بلندتر قابل حصول است به دست می آید. همان طور که بعداً خواهیم دید، الکترونهای منفرد به وسیله فرآیند تکثیر آشکار می شود. ترکیب مرحله گسیل نوری و به دنبال آن، مرحله تکثیر الکترونی معمولاً به تکثیرکننده فوتونی موسوم است.

در شکل (۹-۴) سه نوع تکثیرکننده فوتونی نمایش داده شده است. در هر سه نوع یک فوتوکاتد نیمه شفاف در داخل وجه جلویی یک لوله خلأ کار گذاشته شده است. فوتوالکترونها از فوتوکاتد با بازده ای که به طول موج بستگی دارد ساطع [شکل (۸-۲۰) را ببینید] و توسط یک میدان الکتریکی شتابدار می شوند. مساحت سطح فوتوکاتد نوعاً از ۱ تا ۲۰ سانتی متر مربع است، ولی می تواند تا چند صد سانتی متر مربع نیز اختیار شود.



شکل ۹-۴- نمایش شماتیکی سه نوع تکثیرکننده فوتونی: (الف) نوع داینود کانونی شده، (ب) نوع کرکره ای، و (پ) نوع آرایه ریزکانال (در تصویرالحاقی بزرگ شده ورودی یک آرایه ریزکانال نشان داده شده است). قسمت (ت) زنجیره ای از مقاومتها را نشان می دهد که برای تأمین ولتاژهای مناسب جهت داینودهای تکثیرکننده های کانونی شده و کرکره ای به کار می رود (اختلاف پتانسیل V نوعاً حدود چند کیلو الکترون ولت است، و کاتد یا آند را می توان به پتانسیل زمین اتصال داد).

در اولین نمونه نشان داده شده در شکل مزبور الکترونها بر روی یک داینود خمیده (یعنی یک صفحه فلزی که نسبت به کاتد در پتانسیلی مثبت نگه داشته شده است) کانونی

می شوند. در این نقطه انرژی آنها (که با اختلاف پتانسیل بین کاتد و داینود داده می شود) نوعاً چند صد الکترون ولت است. هر الکترون در برخورد با داینود، چندین الکترون ثانوی با انرژی خیلی پایین تر تولید می کند. ساز و کاری که توسط آن، این فرآیند رخ می دهد، مشابه خود صدور فوتون است [شکل (۸-۱۷) پ] را ببینید. تعداد متوسط الکترونهاي ثانوی حاصل از یک الکترون فرودی منفرد نسبت گسیل ثانوی δ نامیده می شود. مقدار δ به ماده داینود و انرژی الکترون فرودی بستگی دارد، لکن برای ماده ای که معمولاً در داینود به کار می رود، مس بریلیم، این نسبت به ازای انرژی فرودی مورد استفاده در تکثیرکننده فوتونی (10 eV) نوعاً از ۳ تا ۵ متغیر است. همان طور که در شکل دیده می شود، الکترونهاي ثانوی که توسط میدان الکترواستاتیکی شتابدار و کانونی شده، به سمت داینود بعدی روانه می گردند، و در برخورد هر یک از آنها مجدداً الکترونهاي ثانوی بیشتری تولید می کنند. این فرآیند، برای n داینود ادامه می یابد که n معمولاً از ۶ تا ۱۶ متغیر است؛ و در نتیجه، متوسط تعداد کلی الکترونهاي ثانوی به ازای فوتوالکترون اولیه، عبارت است از:

$$G = \delta^n. \quad (8-9)$$

بدین ترتیب، با $\delta = 4$ و $n = 10$ بهره مؤثر، عبارت است از:

$$G = 4^{10} = 10^6.$$

این الکترونهاي ثانوی، سرانجام در آخرین الکتروود، آند جمع می شوند و یک پالس ولتاژ به بزرگی

$$v = \frac{Ge}{C}, \quad (9-9)$$

به وجود می آورند؛ که در آن C ظرفیت مؤثر آند است. به ازای 10 pF - C مقدار v حدوداً برابر 0.72 ولت است، بنابراین، تپی حاصل می شود که به آسانی تقویت گردیده، با یک مدار معمول قابل آشکارسازی است. وقتی ولتاژ کلی v لوله تکثیرکننده فوتونی افزایش می یابد، بهره G سریعاً زیاد می شود (زیرا δ با افزایش انرژی الکترون، افزایش می یابد)، لکن در عمل برای وقتی که نیاز به آشکارسازی فوتونهاي منفرد است، معمولاً بهره طوری ترتیب داده می شود که از مرتبه 10^2 باشد.

در نوع دوم تکثیرکننده فوتونی که در شکل (۹-۴) نشان داده شده است، داینودها

از نوع «کرکه‌ای» است. با این ترتیب، نیازی به کانونی کردن الکترونهای ثانوی در ضمن عبور از بین داینودها نیست. همچنین، کانونی کردن فوتوالکترونهای اولیه فرودی به اولین داینود لازم نیست، و لذا فوتوکاتدها را می‌توان به جای شکل خیمه‌ده، به صورت مسطح اختیار کرد. در غیر این صورت، عملکرد تکثیرکننده فوتونی مشابه نوع اول می‌باشد. شکل‌های مختلف دیگری نیز از هر دو نوع تکثیرکننده فوتونی وجود دارد. گاهی اوقات، اولین داینود از ماده‌ای ساخته می‌شود که دارای انرژی آستانه خیلی پایینی برای صدور فوتون می‌باشد، و از این رو، δ ی مربوطه نیز دارای مقدار بسیار بزرگی است. برای مثال، نوع p فسفید گالیوم که با لایه‌ای نازک از (GaP-Cs) پوشیده شده، چنین خاصیتی دارد، δ ی آن برای یک الکترون فرودی با انرژی 1 keV تقریباً برابر ۵۰ است.

نوع متفاوتی از تکثیرکننده فوتونی در شکل (۹-۴) نشان داده شده است. در این نوع، تکثیر الکترون در داخل کانالهایی با قطر داخلی کم انجام می‌شود که در آرایه‌ای به هم پیوسته موسوم به آرایه ریزکانال مرتب شده است. این آرایه از شیشه‌ای با مقداری زیاد ساخته شده و اختلاف پتانسیلی از مرتبه 2 kV بین وجوه ورودی و خروجی برقرار است. فوتوالکترونی که به صفحه شیشه‌ای واقع در مدخل کانال برخورد می‌کند، آن گونه که در شکل (۹-۴) نشان داده شده است، شروع به ایجاد الکترونهای ثانوی می‌کند. این الکترونها توسط میدان الکتریکی موجود در داخل کانال شتابدار می‌شوند، و در برخورد با دیواره‌های کانال الکترونهای ثانوی بیشتری تولید می‌کنند؛ این فرآیند تا رسیدن به انتهای کانال ادامه می‌یابد. بهره کلی، نوعاً حدود 10^4 است. اغلب مطابق شکل، یک آرایه ریزکانال دیگر برای افزایش بهره به کار می‌رود. معمولاً کانالها در هر آرایه به صورت اریب قرار می‌گیرند تا از پسخوراندن یونهای مثبت (که از فرآیند گسیل ثانوی، یا از برخورد با گاز زمینه حاصل می‌شوند، و در راستای مخالف الکترونها حرکت می‌کنند) جلوگیری کنند. مشابه دو نوع دیگر، در خروجی دومین آرایه ریزکانال، الکترونها در یک آند جمع می‌شوند. به صورتی دیگر، همانند مورد لوله تلویزیون، می‌توان این الکترونها را به سوی یک پرده شتاب داد و یک تصویر بزرگ شده از نوری که در ابتدا بر فوتوکاتد می‌تابد، به دست آورد. از این رو، این اسباب را تشدیدکننده تصویر می‌نامند.

بازده آشکارسازی تکثیرکننده فوتونی، در اصل، از طریق بازده کوانتومی E [بخش (۸-۳-۲) را ببینید] حادثه گسیل نوری اولیه، تعیین می‌شود. برای فوتوکاتدهایی که در ناحیه

مرئی حساسند، از قبیل آنهایی که از یک پوشش نیمه شفاف Cs_3Sb ساخته می شوند، معمولاً ε حدود 0.1 است [به شکل (۸-۲۱) مراجعه شود]، حال آن که در ناحیه فرسرخ نزدیک، ε از مرتبه کوچکتري می باشد. منبع اصلی نوفه معمولاً توسط گسیل گرمایونی الکترونها از فوتوکاتد حاصل می شود، و یک جریان تاریک معادل $10^3 \geq$ فوتون در هر ثانیه به دست می دهد. با یک بازده کوانتومی 10^{-1} ملاحظه می کنیم که کمینه شدت ثابت قابل آشکار شدن $10^4 \geq$ فوتون در ثانیه، یا وات $2 \times 10^{-15} \geq$ به ازای طول موج 500 نانومتر است؛ البته این شدت را می توان با مدوله کردن نور فرودی و استفاده از آشکارسازهای حساس به فاز مشابه مورد آشکارسازهای فرسرخ، به نحوی قابل ملاحظه اصلاح کرد. تپهای منفرد نور را می توان در صورتی که سیگنال خروجی بالای نوفه تاریک خروجی باشد، آشکار کرد، و این، مستلزم آن است که جرعه حاوی بیش از بیست فوتون باشد. شایان توجه است که بدون مدوله کردن، آشکارساز تکثیرکننده فوتونی در آشکارسازی یک شدت ثابت از چشم انسان حساسیت کمتری دارد. این تکثیرکننده ها تحت شرایط مطلوب قادر به دیدن یک شیء ثابت، از قبیل یک ستاره ضعیف می باشند، به شرطی که چند صد فوتون در ثانیه به آن برسد. چشم انسان نیز یک جرعه ضعیف نور را در صورتی می تواند رؤیت کند که بیش از چند صد فوتون داشته باشد، از این رو، در این مورد آشکارساز تکثیرکننده فوتونی، حساسیت بیشتری دارد.

۹-۲-۲ عکاسی و زیواکس

عکاسی، روش آشنایی برای آشکارسازی پرتوهای مرئی و ایکس است که به شدتهای بالایی نیاز دارد و یک ثبت دائمی به دست می دهد. ماده تعلیقی عکاسی حاوی تقریباً 10^7 تا 10^{11} بلورک یا ذره برومور نقره (و گاهی اوقات با مخلوط کوچکی از یدور نقره) در هر میلی متر مربع است که توسط ژلاتین، معلق نگه داشته می شود.

فرآیند اولیه، عبارت است از صدور فوتوالکتریکی یک الکترون از اتم برم یا ید. چون حداقل انرژی برای وقوع این مورد تقریباً یک الکترون ولت است، معمولاً ماده تعلیقی را نمی توان نسبت به طول موجهای بلندتر از $1/2$ تا $1/3$ میکرومتر، حساس ساخت. فوتوالکترونها صادره در حوالی ترازهای هدایت بلور تحرک دارند؛ تا سرانجام، در مراکز تله ای به دام می افتند. پس این فوتوالکترونها بعضی از یونها Ag^+ موجود را جذب می کنند و مجموعه ای از ذرات نقره به وجود می آورند که در واقع همان تصویر قبل از ظهور است.

در فرآیند بعدی یعنی ظهور، ماده‌ی ظاهرکننده به این تصویر الکترون می‌دهد؛ و اتمهای نقره بیشتری را جذب می‌کند. فرآیند نهایی یعنی ثبوت، یک تصویر دائمی را به دست می‌دهد.

انرژی تابشی لازم برای تولید یک ذره نقره به طول موج نور و حساسیت ماده‌ی تعلیقی، همچنین به فرآیند ظهور، بستگی دارد. کمینه چگالی انرژی لازم برای تصویر مرئی حدود $3 \times 10^{-12} / \text{mm}^2$ یا تقریباً 10^7 فوتون در هر میلی‌متر مربع است.

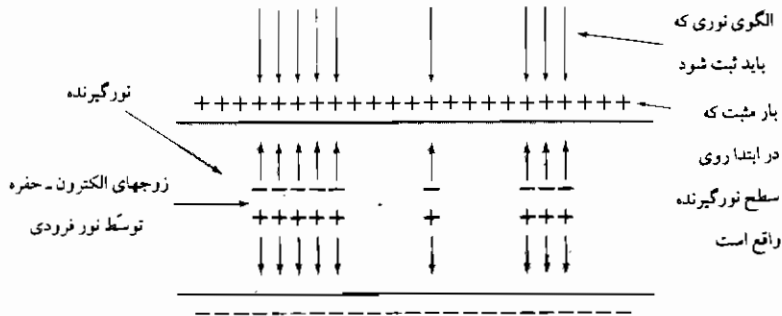
زیراکس

یک روش پیشرفته‌تر برای ثبت دائمی تصویر زیراکس است؛ این نام، مشتق از کلمه‌های یونانی زیراس^۱ و گرافوس^۲ است که با هم به معنی «خشک‌نگاری» است.

فرآیند زیراکس با بارگذاری یک لایه بار مثبت روی یک سطح از یک فیلم ماده نیمه‌رسانا، موسوم به نورگیرنده شروع می‌شود. عمل باردار شدن معمولاً به وسیله یک دستگاه تخلیه هاله دار حاصل می‌شود که در مجاورت سطح نورگیرنده قرار دارد و بر آن عمود است. در مرحله بعدی، همان‌طور که در شکل (۹-۵) نشان داده شده است، تصویری از شی (که معمولاً یک شی کدر مسطح، از قبیل یک صفحه تاپ شده است) بر روی سطح باردار نورگیرنده تشکیل می‌شود، و فوتونهای فرودی زوجهای الکترون-حفره در داخل آن به وجود می‌آورند. آن‌گاه الکترون‌ها تحت تأثیر میدان الکتریکی موجود در نورگیرنده، به سمت سطح بالاتر رانده می‌شوند؛ و بار سطح را در مناطقی که فوتون‌ها دریافت شده‌اند، خنثی می‌کنند. بارهای خنثی نشده، روی سطح باقی می‌مانند. در مرحله سوم، ذرات پودر رنگی (معمولاً سیاه) در نزدیکی سطح قرار داده می‌شود تا به مناطق باردار جذب شده و به آن بچسبند و یک تصویر مرئی تولید کنند. اعم از این که تکثیر یک یا چند نسخه مورد نیاز باشد آخرین مرحله شامل انتقال ذرات پودر از طریق جذب الکترون استاتیکی به آخرین ورق کاغذ و تثبیت آنها به کمک گرمای مناسب است.

نورگیرنده باید دارای این ویژگیها باشد: (الف) در اثر تاباندن نور زوجهای الکترون آزاد-حفره با بازده بالا ایجاد کند؛ (ب) الکترون‌ها و حفره‌ها بتوانند بدون گیرافتادن یا ترکیب مجدد عمده‌ای، به داخل ماده رانده شوند؛ (پ) بار سطحی خنثی نشده سریعاً نشت پیدا نکند.

سلینیوم بی شکل، همه خواص فوق را دارد؛ و به نحوی گسترده در زیراکس تجارتي به کار برده می شود.



شکل ۹-۵- مرحله کلیدی در فرآیند زیراکس. در ابتدا، لایه باری که روی سطح بالایی گیرنده نشسته از طریق زوجهای الکترون - حفره حاصل از نور فرودی بطور جزئی خنثی می شود.

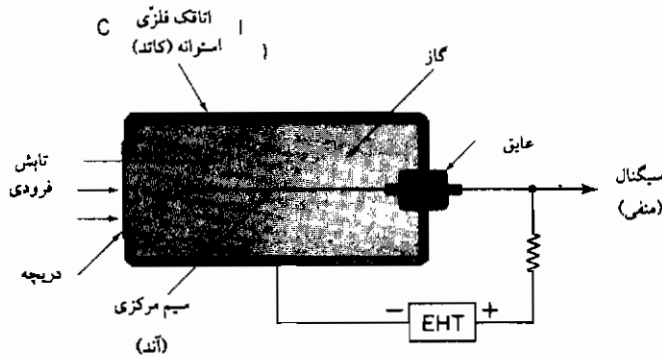
۳-۹ آشکارسازی تابشهای فرابنفش، ایکس، و گاما

این نوع تابشها را می توان با هریک از روشهایی که تاکنون شرح داده ایم، آشکارسازی کرد، ولی با توجه به انرژی زیاد هر فوتون، می توان به امکانات بیشتری برای استفاده از یونش گازی به عنوان عمل آشکارسازی دست یافت. انرژی بالاتر به این معنی است که فوتوالکترونها با انرژی بالا در جامدات، مایعات، و گازها به وجود آیند که مستقیماً قابل اندازه گیری باشد؛ و از این رو، اندازه گیری مستقیم انرژی فوتون، امکان پذیر شود. این دو مورد جدید، ذیلاً بررسی می شوند:

۱-۳-۹ شمارنده های یونشی گازی

هندس و شیوه عمل یک شمارنده یونشی گازی در شکل (۹-۶) بطور شماتیکی نشان داده شده است. تابش فرودی از یک دریچه می گذرد؛ و گاز داخل اتاقک را یونیده می کند. در داخل اتاقک، یک میدان الکترواستاتیکی وجود دارد، و تحت تأثیر آن فوتوالکترونها و یونهای مثبت باقی مانده در راستای مخالف میدان رانده، و به ترتیب در آندوکاتد جمع می شوند. این امر، منجر به ایجاد یک سیگنال ولتاژ می شود که از طریق خروجی به کمک یک مدار

الکترونیکی معمولی تقویت شده، ثبت می گردد. میدان الکتریکی معمولاً آن قدر قوی است که فوتوالکترونهاى اوکيه در سر راهشان به آند مرکزی، بر اثر برخورد با اتمهای گاز خنثی می توانند زوجهای الکترون-یون بیشتری تولید کنند، بنابراین، یک سیگنال تقویت شده در آند به دست می آید، ولی برای سهولت، به بررسی حالت ساده تری می پردازیم که در آن، چنین تقویت شدنی وجود ندارد.



شکل ۹-۶- نمایش شماتیکی يك شمارنده یونشی، به شکل استوانه، و شیوه عمل آن

تجمع الکترونها و یونها

برای درك جزئیات عمل شمارنده، باید به بررسی طریقه ای که ذرات باردار به سمت الکترونهاى مربوطه شان سیر می کنند، پردازیم. فشار گاز در شمارنده، معمولاً در گستره یک دهم تا ده جو است، و از این رو، الکترونها و یونها قبل از رسیدن به الکترونها، برخوردی با فراوانی با اتمها (یا مولکولها)ی گاز دارند. حالت ساده تر، این است که فقط یونهاى مثبت را بررسی کنیم. زمان بین برخوردها معمولاً آن قدر کوتاه است که انرژی حاصله از تأثیر میدان الکتریکی در مقایسه با انرژی گرمایی متوسط کوچک است. بنابراین، یک یون پس از هر برخورد در یک راستای تصادفی و با سرعتی که تقریباً به توزیع ماکسولی سرعتهای اتمهای گاز خنثی مربوط است، شروع به حرکت می کند. قبل از برخورد بعدی، پس از زمانی برابر t_1 مؤلفه سرعت یون در راستای میدان الکتریکی وارده (E) به اندازه at_1 افزایش می یابد، که a شتاب یون است. بنابراین، سرعت متوسط در راستای میدان که به سرعت رانش یون موسوم است،

برابر است با :

$$\bar{u} = \frac{1}{2} a \bar{t}_c = \frac{1}{2} \left(\frac{eE}{M} \right) \left(\frac{\lambda}{\bar{c}} \right), \quad (10-9)$$

که M جرم یون، λ طول پویش آزاد متوسط، و \bar{c} سرعت متوسط گرمایی آن است. مثلاً، در مورد یونهای آرگون در گاز آرگون با فشار یک جو و میدانی برابر 50 V/mm ، $\lambda = 0.07 \mu\text{m}$ ، $\bar{c} = 400 \text{ m/s}$ و $\bar{u} = 11 \text{ m/s}$ است. همان طور که در به دست آوردن معادله (۹-۱۰) فرض کردیم، ملاحظه می کنیم که سرعت رانش، خیلی کوچکتر از سرعت گرمایی است. زمان متوسط لازم برای رسیدن یک یون مثبت به دیواره اتاقک (با شعاع نوعی حدود 10 mm) و جمع شدن این یونها، معمولاً از مرتبه یک میلی ثانیه است.

معادله (۹-۱۰) برای الکترونها نادرست است، زیرا سرعت رانش غالباً در مقایسه با سرعت متوسط اتمهای گاز، کوچک نیست. همچنین اگر گاز به جای مولکولها از اتمها تشکیل شده باشد، الکترونها فقط می توانند در انرژیهای پایین تر از انرژی اولین حالت برانگیخته اتم بطور کثمان پراکنده شوند؛ و این، بدان معنی است که سرعت متوسط آنها \bar{c} از سرعت متوسطی که می توانستند در تعادل حرارتی داشته باشند، بزرگتر شود. به هر حال، اگر معادله (۹-۱۰) را به عنوان یک رابطه سردستی به کار ببریم، و توجه داشته باشیم که $\bar{c} \propto M^{-1/2}$ ، در می یابیم :

$$\frac{\bar{u}_e}{\bar{u}_{\text{یون}}} \sim \left(\frac{M_{\text{یون}}}{m_e} \right)^{1/2},$$

که برای آرگون، مقدار 270 را نتیجه می دهد. در واقع \bar{u}_e برای شرایط مفروض فوق تقریباً 400 m/s یعنی 36 بار بزرگتر از $u_{\text{یون}}$ است. سرعت رانش الکترون، می تواند با افزوده شدن مقدار جزئی از مولکولهای چند اتمی (مثلاً 5 درصد CO_2) به آرگون بیشتر شود. در این صورت، یک الکترون از طریق برانگیختن حالت های پایین ارتعاشی و چرخش مولکولها، انرژی از دست می دهد؛ و مقدار \bar{c} کمتری نتیجه می شود؛ و از این رو \bar{u}_e افزایش می یابد. انرژی پایین تر الکترون، همچنین باعث کاهش قابل ملاحظه مقطع مؤثر برای انرژیهای پایین (که خود ناشی از پراکندگی الکترونها توسط اتم می باشد، و به اثر رامسائر^۱ موسوم است) می باشد. بنابراین، تأثیر خالص افزودن مولکولهای چند اتمی، عبارت است از افزایش مقدار λ و همچنین کاهش

مقدار \bar{c} که منجر به زیاد شدن \bar{v} (تا 4500 m/s) به ازای شرایط مزبور) می شود .
وقتی الکترون و یون حاصل از یک رخداد فوتو یونیدگی هر دو در الکترودها جمع می شوند، بارهای اضافی $\pm e$ در الکترودها، تغییری در ولتاژ بین الکترودها با مقدار :

$$v = -\frac{e}{C}, \quad (11-9)$$

را موجب می شوند، C ظرفیت مؤثر دو الکترودها است، این ولتاژ، همچنان که در شکل (۹-۶) نشان داده شده است، به صورت یک سیگنال در آند ظاهر می شود . رسیدن به این مقدار پیشینه سیگنال، در شکل (۹-۷) نشان داده شده است . در این جا یک صعود سریع اولیه وجود دارد که ناشی از حرکت و جمع شدن الکترون می باشد، که افزایش کندی ناشی از یون مثبت را به دنبال دارد . ارتفاع قسمت سریع را می توان با توجه به تغییرات انرژی حاصل از جمع شدن الکترونها، نتیجه گرفت . اگر نقطه ای که در آن جا الکترون و یون ایجاد می شود نسبت به دیواره اتاقک، پتانسیل V_e داشته باشد، و اختلاف پتانسیل بین آند مرکزی و دیواره V باشد، در این صورت، انرژی جنبشی الکترون، هنگام برخورد به آند، برابر $e(V - V_e)$ است . اتلاف و آفت این انرژی در کاهش انرژی خازن از $\frac{1}{2}CV^2$ به $\frac{1}{2}C(V + v_e)^2$ منعکس است، که v_e ولتاژ (سیگنال) آند در زمان ورود الکترون به آند است . با فرض این که یون مثبت در این زمان جابه جایی قابل ملاحظه ای ندارد، نتیجه می گیریم :

$$e(V - V_e) = \frac{1}{2}CV^2 - \frac{1}{2}C(V + v_e)^2 = -CVv_e,$$

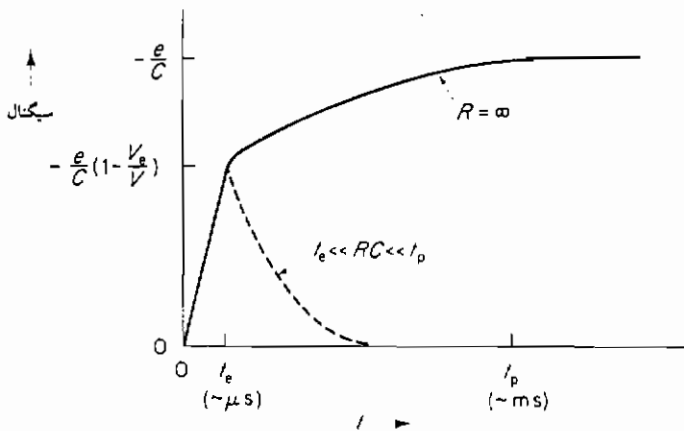
و بنابراین :

$$v_e = -\frac{e}{C}\left(1 - \frac{V_e}{V}\right), \quad (12-9)$$

تأخیر ورود یون، باعث آفت بیشتر انرژی eV_e می شود؛ و از این رو، باز هم عبارت (۹-۱۱) را به دست می آوریم .

در مورد شمارشگر یونشی به شکل استوانه، طبق شکل (۹-۶)، پتانسیل V_e در مجاورت آند مرکزی سریعاً افزایش می یابد و در قسمت اعظم حجم اتاقک تقریباً با پتانسیل دیواره اتاقک برابر است . لذا، ولتاژ (سیگنال) v_e در اکثر رخدادهای یونشی تقریباً مقدار پیشینه اش یعنی e/C را دارد . برای یک الکترون منفرد، این سیگنال به قدری کوچک است ($10^{-8} \times 1/6$ ولت برای $C = 10$ pF) که به وسیله شمارشگری که به این طریق عمل می کند، قابل آشکارسازی

نیست. دلیل این امر، آن است که سیگنال آند از طریق نشت مؤلفه‌های کندتر به مقاومت بار R ، با ثابت زمانی RC تغییر شکل می‌یابد [همان گونه که در شکل (۷-۹) با منحنی شکسته، نشان داده شده است]، و ولتاژ آند نیز توسط تقویت کننده‌ای با پهنای باند بزرگتر یا مساوی یک مگاهرتز تقویت می‌شود. اما در این صورت، سطح نوفه بار مقاومت و تقویت کننده خیلی بزرگتر [نوعاً بزرگتر یا مساوی 10^{-2} ولت، مسأله (۲-۹) را ببینید] از ولتاژ (سیگنال) برای جفت الکترون-یون است.



شکل ۷-۹- شکل سیگنال آند برای یک رخداد فوتوبیودگی. منحنی خط پُر، ولتاژ سیگنال حاصل از جمع شدن یک جفت الکترون-یون را نشان می‌دهد. منحنی شکسته، نمایش دهنده سیگنال آند است، وقتی که ثابت زمانی (RC) مدار آند بین زمانهای جمع شدن الکترون و یون (به ترتیب t_p و t_e) باشد.

در یک مد پیوسته، متوسط جریانی که از آشکارساز می‌گذرد، عبارت است از:

$$\bar{I} = n\alpha e,$$

که n آهنگ ورود فوتونها و α عبارت است از احتمال این که یک فوتون یک زوج الکترون-یون تولید کند (اگر همه فوتونها در گاز آشکارساز متوقف شوند α تقریباً برابر واحد است). متوسط ولتاژ DC در آند، به صورت زیر می‌باشد:

$$v = n\alpha eR.$$

(۹-۱۳)

سطح نوفه را می توان با استفاده از تقویت کننده ای دارای پهنای باند کوچک خیلی پایین آورد [مسأله (۹-۲) را ببینید]. از این رو، کمینه آهنگ n که قابل آشکارسازی است، با مقدار n در یک تکثیر کننده فوتونی، قابل مقایسه است.

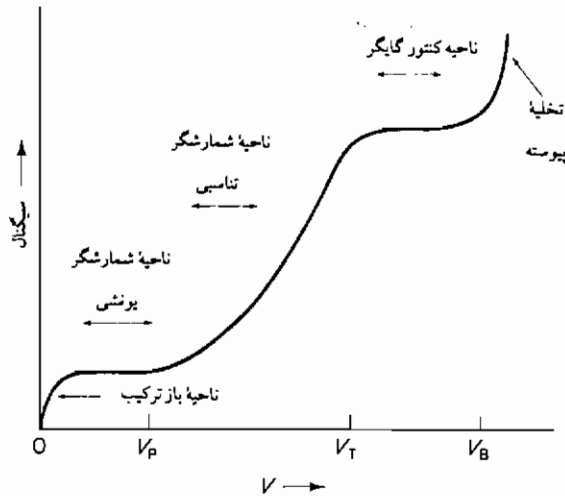
آشکارسازی پرتوهای ایکس و گاما

وقتی انرژی فوتونی زیاد است، فوتوالکترونهاى اولیه از طریق برخورد های یونشی با اتمهای گاز، قادر به تولید زوج الکترون-یونهای بیشتری می باشند. انرژی متوسط W لازم برای ایجاد یک زوج الکترون-یون از طریق برخورد الکترون نوعاً حدود 30 الکترون ولت است. برای مثال، یک پرتو گامای 1 MeV فوتوالکترونی با تقریباً همان مقدار انرژی می دهد که منجر به تولید حدود $10^4 \times 3$ زوج می شود که همه آنها در ولتاژ مشارکت دارند. از این رو، ارتفاع تپ آند [منحنی شکسته شکل (۹-۷)] برای آشکارسازی بالاتر از سطح نوفه کافی است.

تقویت داخلی

همان طور که قبلاً اشاره شد، بیشتر چنین معمول است که از شمارشگرهای یونشی گازی با اعمال اختلاف ولتاژ زیادی بین آند و دیواره خارجی استفاده شود. بدین ترتیب، فوتوالکترونهاى اولیه (یا در مورد پرتوهای ایکس و گاما، الکترونهاى تولید شده ناشی از برخوردهای فوتوالکترونها) در میدان الکتریکی شمارشگر شتاب می گیرند و زوجهای الکترون-یون بیشتری به وجود می آید. این تقویت داخلی، موجب افزایش در ارتفاع ولتاژ تپ می شود. وابستگی ارتفاع تپ به ولتاژ اعمال شده در شکل (۹-۸) نشان داده شده است.

در نخستین ناحیه شکل، ولتاژ اعمال شده به قدری کم است که برخی از الکترونها و یونها قبل از این که بتوانند جمع شوند مجدداً ترکیب می گردند. در ناحیه بعدی هم ذرات باردار همان طور که تاکنون بحث کردیم، بدون تقویت داخلی، جمع می شوند. در این ناحیه، مقدار سیگنال تقریباً مستقل از V است. شمارشگرهایی که به طریق فوق عمل می کنند، به عنوان شمارشگرهای یونشی موسومند.



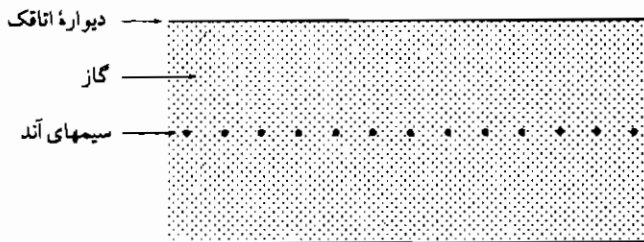
شکل ۹-۸- وابستگی ارتفاع سیگنال به ولتاژ اعمال شده بر شمارشگر یونشی گازی

ناحیه بعدی که در ولتاژ V_p شروع می شود، نوعاً در گستره ای از چند ده ولت تا چند صد ولت را در بر می گیرد. از این رو، میدان الکتریکی در مجاورت آند چندان بزرگ است ($\geq 10^6$ V/m) در مورد گاز آرگون با فشار یک جو) که الکترونهاى اولیه تولید شده گاهی بین برخورد ها انرژی کافی به دست می آورند و آنها را قادر به یونیده کردن اتمهای بیشتری می سازد. الکترونهاى ثانوی حاصله نیز به نوبه خود یونیدگی بیشتری را موجب می شوند که منجر به بهمنی از الکترونها در مجاورت آند می گردد. تقویت کمی یا بهره G (یعنی تعداد متوسط جفت الکترون-یون به ازای هر جفت اولیه) به V بستگی دارد ولی تقریباً از تعداد اولیه جفتها یا از مکان تشکیل آنها مستقل است (حدأقل در مورد شکل استوانه ای معمولی شمارشگر که تقویت فقط وقتی صورت می پذیرد که الکترونها به میدانی قوی در مجاورت آند مرکزی وارد شوند). بنابراین، سیگنال متناسب با تعداد اولیه جفتهاست، و به همین دلیل، آشکارسازی را که در این ناحیه عمل می کند، شمارشگر تناسبی می نامند. مقدار G نوعاً بین 10^2 و 10^4 است که حاکی از آن می باشد که مد پیوسته عمل شمارشگر باید کماکان برای فوتونهاى فرابنفش به کار رود، ولی فوتونهاى پرتو ایکس و پرتو گاما با مد تپی قابل آشکارسازی است. همچنین امکان

دارد انرژیهای پرتوهای ایکس و گاما را نیز با استفاده از این حقیقت که W تقریباً مستقل از انرژی فوتوالکترون اولیه است، اندازه گیری کرد. بحث این که این کار چگونه میسر است، به بخش بعدی در مورد آشکارسازهای سوسوزن که روش اندازه گیری انرژی مشابهی دارند، موکول می گردد.

شمارشگرهای تناسبی چند سیمه

در آزمایشهای بسیاری (بوژه در زمینه فیزیک ذرات بنیادی) نیاز به اندازه گیری موقعیت یا راستای پرتوهای گامای فرودی است. این کار را می توان با استفاده از آرایه ای از شمارشگرهای مجزاً انجام داد؛ ولی یک روش مناسبتر و دقیقتر، عبارت است از این که تنها یک شمارشگر را که دارای سیمهای آند متعدد است، به کار بریم. این نوع شمارشگر که در شکل (۹-۹) نشان داده شده است، به شمارشگر تناسبی چند سیمه موسوم است. یک میدان الکترواستاتیکی قوی در مجاورت هر سیم وجود دارد و همانند مورد شمارشگر تک سیمه که در شکل (۹-۶) نشان داده شده است، فرآیندهای تقویت داخلی فقط در این نواحی میدان قوی رخ می دهد. قطر و فاصله سیمها (که نوعاً به ترتیب حدود ۲ میکرومتر و ۲ میلی متر هستند) به گونه ای است که هر یک از بهمنهای حاصل از تقویت داخلی در یکی از سیمها جایگزیده است. علامت حاصل از هر سیم، جداگانه تقویت و ثبت می شود، و حساسیت موضعی لازم را در راستای عمود بر سیمها به دست می دهد. معمولاً این آشکارسازها را در میدانهای الکترواستاتیکی بسیار قوی به کار می برند تا سرعتهای رانش نسبتاً زیاد و زمانهای جمع شدگی کوتاهی برای الکترون (حدود ۳۰ نانوثانیه) به دست آید.



شکل ۹-۹ - قسمتی از یک شمارشگر تناسبی چند سیمه. قطر سیمهای آند نوعاً حدود ۱۰ میکرومتر و فاصله آنها تقریباً یک میلی متر است. اختلاف پتانسیل بالایی (حدود ۴ kV) بین سیمها و دیواره اتاقک برقرار می شود.

همچنین ممکن است که موقعیت طولی را که در آن انباشتگی روی می دهد، به کمک فنی موسوم به «مشارکت جریانی» اندازه بگیریم. در هر یک از این سیمها یک تقویت کننده در هر دو انتها وجود دارد، و بزرگی نسبی علامتهای واصله در دو انتهای سیم برای تعیین موقعیت انباشتگی در طول سیم به کار می رود. از فنون دیگری (مثلاً با استفاده از تقطیع دیواره های اتاقک در راستای طولی) نیز استفاده می شود.

شمارشگرهای گایگر^۱

در ولتاژهای بالاتر بهره شمارشگر یونشی گازی [شکل (۹-۶)] به مقداری افزایش می یابد که به ازای آن، تعداد یونهای مثبت کم تحرک تولید شده در بهمن به قدر کافی بزرگ است که آند را از نظر الکترواستاتیکی محافظت می کند و میدان قوی را در مجاورتش کاهش می دهد. این امر، بهره را به گونه ای محدود می کند که دیگر علامت متناسب با تعداد اولیه زوجهای الکترون-یون نمی باشد.

بالاتر از ولتاژ V_T [شکل (۹-۸) را ببینید] که نوعاً در گستره ای از چند صد ولت تا چند کیلو ولت قرار دارد، بهمن به وجود می آید تا آن جا که حفاظ یون مثبت میدان را در نزدیکی آند به مقدار تقریباً صفر تقلیل می دهد. بهمن در امتداد طول آند نیز انتشار می یابد. این امر بدین دلیل رخ می دهد که فوتونها توسط اتمهای برانگیخته گاز گسیل می شوند و یونها در جایی دیگر از گاز (یا در کاتد) مجدداً جذب می شوند و فوتو یونیدگی بیشتری نتیجه می گردد. حاصل این که حفاظ یون مثبت کامل است بطوری که تقویت بیشتری امکان پذیر نیست. بدین ترتیب، تعداد کل یونها در حفاظ خیلی زیاد و مستقل از تعداد اولیه زوجهاست. این نتیجه، از طریق تقلیل فشار گاز، به جای افزایش V نیز قابل حصول است، زیرا کاهش فشار باعث افزایش طول پویش آزاد متوسط، و از این رو، افزایش انرژی متوسط حاصل بین دو برخورد می گردد، و احتمال یونش بیشتری را نتیجه می دهد. پوشش یون مثبت تقریباً همان پتانسیل آند را دارد، و بنابراین عمده سیگنال از حرکت پوشش به سمت دیواره خارجی و تحت تأثیر اختلاف پتانسیل V ناشی می شود، لذا، سیگنال مستقل از تعداد اولیه زوجهای الکترون-یون یا موقعیت مکان تشکیل شان است. این سیگنال از ولتاژ V در گستره بین V_T و V_B که بالاتر از آن یک تخلیه الکتریکی پیوسته در داخل اتاقک وجود دارد، نیز تقریباً مستقل است. این نوع آشکارساز

به شمارشگر گایگر - مولر به اختصار به شمارشگر گایگر موسوم است. سیگنالها در صورت وجود بزرگند و به تقویت (خارجی) بیشتر، خیلی کم نیاز دارند.

در طول زمان جمع شدن پوشش، تقریباً ۱۰۰ تا ۵۰۰ میکروثانیه، یک میدان الکتریکی ضعیف در ناحیه بین پوشش و آند وجود دارد، و شمارشگر گایگر نمی تواند به فوتونهای ورودی بیشتر پاسخ دهد. این فاصله زمانی را زمان مرگ شمارشگر می نامند. بجز در مواردی که پیش بینیهای مناسب معمول می شود، ورود پوشش به دیواره خارجی اتاقک می تواند از طریق صدور الکترون از دیواره که احتمالاً به تخلیه های پشت سرهم منجر می گردد، شمارشگر را مجدداً فعال کند. روش معمول برای جلوگیری از این کار، استفاده از یک مدار خارجی مناسب است که ولتاژ اعمال شده را پس از شروع تپ به زیرمقدار V_T تقلیل دهد، و برای زمان اندکی طولانی تر از زمان جمع شدن یونها ولتاژ را در این حد نگه دارد. در این صورت، ولتاژ به مقدار کار خودش برمی گردد و آشکارساز بار دیگر قادر به پاسخ دادن به رویدادهای یونش جدید می باشند. این روش، زمان مرگ اندکی بیشتر را برای آشکارساز موجب می شود، ولی مطمئن می سازد که تولید مجددی صورت نمی گیرد.

بازده آشکارسازی و گستره های انرژی

بازده های آشکارسازی و گستره های انرژی فوتون برای شمارشگرهای یونشی، تناسبی و گایگر به مشخصه های انتقال پنجره و مقطع مؤثر فتویونیدگی گاز، بستگی دارد. در مورد طول موجهای فرابنفش گستره انرژی، محدود به این دو حد است: یکی این که انرژی فوتونها باید از انرژی یونش گاز بیشتر باشد (غالباً NO به کار برده می شود که دارای انرژی یونش پایینی در حد ۹٫۲۶ الکترون ولت است)؛ و دیگر این که انرژی آنها کمتر از مقداری باشد که به ازای آن پنجره شدیداً شروع به جذب می کند (LiF بیشترین انرژی را در این مورد دارد، ۱۱٫۸ الکترون ولت) مع ذلک، بازده آشکارسازی برای فوتونهای فرابنفش خیلی بالاست، زیرا تقریباً همه آنها توسط گاز جذب می شوند، و احتمال این که در فوتویونیدگی جذبی صورت گیرد، بالاست (نوعاً بیش از ۸۰ درصد).

برای آشکارسازی پرتوهای ایکس، پنجره آشکارساز باید دارای وزن اتمی کمی بوده تا مقطع مؤثر جذب آن پایین، و از نظر ضخامت نیز نازک باشد. از طرف دیگر، برای بازدهی بالا گاز مربوطه باید وزن اتمی زیادی داشته، و اغلب در فشار بالایی مورد استفاده قرار گیرد.

همچنین، امکان دارد با استفاده از گازی مناسب، به برخی انرژیهای گزینشی دست یابیم. مثلاً، لبه K برای کریپتون ($Z = 36$) در $14/3$ کیلو الکترون ولت واقع است [شکل (۸-۱۰) را ببینید]، و مقطع مؤثر جذب آن، به گونه ای است که اگر یک شمارشگر تناسبی در فشار یک جو از گاز پُر شود، نیمی از تابش فرودی در یک طول تقریبی $0/1$ متر و انرژیهای بلافاصله بالاتر از لبه جذب می شود، ولی در انرژیهای بلافاصله زیر لبه فقط $0/1$ درصد از تابش مزبور در همان طول موج جذب می گردد؛ و بالاخره در مورد پرتوهای گاما گاز شمارشگر تقریباً شفاف است. برای مثال، پرتوهای گامای 1 MeV در فاصله

$$l = \alpha / \rho,$$

با ضریب e تضعیف می شود. در رابطه اخیر، ρ چگالی گاز است و α فقط به میزان کمی به Z بستگی دارد که مقدار آن بین 120 تا 180 کیلوگرم بر متر مربع است. گزنون در فشار 100 جو دارای $\rho = 580 \text{ kg/m}^3$ و $l \cong 0.3 \text{ m}$ است. از سوی دیگر، چگالی دیواره اتاقک یک مرتبه از این مقدار بزرگتر است؛ و از این رو، رویدادهای فوتوپیوندگی اولیه ای که آشکارساز به راه می اندازد، بیشتر در دیواره رخ می دهند تا در گاز. مع ذلک، بازده آشکارسازی نسبتاً پایین و از مرتبه یک درصد در یک MeV می باشد.

۹-۳-۲ آشکارسازهای سوسوزن

به عنوان روشی دیگر، برای آشکارسازی پرتوهای ایکس و گاما از طریق جمع آوری ذرات باردار تولید شده، می توانیم از این واقعیت بهره بگیریم که این ذرات باردار اتمها و مولکولهای محیط مسیرشان را در اثر برخورد برانگیخته می کنند، و اغلب سیستمهای برانگیخته با گسیل فوتون و انگیخته می شوند. از این طریق، قسمتی از انرژی فوتون فرودی، به انرژی فوتونهایی با انرژی چندمرتبه پایین تر، تبدیل می شود. نتیجه چنین عملی، این است که فوتونهای با انرژی پایین تر (که معمولاً در گستره مرئی و فرابنفش نزدیک واقعند) بایک تکثیرکننده فوتونی بسادگی قابل آشکارسازی است؛ و تعداد این فوتونها را می توان به عنوان اندازه انرژی فوتون فرودی به کار برد. نتیجه دیگر، این است که از مواد جامد و مایع می توان استفاده کرد، بنابراین به بازدهی آشکارسازی بالاتری برای پرتوهای گاما دست یافت. این ایده ها، مبنای آشکارساز سوسوزن می باشد.

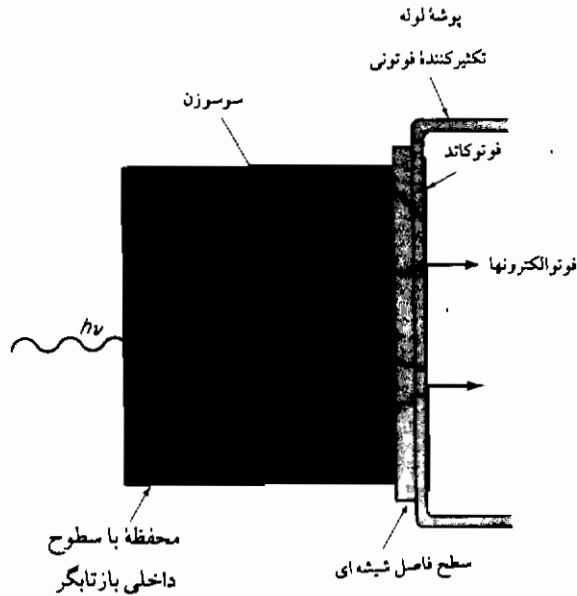
اصول عمل

نحوه کار آشکارساز سوسوزن، در شکل (۹-۱۰) نشان داده شده است. فوتون فرودی (که چون آشکارساز سوسوزن معمولاً فقط برای انرژیهای بالاتر از 50 keV کار می کند؛ از این پس از آن به عنوان پرتو گاما نام خواهیم برد) از محفظه ای با انعکاس داخلی می گذرد و وارد سوسوزن می شود. آن گاه این فوتون می تواند بدون اندرکنش از سوسوزن بگذرد یا قبل از خروج از آن بطور کشسان پراکنده شود؛ در هر یک از این دو مورد، پرتو گاما آشکار نمی شود؛ و اما امکان دیگر، این است که پرتو گاما از طریق فرآیند فوتوالکتریک یا پراکندگی کامپتون یا تولید زوج با اتمهای سوسوزن اندرکنش کند. این سه نوع اندرکنش را به ترتیب در بخشهای (۸-۲-۴)، (۸-۱-۲) و (۸-۲-۵) بررسی کردیم.

اندرکنش اولیه، یک رویداد فوتوالکتریک است که در آن یک الکترون داخلی اتم با انرژی جنبشی T_e صادر می شود، و یک یون برانگیخته باقی می گذارد. وقتی الکترون از داخل سوسوزن عبور می کند، در اثر اندرکنش و برخورد با اتمها انرژی از دست می دهد، و در فاصله کوتاهی به حال سکون می رسد (گستره الکترون تقریباً $0.4/p \text{ mm}$ به ازای الکترون با انرژی 0.1 MeV و $10/p \text{ mm}$ به ازای 2 MeV است که p نسبت چگالی سوسوزن به آب است). برخی از اتمهای برانگیخته و یونیده در طول مسیر الکترون با گسیل فوتون واپاشی می کنند. جزئیات فرآیندهای برانگیختگی و واپاشی به طبیعت سوسوزن بستگی دارد که بعداً بررسی خواهد شد، ولی فعلاً یادآور می شویم که تعداد متوسط فوتونها متناسب با انرژی اولیه الکترون است. همان طور که در بخش (۹-۲-۱) تشریح شده است، هنگامی که فوتونهای گسیل شده به فوتوکاتد تکثیرکننده فوتونی می رسند، پس از طی مسیر الکترون یا انعکاس در سطح داخلی ظرف، فوتوالکترونهایی را ایجاد می کنند؛ که از آن پس تکثیر شده و آشکار می گردد.

مقداری از انرژی پرتو گامای فرودی در ابتدا به صورت انرژی برانگیختگی اتم حبس می شود، ولی این مقدار انرژی سرعت با گسیل پرتوهای ایکس یا الکترونهای اوژه آزاد می شود [بخش (۸-۲-۴) را ببینید]. در مثال نشان داده شده در شکل (۹-۱۰) یک پرتو ایکس گسیل می شود که مجدداً بسرعت جذب شده و یک فوتون الکترون حاصل می گردد که این به نوبه خود، فوتونهای کم انرژی بیشتری را ایجاد می کند. با این روش، همه انرژی پرتو گاما در تولید فوتونهای کم انرژی مرئی (یا فرابنفش نزدیک) مشارکت دارند. علاوه بر این، تعداد متوسط این فوتونها با $h\nu$ متناسب است، بنابراین بار متوسط (یا به عبارتی جریان) داخل تکثیرکننده

فوتونی نیز با $h\nu$ تناسب دارد .



شکل ۹-۱۰- نمایش آشکارسازی یک پرتو گاما توسط یک سوسوزن و لوله تکثیر کننده فوتونی . حاصل رویداد فوتوالکتریک اولیه یک الکترون با انرژی جنبشی T_e و یک یون برانگیخته است . وقتی الکترون در داخل سوسوزن می‌کند، فوتونهایی تولید می‌کند که برخی از آنها در فوتوکاتد ایجاد فوتوالکترون می‌نمایند . یون برانگیخته با گسیل یک پرتو ایکس و پاشیده می‌شود؛ که این به نوبه خود با جذب در سوسوزن تولید یک فوتوالکترون می‌کند و متعاقب آن فوتونهای بیشتری حاصل می‌شود . وقوع رشته رویدادهای دیگری نیز امکان پذیر است .

سایر رشته رویدادهای ممکن را در شکل (۹-۱۱) نشان داده ایم . در مثال اول، پرتو گامای فرودی توسط یک الکترون اتم پراکندگی کامپتون پیدا می‌کند، و به الکترون انرژی پس زنی T_e می‌دهد و پرتو گامای پراکنده شده با انرژی :

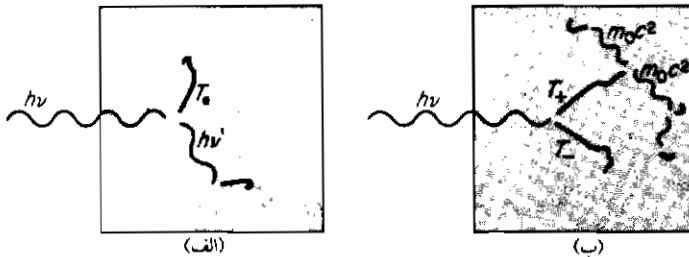
$$h\nu' = h\nu - T_e.$$

باقی می‌ماند . پرتو پراکنده شده گاما به نوبه خود جذب شده، یک فوتوالکترون حاصل می‌شود،

هرچند که وقوع پراکندگیهای کامپتون بیشتری نیز امکان پذیر است. در مثال دوم، پرتو گامای فرودی با میدان یک هسته اندرکنش می کند و یک الکترون و پوزیترون تولید می نماید، که مجموعاً دارای انرژی جنبشی:

$$T_+ + T_- = h\nu = 2m_0c^2.$$

است. پوزیترون در سوسوزن به طریق مشابه با الکترون متوقف می شود و فوتونهای مرئی در فرابنفش نزدیک ایجاد می کند. آن گاه این پوزیترون با یک الکترون ترکیب شده، یک پوزیترونیوم به وجود می آورد [به بخش (۸-۲-۵) مراجعه شود] که سریعاً با تبدیل به دو کوانتوم هر یک با انرژی $h\nu = m_0c^2$ و پاشیده می شود. اینها نیز به نوبه خود در سوسوزن جذب و تبدیل به انرژی جنبشی الکترون می گردد. در مثال مزبور، یکی از آنها، یک فوتوالکترون تولید می کند؛ در حالی که دیگری دستخوش پراکندگی کامپتون شده و منتهی به تولید یک فوتوالکترون می گردد.



شکل ۹-۱۱- نمایش شماتیکی دو رشته رویداد دیگر وقتی که یک پرتو گاما در سوسوزن آشکار می شود: (الف) رویداد اولیه پراکندگی کامپتون است که یک الکترون با انرژی جنبشی T_+ و یک پرتو گامای پراکنده شده با انرژی $h\nu'$ می دهد؛ بدین ترتیب، پرتو گامای پراکنده شده، منجر به صدور یک فوتوالکترون می شود؛ (ب) رویداد اولیه تولید زوج است، پس از توقف در سوسوزن پوزیترون نابود می شود؛ و دو فوتون هر یک با انرژی m_0c^2 حاصل می گردد؛ که یکی از آنها (در این مثال) به رویداد فوتوالکتریک؛ و دیگری پراکندگی کامپتون منتهی می شود.

طول تضعیف در سوسوزن

همان طور که در فصل ۸ بررسی شد، احتمالات فرآیندهای فوتوالکتریک، پراکندگی

کامپتون و تولید زوج به ترتیب به مقطعهای مؤثرشان σ_{PE} ، σ_C ، σ_{PP} بستگی دارند. برای یک باریکه پرتو گامای تک انرژی که از یک سوسوزن می‌گذرد، شدت پس از طی فاصله z با رابطه زیر داده می‌شود:

$$I(z) = I(0) e^{-N_a \sigma z},$$

که:

$$\sigma = \sigma_{PE} + \sigma_C + \sigma_{PP}, \quad (14-9)$$

و N_a تعداد اتمهای پراکنده شده یا جذب شده در واحد حجم است. در این جا مقطع مؤثر برای پراکندگی کشسان (رایله) حذف شده است، زیرا تنها رویدادهای جذب و پراکندگی که منجر به انتقال حرارت به سوسوزن می‌شوند، مورد نظر است. یک کمیت مناسبتر برای منظور فعلی ما ضریب تضعیف است:

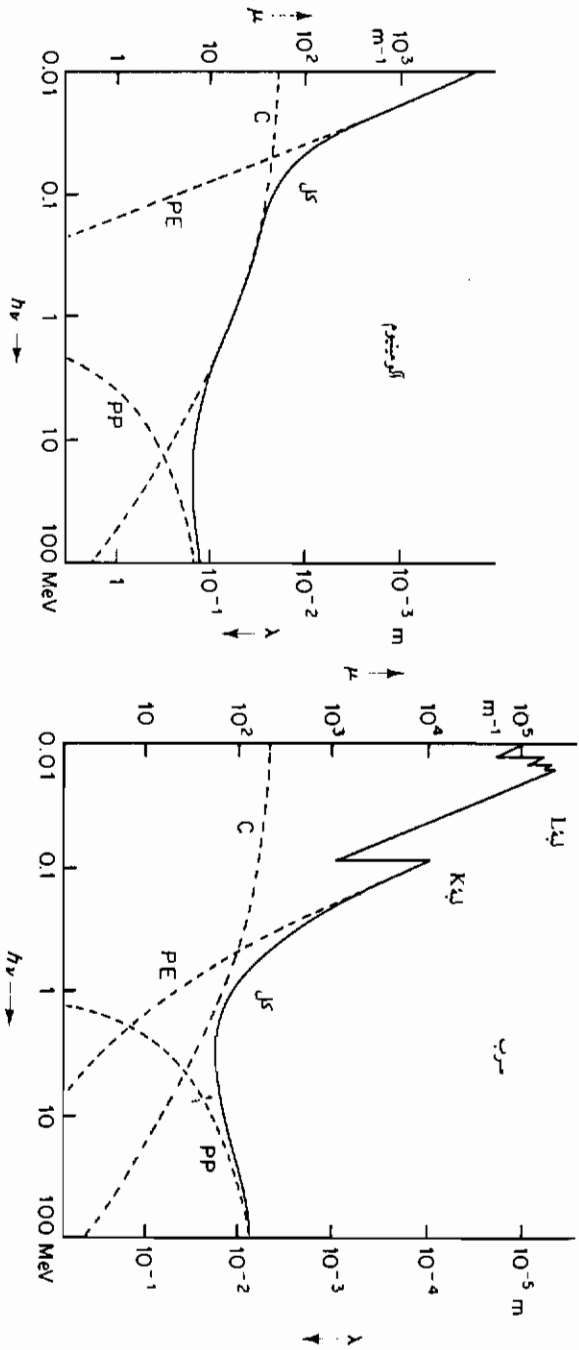
$$\mu = \mu_{PE} + \mu_C + \mu_{PP} = N_a(\sigma_{PE} + \sigma_C + \sigma_{PP}). \quad (15-9)$$

عکس این کمیت طول تضعیف نامیده می‌شود:

$$\lambda = \mu^{-1}.$$

که عبارت است از فاصله‌ای که شدت باریکه با سازه e کاهش می‌یابد.

ضرایب و طولهای تضعیف یک ماده با Z کم (آلومینیوم $Z = 13$) و Z زیاد (سرب $Z = 82$) به ازای انرژیهای فوتون از 10 keV تا 100 MeV در شکل (۹-۱۲) نشان داده شده است. سیمای عمومی این منحنیها وابستگی به انرژی و Z را که در فصل ۸ بحث شد، نتیجه می‌دهد. برای مثال، وابستگی مقطعهای مؤثر به ازای هر اتم (در $h\nu$ ثابت) به Z برای اثر فوتوالکتریک، تقریباً به صورت Z^4 ، برای پراکندگی کامپتون تقریباً به صورت Z ، و برای تولید زوج تقریباً به صورت Z^2 است. از این وابستگی به Z و داده‌های شکل واضح است که برای این که پرتوهای گامای پُر انرژی با بازدهی خوبی آشکار شوند یک سوسوزن باید دارای مقدار متوسط بالایی از Z (سوسوزن‌ها تقریباً همیشه از ترکیبات عناصر، و نه عناصر خالص تشکیل شده‌اند) باشند.



شکل ۹-۱۲- ضرایب تضعیف و طولهای تضعیف λ و μ برای آلومینیم و سرب از داده‌های داده شده توسط آر. دی. ایوانز، هسته‌اتم‌مگ گراویل ۱۹۰۰.

ذخیره سازی ناقص انرژی

در مثالهای شکل‌های (۹-۱۰) و (۹-۱۱) همه انرژی پرتو گامای فرودی در سوسوزن ذخیره می‌شود، ولی همان‌طور که شما تشخیص خواهید داد، مثالهایی نیز وجود دارند که در آنها یکی یا تعدادی بیشتر از محصولات ثانوی یا پرتوهای گامای پراکنده شده از سوسوزن می‌گیرند. محتمل‌ترین محصولات ثانوی که این‌گونه عمل می‌کنند پرتوهای گامای پراکندگی کامپتون و کوانتومهای نابودی هستند. فوتوالکترونها، الکترونها پس زنی کامپتون، الکترونها یوژه و پرتوهای مشخصه ایکس همه گستره یا طول تضعیف خیلی کوچکتر دارند، و لذا احتمال گریز آنها از سوسوزن بسیار ضعیف است.

وقتی یک کوانتوم نابودی از سوسوزن می‌گریزد مقدار انرژی گسسته 0.511 MeV در فرآیند آشکارسازی از دست می‌رود. از طرف دیگر، در پراکندگی کامپتون انرژی پرتو گامای پراکنده شده به دلیل وابستگی به زاویه پراکندگی θ یک پیوستار انرژی را در بر می‌گیرد. انرژی که در سوسوزن محفوظ می‌ماند و در فرآیند آشکارسازی شرکت دارد، انرژی جنبشی T_e الکترون پس زده است. این انرژی بین صفر، به ازای $\theta = 0$ ، و [به معادله (۸-۲۰) مراجعه شود]

$$(T_e)_{\max} = h\nu \frac{2h\nu}{2h\nu + m_0c^2}, \quad (9-16)$$

به ازای $\theta = 180^\circ$ واقع است. توزیع احتمال برای T_e را می‌توان با ترکیب رابطه بین T_e و θ [معادله (۸-۲۰)] با مقطع مؤثر پراکندگی برحسب زاویه θ [رابطه کلاین - نیشینا (۸-۲۲)] به دست آورد. حاصل این کار رابطه زیر است:

$$d\sigma = \frac{\pi r_0^2}{\gamma^2} \left\{ 2 + \beta^2 \left[\frac{1}{\gamma^2} + \frac{T_e}{\beta h\nu} - \frac{2}{\gamma\beta} \right] \right\} \frac{dT_e}{m_0c^2} \quad (9-17)$$

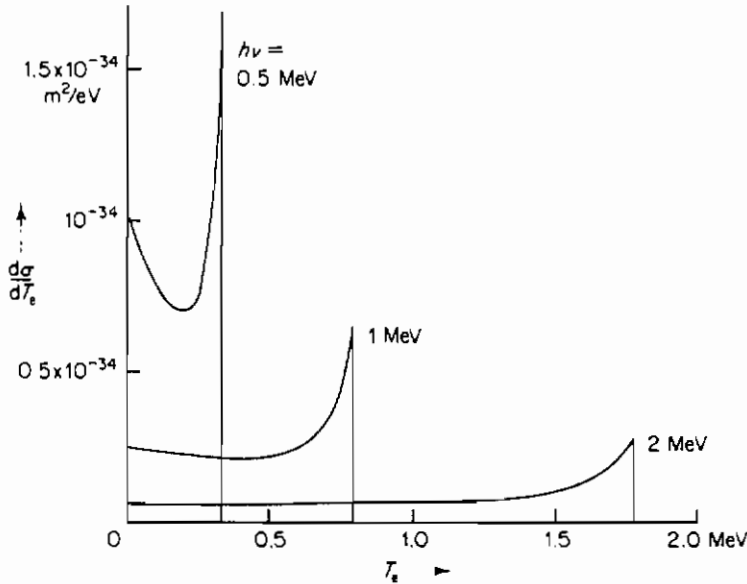
که مقطع مؤثر جزئی را برای پراکندگی به ازای انرژی پس زنی بین T_e و $T_e + dT_e$ به دست می‌دهد. در این جا r_0 توسط معادله (۸-۴) تعریف می‌شود:

$$\gamma = \frac{h\nu}{m_0c^2},$$

$$\beta = \frac{T_e}{h\nu - T_e}.$$

و

مقادیر $d\sigma/dT_e$ برای سه مقدار مختلف $h\nu$ در شکل (۹-۱۳) رسم شده است.



شکل ۹-۱۳ - مقطع مؤثر جزئی برای الکترونهاى پس‌زنی کامپتون با انرژی T_e به ازای سه مقدار انرژی مختلف پرتو گامای فرودی.

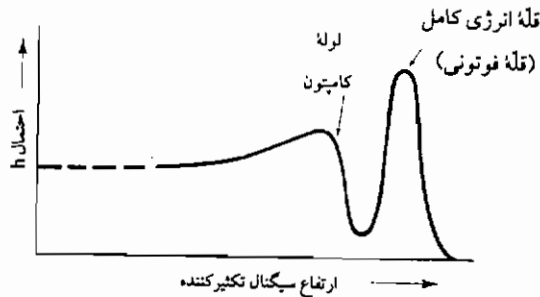
همان‌طور که بزودی خواهیم دید، وجود گسستگی تیز در $(T_e)_{\max}$ نتایج مهمی برای آشکارسازی پرتوهای گاما دارد. این گسستگی به لبه کامپتون موسوم است. علت وجود گسستگی مزبور، این است که مقدار T_e وقتی بزرگ می‌باشد، نسبت به زاویه پراکندگی غیر حساس است [به شکل (۸-۳) مراجعه شود].

توزیمهای ارتفاع تپ

ما اکنون اطلاعات کافی برای بررسی توزیع ارتفاعهای تپ حاصل از تکثیرکننده فوتونی به هنگام آشکارسازی باریکه‌های پرتو گامای تک انرژی در دست داریم.

ساده‌ترین حالت، این است که انرژی پرتو گامای فرودی کمتر از 1.022 MeV باشد،

بطوری که رویداد اولیه، فقط بتواند به اثر فوتوالکتریک یا پراکندگی کامپتون منجر شود. همان طور که در شکل (۹-۱۰) می بینیم، وقتی اثر فوتوالکتریک رخ می دهد، هیچ انرژی از سوسوزن خارج نمی شود (بجز وقتی که احتمالاً رویدادی ثانوی در نزدیکی بدنه سوسوزن رخ دهد)، و بنابراین، ارتفاع سیگنال تکثیرکننده فوتونی با $h\nu$ متناسب است. از سوی دیگر، اگر رویداد اولیه پراکندگی کامپتون باشد، و پرتو گامای پراکنده شده از داخل سوسوزن بدون اندرکنش دیگری بگذرد، توزیع ارتفاعهای سیگنال، به شکل $d\sigma/dT$ بستگی دارد. اما هرگاه خود پرتو گامای پراکنده شده جذب شود [از طریق یک پراکندگی کامپتون دیگر تا یک رویداد فوتوالکتریک مطابق شکل (۹-۱۱ الف)]، ارتفاع کلی سیگنال باز هم با $h\nu$ متناسب است. بنابراین، بیناب تپ شامل یک قلّه منفرد مربوط به انرژی کامل پرتو گاما و یک توزیع پیوسته از ارتفاعهای تپ (تا ارتفاعی که به انرژی لبه کامپتون مربوط می شود) است. این نوع بیناب را در شکل (۹-۱۴) نشان داده ایم.



شکل ۹-۱۴- توزیع ارتفاع تپ برای یک پرتو گامای ۱ MeV

فقدان تیزی در ارتفاع تپ بیناب ناشی از تغییرات آماری تعداد n فوتوالکتریک نهایی صادره از فوتوکاتد است. تعداد متوسط \bar{n} الکترونهای صادره با انرژی ذخیره شده در سوسوزن متناسب است، ولی تعداد واقعی n از رویدادی به رویداد دیگر، اُفت و خیز دارد. با تقریب خوبی می توان فرض کرد که رویدادهای برانگیختگی و وانگیختگی اتمی که این فوتوالکتریک نهایی را تولید می کنند از نظر آماری مستقل از یکدیگرند؛ و در نتیجه تعداد n از آمار پواسن تبعیت می کند و متوسط مجذور انحراف عبارت است از:

$$\sigma^2 \equiv \overline{(n - \bar{n})^2} = \bar{n}. \quad (۱۸-۹)$$

وقتی \bar{n} بزرگ است توزیع احتمال n دارای شکل گوسی است، که مرکز آن در \bar{n} است و پهنای (پهنای کامل در نیمه بیشینه) آن به صورت زیر داده می شود [مسئله (۹-۳) را ببینید]:

$$\Delta n = (8 \ln 2)^{1/2} \sigma = 2.35 \bar{n}^{1/2}. \quad (۱۹-۹)$$

لذا نسبت این پهنای به مقدار متوسط، عبارت است از:

$$\frac{\Delta n}{\bar{n}} = \frac{2.35}{\bar{n}^{1/2}} = 2.35 \left(\frac{W}{h\nu} \right)^{1/2}, \quad (۲۰-۹)$$

که W انرژی متوسط لازم برای تولید یک فوتوالکترون ثانوی است. بنابراین، یک قله یا لبه مربوط به انرژی فوتون $h\nu$ به مقداری برابر:

$$\Delta E = 2.35 \left(\frac{W}{h\nu} \right)^{1/2} h\nu. \quad (۲۱-۹)$$

گسترش پهنای دارد. نسبت $\Delta E/h\nu$ به تفکیک قله موسوم است. مثلاً، W نوعاً دارای مقدار 1 keV (به بحث زیر مراجعه کنید) است، و از این رو قله شکل (۹-۱۴)، مربوط به $h\nu = 1 \text{ keV}$ دارای تفکیک:

$$2.35(10^{-3})^{1/2} = 7\%. \quad (۲۲-۹)$$

است.

عوامل دیگری نیز در پهنای قله های توزیع ارتفاع تپ شرکت دارند. یکی از آنها مقدار متناهی δ نسبت متوسط گسیل ثانوی داینوهای تکثیرکننده فوتونی است [به بخش (۹-۲-۱) مراجعه کنید]. این عامل باعث می شود که گستردگی $\frac{\Delta n}{\bar{n}}$ در تعداد الکترونها جمع شده در آثار تکثیرکننده فوتونی از گستردگی در تعداد فوتوالکترونهايي که در ابتدا از فتوکاتد صادر می شوند، بزرگتر باشد. تفکیک یک قله مربوط به انرژی E به صورت زیر افزایش می یابد:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2.35 \left(\frac{W}{E} \right)^{1/2} \left(\frac{\delta}{\delta - 1} \right)^{1/2}.$$

سیستم تقویت کننده و ثبات نیز ممکن است دارای تفکیک متناهی r باشد و یک تفکیک کلی

به صورت زیر را نتیجه دهد :

$$\frac{\Delta E}{E} = \left[(2.35)^2 \frac{W}{E} \frac{\delta}{\delta - 1} + r^2 \right]^{1/2}. \quad (۲۳-۹)$$

وقتی پرتو گامای فرودی انرژی کافی برای تولید زوج دارد، ممکن است انرژی یک یا هر دو کوانتوم نابودی از دست برود، و در نتیجه دو قله مجزاً حاصل شود. اینها را به ترتیب قله های فرار یکتایی و فرار دوتایی می نامیم. ممکن است یک یا هر دو کوانتوم نابودی دستخوش پراکندگی کامپتون شوند و آن گاه از بین بروند.

مواد سوسوزن

پس از بحثی که درباره منشأ قله ها و لبه ها در بیناب ارتفاع تپ سوسوزن داشتیم، حال به بررسی خود سوسوزن می پردازیم. اغلب مواد با جذب پرتو گاما، تولید مقداری نور مرئی می کنند، ولی بازده فرآیند غالباً اندک است، و نوری که تولید می شود معمولاً توسط ماده جذب می گردد؛ از این رو، استفاده از این مواد به عنوان سوسوزن مناسب به نظر نمی رسد. بنابراین، ماده سوسوزن را باید با دقت انتخاب کرد. قبل از توصیف خواص دو نوع سوسوزن متداول، به بررسی فرآیندهای اساسی برانگیختگی و وانگیختگی آنها یا مولکولهای که ماده سوسوزن را تشکیل می دهند، می پردازیم.

یک اتم سوسوزن با انتقال انرژی از یک الکترون به هنگام برخورد با اتم یا عبور از مجاورت اتم، برانگیخته و در مواردی یونیده می شود (این الکترون می تواند یک فوتو الکترون، الکترون پس زنی کامپتون، الکترون یا پوزیترون حاصل از تولید زوج، یا الکترون اوژه باشد) وقتی اتم یونیده می شود، الکترون ثانوی که آزاد گردد نیز می تواند انرژی جنبشی کافی را برای انگیزش یا یونش بیشتر داشته باشد، هر چند گستره این انرژی خیلی کوچک است، و لذا این رویداد فقط در نزدیکی مسیر الکترون اولیه رخ می دهد. در نتیجه این فرآیندهای اولیه و ثانویه، انرژی اولیه E الکترون ثانوی به انرژی یونش I برای n_1 اتم و انرژی متوسط برانگیختگی \bar{E} برای n_E اتم یا یون تبدیل می شود (برای سادگی، فرض می کنیم که همه اتمها یا مولکولهای سوسوزن، یک مقدار I داشته باشند) :

$$E = n_1 I + n_E \bar{E}. \quad (۲۴-۹)$$

در بخش قبلی یادآور شدیم که وقتی محیط گازی می‌باشد، انرژی متوسط W مورد نیاز برای تولید یک یون تقریباً مستقل از E است. ثابت بودن W در مورد مایعات و جامدات نیز برقرار می‌باشد، و بنابراین n_i متناسب با E است. همچنین معلوم شده که n_E معمولاً بطور تقریب با E نیز تناسب دارد. انرژیهای I و E بتدریج در شکلهای مختلفی مجدداً ظاهر می‌شوند که یکی از آنها انرژی فوتونهای مرئی و فرابنفش نزدیک است که در حال حاضر مورد نظر ما هستند؛ و لکن فارغ از جزئیات فرآیند وانگیختگی، انتظار داریم که آهنگ آنها مستقل از طریقه برانگیختگی اولیه آنها باشد. این امر در صورتی که اتمهای برانگیخته در فاصله خیلی نزدیک یکدیگر تشکیل شوند و با هم اندرکنش داشته باشند، نادر است، ولی وقتی ذره اولیه یک الکترون باشد، چنین موردی پیش نمی‌آید. بنابراین، نتیجه می‌گیریم که تعداد متوسط فوتونهای مرئی و فرابنفش به ازای هر ترکیب سوسوزن، همان گونه که در بحث بیناب ارتفاع تب بررسی شد، متناسب با E است.

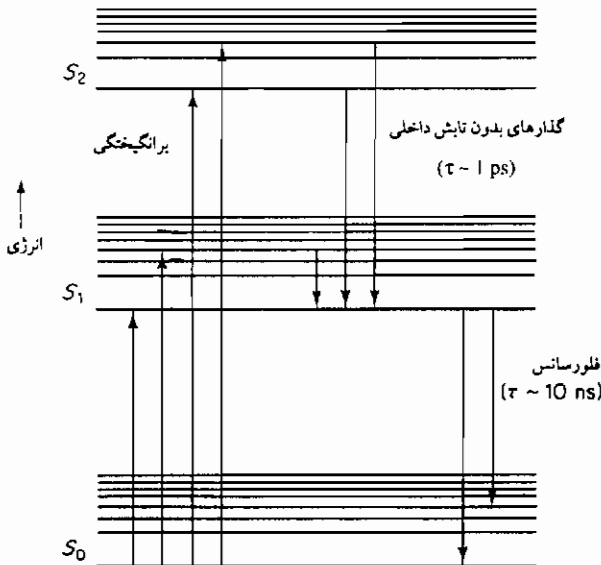
ضرورت مهمی که در سوسوزن باید مراعات شود، آن است که فوتونهای وانگیخته نباید دوباره، جذب گردند، زیرا در غیر این صورت، این فوتونها قادر نخواهند بود که به تکثیرکننده فوتونی برسند. این شرط، مشابه شرطی است که در طراحی محیطهای لیزری خاصی برقرار بود (فصل ۶ را ملاحظه کنید)، و در این مورد نیز مشابهاً نیاز به استفاده از خواص ویژه‌ای از مواد مشخصی دارد. دوره از موادی که بطور گسترده کاربرد دارند، سوسوزنهای آلی و سوسوزنهای بلوری معدنی می‌باشند.

سوسوزنهای آلی

به عنوان یک مثال مشخص، بحث را با بررسی خواص ماده آنتراسن^۱ شروع می‌کنیم. هر مولکول آنتراسن دارای ترکیب شیمیایی $C_{14}H_{10}$ می‌باشد؛ و شامل سه حانه شش ضلعی بنزن (C_6H_6) است که در یک خط به هم متصل شده و در اتصالاتهای C-C اشتراک دارند. این مولکول، به رده مولکولهای آلی معطر تعلق دارد. همانند مورد مولکولهای رزینهای (رنگی) که در لیزرهای رزینهای به کار می‌رود [بخش (۶-۴-۳) را ببینید] مولکول آنتراسن نیز دارای حالتی برانگیخته یکتایی متعددی با انرژی بسیار نزدیک به هم و حالتی برانگیخته سه تایی مختلفی می‌باشد [شکل (۶-۲۰) را ببینید]. حالتی برانگیخته یکتایی در شکل (۹-۱۵) نشان داده

شده است. هر یک از زیرلایه های حالتی یکتایی S_1 ، S_2 و بالاتر می تواند با یک الکترون اولیه برانگیخته شود، و همانند مورد مولکولهای رزینه ای از طریق گذارهای بدون تابش به پایین ترین زیرلایه ارتعاشی حالت S_1 ، همه زیرلایه ها بسرعت واپاشیده می شوند (~ 1 ps) [به شکل مراجعه کنید]. آن گاه این زیرلایه (که از طریق یک گذار مجاز نوری به صورت تابش، واپاشیده می شود) با عمری برابر ۲۷ نانوثانیه برای آنتراسن بلوری تابش فلورسانس می کند. باز هم مشابه مورد مولکولهای رزینه ای، فوتونهای گسیلیده معمولاً دارای انرژیهای پایین تر هستند؛ و بنابراین، از فوتونهای جذب شده، طول موجهای بلندتری دارند (این مطلب را می توان در شکل (۶-۲۱) دید، و از مقایسه طول پیکانهای برانگیختگی و فلورسانس در شکل (۹-۱۵) نیز آن را ملاحظه کرد). این امر شفافیت لازم را به سوسوزن می دهد. فوتونهای فلورسانس تقریباً دارای انرژی متوسط $2/8$ الکترون ولت می باشند. در ایجاد هر فوتون بطور متوسط حدود 140 الکترون ولت مصرف می شود و تقریباً بازده تبدیلی فلورسانس معادل 2 درصد حاصل می گردد.

مولکولهای آلی معطر بسیاری به صورت خالص یا مرکب، و یا در حالتی بلوری، پلاستیکی یا مایع در سوسوزنها به کار می روند. عموماً بازده تبدیلی فلورسانس آنها، از همان مرتبه آنتراسن است، ولی عمر واپاشی آنها غالباً کوتاهتر (نوعاً حدود 2 نانوثانیه) است.



شکل ۹-۱۵- تابش شماتیک حالتی برانگیخته یکتایی مولکول آنتراسن

سوسوزنهای معدنی

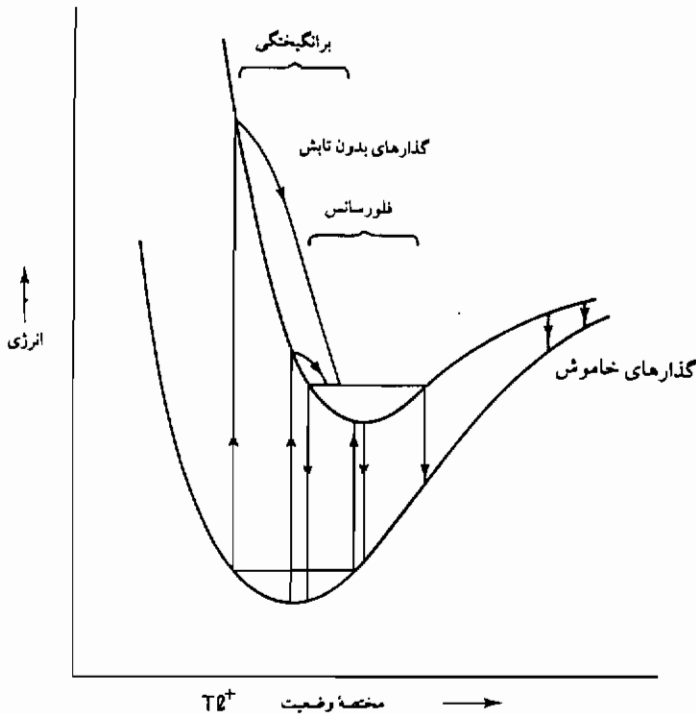
ساز و کار متفاوت دیگری در ماده معدنی یدورسدیم که کاربرد وسیعی دارد رخ می دهد. این ماده به صورت تک بلور به کار می رود، که گاهی قطر آنها به بزرگی 0.3 متر می رسد. یدورسدیم NaI چگالی بالایی ($3.67 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$) دارد، و اتمهای ید دارای Z بالایی (۵۳) است؛ بنابراین، در مقایسه با سوسوزنهای آلی، یدورسدیم را ماده مناسبتری برای آشکارسازی پرتوهای گامای پُر انرژی می سازد.

مقدار جزئی از عنصر تالیوم، قبل از رشد بلور، به یدورسدیم می افزایند. در شکل بلوری، تالیوم به صورت یونهای مثبت فاصله دار Tl^+ وجود دارد، و همین یونها هستند که فوتونهایی را گسیل می کنند که نهایتاً توسط تکثیرکننده فوتونی، آشکار می شوند.

شکل (۹-۱۶) ترازهای انرژی مربوطه و فرآیندهای برانگیختگی و وانگیختگی یون Tl^+ را نشان می دهد. در هر دو حالت پایه و برانگیخته، یون حول وضعیت تعادلش در چاه پتانسیل حاصل از همسایگی با یونهای Na^+ و I^- ارتعاش می کند. فقط یک مختصه موضع در شکل نشان داده شده است، و ملاحظه می کنیم که مقدار تعادل برای حالت برانگیخته و پایه متفاوت است. همین ویژگی است که خود شفافی لازم را نتیجه می دهد، زیرا همان طور که در شکل می بینیم انرژیهای برانگیختگی و گسیل فقط بطور جزئی هم پوشی دارند.

بلور NaI یک نارسانااست که دارای شکاف انرژی بین نوارهای ظرفیت و هدایت می باشد، و بیشتر انرژی الکترون اولیه صرف برانگیختن الکترونهای ظرفیت به نوار هدایت می شود. الکترونی که بدین طریق برانگیخته می گردد، یک حفره مثبت به جای می گذارد که از طریق میدان کولمبی یک الکترون هدایت، چنان جذب می شود که گاهی حفره و الکترون، به یکدیگر می پیوندند؛ و سیستمی جایگزیده موسوم به اکسایتون تشکیل می دهد. بنابراین، الکترون اولیه در طول میسرش، به اکسایتون تبدیل می شود؛ و این اکسایتونها می توانند به بیرون پخش شوند. وقتی اینها با یک حالت پایه یون Tl^+ مواجه می شوند، انرژیشان را به یون می دهند. این امر را که با علامت اکسایتون مشخص شده، در شکل نشان داده ایم. یونها حول وضعیت تعادلشان با انرژی گرمایی ($\sim kT$) ارتعاش می کنند، و از این رو همان طور که در شکل نشان داده شده است، گذارها در گستره ای مرتبط با وضعیتهای یون رخ می دهند (در بررسی دقیقتر، باید فوتونهای بلور را مورد ملاحظه قرار داد، لکن برای آنچه که فعلاً مورد نظر ماست،

چنین بررسی ضرورت ندارد. پس از این برانگیختگی، بونها از جایی که باهستگی با گسیل فوتون واپاشی می کنند (با عمر ۲۳۰ نانوثانیه) سریعاً به ته چاه پتانسیل حالت برانگیخته واپاشی بدون تابش انجام می دهند. شیوه دیگر واپاشی که به عنوان گذار خاموش در شکل مشخص شده وقتی رخ می دهد که دو منحنی پتانسیل با فاصله $kT \leq$ از هم جدا شده باشند، زیرا در این صورت است که اختلاف انرژی می تواند به صورت انرژی گرمایی (فونونها) درآید. احتمال گذار برای گذارهای خاموش کوچکتر از مورد فلورسانس است. انرژی متوسط فوتونهای فلورسانس حدود ۳ الکترون ولت است، و تقریباً بطور متوسط ۳۳ الکترون ولت در تولید هر فوتون مصرف می شود که به نحوی استثنایی بازده تبدیلی حدود ۹ درصد خواهد داشت. یک سوسوزن معدنی دیگر، CsI(Tl) است که عمده دارای زمان واپاشی طولانی تری از مرتبه $1 \mu s$ است.



شکل ۹-۱۶- منحنیهای وابستگی انرژی یون Tl^+ را در حالتهای پایه و برانگیخته اش به وضعیتهای آن در بلور NaI(Tl) نشان می دهد. پیکانهای رو به بالا یا پایین، به ترتیب نشانگر فرآیندهای برانگیختگی و واپاشی می باشند. گذارهای بدون تابش داخلی نیز مشخص شده اند.

بازده آشکارسازی

بازده آشکارسازی کلی یک آشکارساز سوسوزن، عبارت است از حاصل ضرب بازدهی که (α) فوتونهای گسیلیده به فوتوکاتد می‌رسد، و بازده کوانتوم می ϵ فوتوکاتد [به معادله (۸-۴۶) مراجعه شود]، و بازده تبدیلی فلورسانس f سوسوزن:

$$(۹-۲۵) \quad \text{بازده آشکارسازی} = \frac{\text{تعداد فوتوالکترونها}}{h\nu} = \alpha \epsilon f$$

هرچند همان گونه که دیده ایم f می‌تواند به بزرگی 0.9 باشد، ولی به خاطر اشکال جورکردن طول موج قلّه پاسخ فوتوکاتد [شکل (۸-۲۰) را ببینید] به گستره طول موج فوتونهای فلورسانس، α اغلب کمتر از 0.5 (حتی وقتی بازتابنده‌ای که در شکل (۹-۱۰) نشان داده شده به کار رود) و ϵ معمولاً کمتر از (یا مساوی با) $\frac{1}{10}$ فوتوالکترون در هر الکترون ولت است. بنابراین، بازده آشکارسازی در بهترین شرایط یک فوتوالکترون به ازای هر 200 یا 300 الکترون ولت است، و معمولاً به یک فوتوالکترون ولت است، و معمولاً به یک فوتوالکترون به ازای هر یک یا دو کیلو الکترون ولت، نزدیکتر می‌باشد. لذا رسیدن به تفکیک 7% [معادله (۹-۲۲)] برای پرتو گامای 1 MeV واقع بینانه است، و حتی اغلب می‌تواند بیش از این نیز باشد.

۹-۳-۳ آشکارسازهای نیمه رسانا

بین ساز و کارهای اصلی و شیوه‌های عمل آشکارسازهای نیمه رسانا با شمارشگرهای یونش گازی و آشکارسازهای سوسوزن، شباهتهای زیادی وجود دارد، و از این رو، می‌توانیم از بسیاری از اطلاعات دو بخش قبلی استفاده کنیم. بحث این بخش را می‌توان با بررسی تفصیلی تنها یک نوع از آشکارسازهای نیمه رسانا که در مطالعات پرتو گاما بیشترین کاربرد را دارد و به آشکارساز ژرمانیم لیتیوم - رانده یا به اختصار Ge(Li) موسوم است، بسنده کرد.

در بخش (۸-۳-۲) دیدیم که وقتی الکترونهای آزاد یا حفره‌ها در ناحیه اتصال $p-n$ به وجود می‌آیند، یا در جای دیگری تولید شده و به این ناحیه نفوذ می‌کنند، با سرعت توسط میدان الکتریکی موجود در طول پیوند، جاروب می‌شوند. این مورد، برای مثال در فوتودیودها و سلولهای خورشیدی به کار می‌رود که در آنها زوجهای الکترون - حفره آزاد به وسیله جذب فوتون تولید می‌گردند. ذرات باردار سریع، از قبیل الکترونها، می‌توانند در ضمن عبور از نیمه رسانا نیز زوجهای الکترون - حفره به وجود آورند. انرژی پرتو گاما در ابتدا همان طور که

در مورد سوسوزنها بحث شد به انرژی جنبشی الکترون تبدیل می شود، آن گاه قسمتی از این انرژی جنبشی صرف تولید زوجهای الکترون-حفره می گردد؛ و سرانجام، این ذرات باردار در طول اتصال جاروب شده، مشابه مورد شمارشگر یونشی گازی، آشکار می شوند.

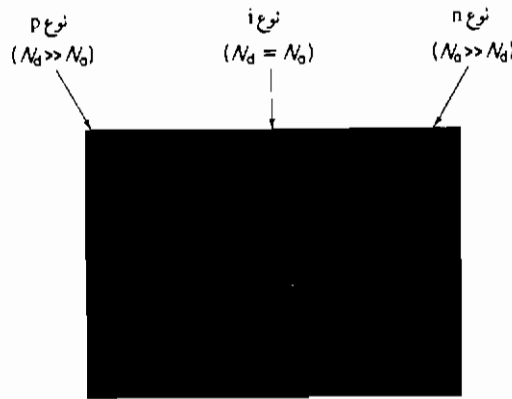
نتایج متعددی از آشکارسازی پرتوهای گاما با روش فوق حاصل می شود. مثلاً چگالی نیمه رسانا، خیلی بیشتر از چگالی یک گاز است؛ و بنابراین، توان توقف آشکارساز نیمه رسانا خیلی بیشتر از توان شمارشگرهای یونشی گازی است. نتیجه دیگر، این است که انرژی متوسط لازم برای ایجاد یک زوج ذره باردار در یک نیمه رسانا یک مرتبه کوچکتر (2.9 eV برای Ge و 3.7 eV برای Si) از مورد گاز (نوعاً در حدود 30 eV) است و دو یا سه مرتبه کوچکتر از انرژی متوسط لازم برای تولید یک فوتوالکترون ثانوی در آشکارساز سوسوزن (200 تا 2000 eV) است. این بدان معنی است که تفکیک انرژی در آشکارساز نیمه رسانا، خیلی بهتر از انواع دیگر آشکارسازها صورت می پذیرد.

هرچند پیوندهای $p-n$ از نوعی که در بخش (۸-۳-۲) برای سلولهای خورشیدی بررسی کردیم به منظور استفاده در آشکارسازی پرتوهای ایکس (و همچنین ذرات) توسعه یافته است، این نوع پیوند برای آشکارسازی پرتوهای گاما مضر نیست؛ زیرا پرتوهای گاما دارای توان نفوذ بالا می باشند، لذا فقط احتمال کمی وجود دارد که در عمق کمی از پیوند متوقف شوند. این عمق را می توان با افزایش بایاس معکوس اعمال شده بر پیوند افزایش داد، ولی این امر، باعث ایجاد بارهای فضایی زیادی گردیده که به نوبه خود، یک میدان الکتریکی غیریکنواخت در داخل ناحیه پیوند به وجود می آورد. حد عملی بایاس تقریباً هزار ولت است که به بیشینه عمق در حدود پنج میلی متر منجر می شود و فقط درصد کمی از پرتوهای گاما با انرژی چند MeV را متوقف می کند.

این مشکل با قرار دادن یک ناحیه طویل از نیمه رسانای ذاتی بین دو ناحیه p و n مطابق شکل (۹-۱۷) حل شده است. انتساب کلمه ذاتی معمولاً حاکی از آن است که نیمه رسانا خالص است، و ناخالصیهای دهنده و پذیرنده ندارد. وقتی اختلاف پتانسیل در دو سر چنین ناحیه ای اعمال می شود، بارهای ثابتی (دهنده ها و پذیرنده های یونیده) در داخل آن وجود ندارد؛ و لذا میدان در این ناحیه یکنواخت است. به همین دلیل، عمق میدان و بزرگی اختلاف پتانسیل اعمال شده، برخلاف مورد پیوند $p-n$ محدود نیست. علاوه بر این، میدان یکنواخت قابل مقایسه با میدان الکتریکی در داخل یک اتاقک یونش گازی است؛ و هر حامل بار آزادی

(الکترون یا حفره) که در داخل تشکیل می‌شود، سریعاً به ناحیه‌های p یا n جاروب گردیده، می‌توانند جمع شده و ثبت گردند.

به جای این که بخواهیم یک ناحیه ذاتی آزاد از هرگونه ناخالصی بسازیم، فنی به کار می‌بریم که ناحیه‌ای حاوی ناخالصی تشکیل دهیم که در عین حال به نحوی مؤثر خاصیت ذاتی داشته باشد. این کار، با وارد کردن تعدادی کاملاً برابر از اتمهای دهنده و پذیرنده به ناحیه مورد نظر حاصل می‌شود، بطوری که این اتمها با هم ترکیب گردیده، و تشکیل مولکولهای پایدار بدهند تا داخل شبکه بلوری نیمه رسانا از نظر الکتریکی خنثی و غیرفعال بماند.



شکل ۹-۱۷ - یک پیوند $p-i-n$ برای استفاده در آشکارساز نیمه رسانا. N_A و N_D

به ترتیب چگالیهای ناخالصی دهنده و ناخالصی پذیرنده هستند.

این فن را می‌توان در جزئیات عملی ساختن نیمه رسانای $Ge(Li)$ ملاحظه کرد. در اوکین مرحله تراشه‌ای نازک از ژرمانیم نوع p (ناخالصی پذیرنده معمولاً آلومینیوم یا گالیوم است) با مقاومت چند اهم متر آماده می‌شود. سپس لیتوم (ناخالصی دهنده) را با غلظت زیادی به وسیله نفوذ دادن از سطح یک وجه وارد می‌کنیم تا ناحیه نازکی از نوع n^+ به دست آید. پس از این مرحله، تراشه را تا حدود $60^\circ C$ گرم و یک میدان الکتریکی به دو سر آن اعمال می‌کنیم. این کار، باعث می‌شود که اتمهای لیتیوم یونیده شوند، و چون یونهای Li^+ قطر فوق العاده کوچکی دارند، می‌توانند سریعاً بر اثر میدان الکتریکی، به ساختار بلوری قسمت اصلی تراشه نفوذ کنند. یونهای مزبور در این جا با اتمهای پذیرنده روبرو شده، تشکیل

مولکولهایی را می دهند که در بالا به آن اشاره شد. پس از سرد شدن تراشه و ساییدن ناحیه جبران نشده، نوع p به صورت نشان داده شده در شکل (۹-۱۷) در می آید. تراشه فقط در صورتی شکل را حفظ می کند که در دمایی پایین نگه داشته شود که در غیر این صورت، لیتیوم آزاد، به نفوذ در ناحیه نوع n ادامه می دهد، دمای پایین، همچنین تعداد حاملهای آزاد برانگیخته شده گرمایی را تقلیل داده، در نتیجه موجب کاهش میزان نوفه آشکارساز می شود. به دلایل فوق است که آشکارسازهای Ge(Li) را بطور دایم در دمای ازت مایع (77 K) نگه می دارند. آشکارسازهایی که با این طریق ساخته می شوند، دارای نواحی فعال تا حدود ۲۰ میلی متر عمق و ۱۰۰ سانتی متر مکعب حجم می باشند.

از آن جا که انرژی متوسط W لازم برای یک زوج الکترون-حفره در Ge دو یا سه مرتبه کوچکتر از انرژی متوسط لازم جهت تولید یک فوتوالکترون ثانوی در آشکارساز سوسوزن است، تفکیک انرژی [معادله (۹-۲) را ببینید] حداقل یک مرتبه بهتر از تفکیک انرژی در بهترین آشکارسازها NaI(Tl) می باشد. طریقه دیگری که موجب بهبود بیشتر تفکیک انرژی آشکارسازهای نیمه رسانا می شود، ناشی از این واقعیت است که انرژی متوسط W قابل مقایسه با حداقل انرژی لازم برای ایجاد یک زوج الکترون-حفره، یعنی شکاف نوار E_p است که مقدارش برای Ge در ۷۷ درجه کلوین 0.74 الکترون ولت است. به همین دلیل، توزیع تعداد زوجها n حول مقدار متوسط \bar{n} کاهش می یابد، و واریانس σ^2 توزیع با معادله (۹-۱۸) داده نمی شود؛ بلکه مقدار آن به صورت زیر است:

$$\sigma^2 = F\bar{n} \quad (9-26)$$

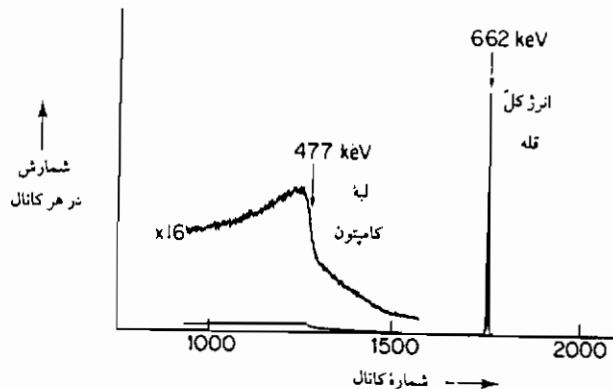
که در آن F کوچکتر از واحد می باشد. به عنوان مثال، اگر W برابر E_p باشد، تعداد زوجها دقیقاً برابر $h\nu/W$ (نزدیکترین عدد صحیح) است؛ و از این رو σ^2 و F صفر خواهند بود. ضریب F موسوم به ضریب قانونی می باشد، مقدار محاسبه شده این ضریب برای Ge و Si برابر 0.05 است، هر چند مقادیر اندازه گیری شده اندکی بزرگتر از این مقدار می باشد.

میزان نوفه آشکارساز و سیستم تقویت کننده منجر به تأثیر مشارکت دیگری در پهنای انرژی مؤثر ΔE مشاهده شده در قله توزیع ارتفاع تپ می گردد. مقدار این مشارکت، بستگی به آشکارساز و تقویت کننده دارد، ولی به انرژی پرتو گامای مربوطه ارتباطی ندارد. این مشارکت،

از آنچه توسط معادله (۹-۲۱) داده می شود، مستقل است؛ و لذا این دو مشارکت، همان گونه که خطاهای مستقل با هم جمع می گردند، می توانند با یکدیگر جمع شده، نتیجه زیر را به دست دهند:

$$\Delta E = [F(2.35)^2 WE + (\Delta E_0)^2]^{1/2} \quad (9-27)$$

که ΔE_0 مشارکت نوفه (نوعاً حدود چند کیلو الکترون ولت) را نشان می دهد. برای مثال، در مورد یک پرتو گامای ۶۶۲ keV (حاصل از واپاشی ^{137}Cs) جمله اول تفکیکی حدود ۰/۱ درصد و پهنایی تقریباً برابر ۰/۷ keV نتیجه می دهد، حال آن که جمله شامل ΔE_0 معمولاً تفکیک را حدود ۰/۱ درصد و پهنای کلی را تقریباً ۲ keV افزایش می دهد. این مقادیر را با تفکیک ۷ درصدی و پهنای تقریبی ۵۰ keV حاصله در یک آشکارساز خوب NaI(Tl) مقایسه کنید. مثالی از یک بیناب تفکیک بالا حاصله از یک آشکارساز Ge(Li) در شکل (۹-۱۸) نشان داده شده است.



شکل ۹-۱۸- مثالی از بیناب ارتفاع تپ حاصل از یک شمارشگر Ge(Li). پرتوهای گامای (حاصل از واپاشی ^{137}Cs) فرودی دارای انرژی ۶۶۲ keV هستند. حجم شمارشگر ۲۵ سانتی متر مکعب است.

۹-۳-۲ آشکارسازهای بارسی چرنکوف^۱

در روش معمول برای آشکارسازی فوتونهای با انرژی خیلی زیاد ($\geq 100 \text{ MeV}$) قطعه ای

بزرگ از ماده شفاف به کار می‌برند که قسمت اعظم آن از اتمهای سنگین (مثلاً شیشه های سربی) را به تکثیرکننده فوتونی با سطح وسیع متصل شده است. وقتی یک فوتون پُر انرژی وارد قطعه مزبور می‌شود، در فاصله کوتاهی، یک زوج الکترون-پوزیترون [به بخش (۸-۲-۵) مراجعه شود] تولید می‌کند؛ و آن گاه این دو عمده از طریق فرآیند تابش ترمزی انرژی از دست می‌دهند [بخش (۳-۱-۶) را ببینید] فوتونهای تابش ترمزی، به نوبه خود، زوجهای الکترون-پوزیترون بیشتری تولید می‌کنند؛ و بدین طریق، بارشی از الکترون و پوزیترون در قطعه مزبور ظاهر می‌شود. کل این بارش، حتی برای فوتونهایی با انرژی 100 GeV عمقی حدود 50 سانتی متر از شیشه سربی را در بر می‌گیرد. همانند فوتوهای تابش ترمزی پُر انرژی، ذرات باردار بارشی نیز از طریق پدیده چرنکوف، تابش مرئی ایجاد می‌کنند [بخش (۳-۱-۸) را ببینید]. تعداد متوسط فوتونهای چرنکوف تقریباً با انرژی فوتون اولیه، متناسب است؛ و این فوتونها، همانند مورد آشکارسازهای سوسوزن [بخش (۹-۳-۲) را ببینید] توسط تکثیرکننده فوتونی، آشکار می‌شوند. تفکیک انرژی نوعی آشکارساز بارشی چرنکوف حدود 8 درصد است.

مسائل فصل ۹

(پاسخ به مسائل انتخابی، در ضمیمه (ث) داده شده است)

- ۱-۹ چه نتایجی را می‌توان از وضعیت نوارهای ظرفیت و هدایت یک نیمه‌رسانا ذاتی با ویژگیهای زیر، به دست آورد: با حد طول موج بلند برابر 200 نانومتر برای تولید فوتوالکترون و طول موج 177 میکرومتر، وقتی که به عنوان یک آشکارساز نوررسانشی به کار می‌رود.
- ۲-۹ کمینه بهره داخلی لازم برای یک شمارشگر تناسبی جهت آشکارسازی فوتونهای فرابنفش را تخمین بزنید، در صورتی که ظرفیت آشکارساز 10 pF و تقویت کننده سیگنال دارای مقاومت نوبه مؤثری برابر $1 \text{ M}\Omega$ و پهنای باند 1 MHz باشد. اگر همین شمارشگر، بدون تقویت داخلی برای آشکارسازی شاری برابر 10^7 فوتون فرابنفش در هر ثانیه، و با مقاومت باری برابر $10^{10} \Omega$ به کار گرفته شود، پهنای باند لازم برای تقویت کننده چقدر است؟
- ۳-۹ نشان دهید که یک توزیع احتمال گوسی با پهنای (پهنای کامل در نیمه بیشینه) داده شده توسط معادله (۹-۱۹) دارای واریانس برابر \bar{x} است.

۴-۹ از تابیدن یک چشمه نوری ضعیف بر روی فوتوکاتد یک تکثیرکننده فوتونی بطور متوسط یک سیگنال جریان آندی برابر 10^{-9} A تولید می شود. بازده کوانتومی فوتوکاتد 0.1 و بهره مجموعه داینودها 10^7 است. تعداد متوسط فوتونهایی که در هر ثانیه به فوتوکاتد برمی خورند، چقدر است؟ اگر از نوفه لوله و مقاومت صرف نظر شود، چه مدت زمان لازم است تا تغییری برابر یک درصد در میزان فوتونهای مزبور دیده شود.

۵-۹ جدول مقایسه ای از خواص لازم برای مواد یک سوسوزن و محیط یک لیزر، ارائه دهید.

۶-۹ پرتوهای گاما با انرژیهای 1.0 ، 2.0 و 3.0 MeV توسط یک شمارشگر Ge(Li) آشکار می شوند و بینایی می دهند که در آن قله های بالاترین انرژی دارای پهنای مؤثری به ترتیب برابر 2.08 ، 2.70 و 3.20 keV است. آیا این پهناب با وابستگی مورد انتظار پهناب انرژی سازگار است؟ اگر انرژی متوسط لازم برای تولید یک زوج الکترون - حفره در ژرمانیوم 2.85 الکترون ولت باشد، سازه فانو چقدر است؟

ضمیمه الف

برخی فرمولهای مفید در محاسبات برداری

دو مجموعه مختصات که در کتاب به کار رفته عبارت است از مختصات قائم (x, y, z) و مختصات قطبی (r, θ, ϕ) . روابطی که این دو مجموعه را به هم ربط می دهند به شرح زیر می باشند

$$\left. \begin{aligned} x &= r \sin \theta \cos \phi, & y &= r \sin \theta \sin \phi, & z &= r \cos \theta, \\ r &= (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}, & \theta &= \cos^{-1}(z/r), & \phi &= \tan^{-1}(y/x), \end{aligned} \right\} \quad (\text{الف-۱})$$

و روابطی که بردارهای یکه را به هم ربط می دهند عبارتند از

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{i}_x &= \mathbf{i}_r \sin \theta \cos \phi + \mathbf{i}_\theta \sin \theta \sin \phi + \mathbf{i}_\phi \cos \theta, \\ \mathbf{i}_y &= \mathbf{i}_r \cos \theta \cos \phi + \mathbf{i}_\theta \cos \theta \sin \phi - \mathbf{i}_\phi \sin \theta, \\ \mathbf{i}_z &= -\mathbf{i}_r \sin \theta + \mathbf{i}_\theta \cos \theta, \end{aligned} \right\} \quad (\text{الف-۲})$$

و

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{i}_r &= \mathbf{i}_x \sin \theta \cos \phi + \mathbf{i}_y \sin \theta \sin \phi + \mathbf{i}_z \cos \theta, \\ \mathbf{i}_\theta &= \mathbf{i}_x \cos \theta \cos \phi + \mathbf{i}_y \cos \theta \sin \phi - \mathbf{i}_z \sin \theta, \\ \mathbf{i}_\phi &= -\mathbf{i}_x \sin \theta \sin \phi + \mathbf{i}_y \sin \theta \cos \phi, \end{aligned} \right\} \quad (\text{الف-۳})$$

عملگر grad (یعنی شیب) فقط روی میدانهای نرده ای $f(r, \theta)$ عمل می کند، که در مختصات قائم به صورت زیر تعریف می شود:

$$\text{grad } f = \mathbf{i}_x \frac{\partial f}{\partial x} + \mathbf{i}_y \frac{\partial f}{\partial y} + \mathbf{i}_z \frac{\partial f}{\partial z}. \quad (\text{الف-۴})$$

که آن را می توان به صورت زیر نیز نوشت

$$\text{grad } f \equiv \nabla f,$$

در این جا عملگر ∇ بدین گونه تعریف می شود

$$\nabla = \mathbf{i}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{i}_y \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{i}_z \frac{\partial}{\partial z}. \quad (\text{الف-۵})$$

در مختصات قطبی کروی

$$\text{grad } f = \mathbf{i}_r \frac{\partial f}{\partial r} + \mathbf{i}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} + \mathbf{i}_\phi \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial f}{\partial \phi}. \quad (\text{الف-۶})$$

عملگرهای div (یعنی واگرایی) و curl یا rot (بای چرخش) روی میدانهای برداری

$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t)$ عمل می کنند. در مختصات قائم

$$\text{div } \mathbf{F} = \nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}, \quad (\text{الف-۷})$$

$$\text{curl } \mathbf{F} = \nabla \wedge \mathbf{F}$$

و

$$= \mathbf{i}_x \left(\frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} \right) + \mathbf{i}_y \left(\frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} \right) + \mathbf{i}_z \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right). \quad (\text{الف-۸})$$

در مختصات قطبی کروی

$$\text{div } \mathbf{F} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 F_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta F_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial F_\phi}{\partial \phi}, \quad (\text{الف-۹})$$

و

$$\begin{aligned} \text{curl } \mathbf{F} = & \mathbf{i}_r \frac{1}{r \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta F_\phi) - \frac{\partial F_\theta}{\partial \phi} \right] \\ & + \mathbf{i}_\theta \frac{1}{r} \left[\frac{1}{\sin \phi} \frac{\partial F_r}{\partial \phi} - \frac{\partial (r F_\phi)}{\partial r} \right] + \mathbf{i}_\phi \frac{1}{r} \left[\frac{\partial (r F_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial F_r}{\partial \theta} \right]. \end{aligned} \quad (\text{الف-۱۰})$$

چهار نوع ترکیب از عملگرهای grad ، div ، curl در کتاب به کار برده شده است .

بیشترین مورد استفاده مربوط به

$$\text{div} (\text{grad } f) = \nabla^2 f,$$

است که در آن عملگر لاپلاسین ∇^2 عبارت است از

$$\begin{aligned}\nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \\ &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}.\end{aligned}\quad (\text{الف-۱۱})$$

این عملگر روی میدانهای برداری نیز می تواند عمل کند، و در این صورت معنای آن چنین است

$$\nabla^2 \mathbf{F} = \mathbf{i}_x \nabla^2 F_x + \mathbf{i}_y \nabla^2 F_y + \mathbf{i}_z \nabla^2 F_z. \quad (\text{الف-۱۲})$$

دو ترکیب دیگر که معادل با عملگر خنثی است به شرح زیرند :

$$\text{curl}(\text{grad } f) = 0 \quad (\text{الف-۱۳})$$

(که دلیل آن این است که $\text{grad } f$ که راستای تیزترین شیب را دارد، نمی تواند روی خودش برگردد و از این رو، چرخشی غیر صفر داشته باشد)، و

$$\text{div}(\text{curl } \mathbf{F}) = 0 \quad (\text{الف-۱۴})$$

چهارمین ترکیب عبارت است از

$$\text{curl}(\text{curl } \mathbf{F}) = \text{grad}(\text{div } \mathbf{F}) - \nabla^2 \mathbf{F}. \quad (\text{الف-۱۵})$$

ما این ترکیب را تنها برای میدانهای برداری که واگرایی صفر دارند، به کار برده ایم، و لذا ترکیب جدید $\text{grad}(\text{div } \mathbf{F})$ در این شرایط صفر می شود. ترکیبهای دوتایی دیگر (مثل div div ، curl div ، grad curl ، و grad grad) معنایی ندارند.

از دو رابطه انتگرالی در کتاب استفاده شده است که اولین آنها قضیه واگرایی است

$$\int_S \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} \equiv \int_V (\text{div } \mathbf{F}) dV, \quad (\text{الف-۱۶})$$

که S سطحی است که حجم V را در بر می گیرد. دومین آنها قضیه استوکس^۱ است

$$\oint_L \mathbf{F} \cdot d\mathbf{L} \equiv \int_S (\text{curl } \mathbf{F}) \cdot d\mathbf{S}, \quad (\text{الف-۱۷})$$

که در آن L مسیر بسته ای است که سطح S را در بر می گیرد.

تولد فوتون

هرچند جزئیات مربوط به منشأ مفهوم فوتون برای درک نظریه فعلی تابش الکترومغناطیسی ضروری نیست، فیزیکدانهای معدودی پیدا می‌شوند که مجذوب تاریخچه این گونه مفاهیم نشوند. در این ضمیمه به تشریح مختصر تلاشهای پلانک برای توضیح نحوه توزیع طول موجهای تابش گرمایی می‌پردازیم، سپس شرح کوتاهی از دلایل انیشتاین در مورد پیشنهاد کوانتایی بودن میدان تابشی ارائه می‌دهیم. تفصیل کامل موضوع را می‌توان در کتابهای هرمان^۱، کوهن^۲، وایتاکر^۳، کانگرو^۴ و استیور^۵ (جزئیات در ضمیمه ت آمده است) یافت.

پیش از شروع مطالعات پلانک درباره نظریه تابش، وین بر مبنای استدلالهای ترمودینامیکی نشان داده بود که چگالی انرژی $u(\nu)$ در بسامد ν تابش در حالت تعادل گرمایی در دمای T باید در قانون جابه جایی زیر صدق کند

$$u(\nu) = \nu^3 f(\nu/T), \quad (\text{ب-۱})$$

که f تابعی است که از طریق استدلالهای فوق معین نمی‌شود. (رابطه ۴-۱۶) به قانون جابه جایی وین نیز موسوم است، ولی این در اصل تنها استنتاج خاصی از قانون عمومی تر

1- Hermann

2- Kuhn

3- Whittaker

4- Kangro

5- Stuewer

(ب-۱) است. شکل تابع u نیز که با محدودی اندازه گیریهای تجربی ممکن در آن زمان برآزش می کرد منسوب به وین است، و قانون توزیع وین نامیده می شود.

$$u(\nu) = \frac{8\pi b\nu^3}{c^3} e^{-a\nu/T}, \quad (\text{ب-۲})$$

که a و b ثابتهای مستقل از ν و T هستند. پلانک تلاش کرد تا اثباتی از این قانون را با بررسی انرژی و آنتروپی «مشدها» کلاسیکی در حال تعادل با تابش فراهم آورد. این مشدها در دیواره ها وجود دارد و قادر به گسیل و جذب تابش اند. او لازم دید که فرض کند آنتروپی S یک مشدد با بسامد ν و انرژی U با رابطه زیر داده شود

$$S = \frac{U}{a\nu} \ln \left(\frac{U}{eb\nu} \right) \quad (\text{ب-۳})$$

(که e مبنای لگاریتم طبیعی است)، ولی نتوانست یکتایی این شکل را اثبات کند. با این که قبلاً شواهدی از اندازه گیریهای تجربی وجود داشت که ثابتهای a و b بایستی در ناحیه بسامدهای کم به ν بستگی داشته باشند، در سال ۱۹۰۰ م. پلانک دریافت که اندازه گیریهای دقیق لومر^۱ و پرینگشایم^۲ کاملاً با قانون توزیع وین در محدوده طول موجهای ۱۲ تا ۱۸ میکرومتر سازگار نیست. از معادله (ب-۳) نتیجه می شود که

$$\frac{\partial^2 S}{\partial U^2} = -\frac{\alpha}{U} \quad (\text{ب-۴})$$

(که $\alpha = e b a$)، پلانک این رابطه را به شرح زیر اصلاح کرد (سالنامه فیزیک^۳، ۴، ۵۶۳-۵۵۳ و ۷۲۷-۷۱۱ (۱۹۰۱ م.))

$$\frac{\partial^2 S}{\partial U^2} = -\frac{\alpha}{U(\beta + U)}, \quad (\text{ب-۵})$$

که پلانک آن را به عنوان «ساده ترین عبارتی توصیف کرد که S را به صورت تابعی از U ارائه می دهد (شرطی که مبتنی بر نظریه احتمال است) و در عین حال با قانون وین برای مقادیر کوچک U تطبیق می کند. با استفاده از رابطه استاندارد

$$\frac{\partial S}{\partial U} = \frac{1}{T}, \quad (\text{ب-۶})$$

پس از انتگرال گیری معادله (ب-۵) نتیجه می شود

$$\frac{1}{T} = \frac{\alpha}{\beta} \ln \left(\frac{\beta + U}{U} \right), \quad (\text{ب-۷})$$

و از این رو

$$U = \frac{\beta}{e^{\beta/\alpha T} - 1}$$

آن گاه به کمک رابطه (که از طریق کلاسیکی نیز توسط پلانک به دست آمده است)

$$u(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} U_\nu$$

تابع توزیع بین انرژیهای مربوط به تابش و مشددهای اوکیه و تعادل متقابل در بسامد ν به صورت زیر به دست می آید

$$u(\nu) = \frac{8\pi\nu^2\beta}{c^3} \frac{1}{e^{\beta/\alpha T} - 1}$$

چون این رابطه باید در قانون جابه جایی وین (ب-۱) صدق کند، نتیجه می گیریم که

$$\beta/\alpha = \gamma\nu \quad (\text{ب-۸})$$

و لذا

$$u(\nu) = \frac{8\pi\alpha\gamma\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\gamma\nu/T} - 1}, \quad (\text{ب-۹})$$

که همان قانون توزیع پلانک (۴-۱۲) است. پلانک اشاره می کند که این قانون با نتایج تجربی جدید سازگاری دارد.

پلانک در تلاش برای توجیه و اثبات قانون جدید پلانک کارش را بر روی شکل آنتروپی مشددهای اوکیه متمرکز ساخت. از معادله های (ب-۶)، (ب-۷) و (ب-۸)، و جایگزاری می بینیم که

$$S = \frac{h}{\gamma} \left[\left(1 + \frac{U}{h\nu} \right) \ln \left(1 + \frac{U}{h\nu} \right) - \frac{U}{h\nu} \ln \left(\frac{U}{h\nu} \right) \right]. \quad (\text{ب-۱۰})$$

پلانک N مشدد را با بسامد ν در نظر گرفت که هر یک انرژی متوسط U دارند، و انرژی کل NU

را به اجزای با پهنای ε تقسیم کرد. بنابراین، تعداد چنین اجزایی عبارت است از

$$P = NU/\varepsilon.$$

با استفاده از استدلالهایی که بولتزمن برای ارزیابی آنتروپی یک گاز به کار برده بود، پلانک متوجه شد که تعداد راههایی که P جزء انرژی غیرقابل تشخیص می تواند بین N مشدّد غیر قابل تشخیص توزیع شود، عبارت است از

$$R = \frac{(N+P-1)!}{(N-1)!P!} \quad (\text{ب-۱۲})$$

اگر N و P خیلی بزرگ باشند می توان از تقریب استرلینگ^۱ استفاده کرد و در این صورت از معادله های (ب-۱۱) و (ب-۱۲) نتیجه می شود که

$$\ln R = N \left[\left(1 + \frac{U}{\varepsilon}\right) \ln \left(1 + \frac{U}{\varepsilon}\right) - \frac{U}{\varepsilon} \ln \frac{U}{\varepsilon} \right]. \quad (\text{ب-۱۳})$$

از مقایسه معادله های (ب-۱۰) و (ب-۱۳)، و استفاده از این واقعیت که آنتروپی یک حالت که به W طریق مختلف می تواند حاصل شود عبارت است از

$$S = k \ln W, \quad (\text{ب-۱۴})$$

پلانک دریافت که اجزای انرژی باید متناسب با ν باشد

$$\varepsilon = h\nu, \quad (\text{ب-۱۵})$$

که h ثابت جهانی که اکنون منسوب به نام اوست.

کوهن^۲ (به پیوست ت را ببینید) چنین استدلال می کند که پلانک در این هنگام در هیچ یک از مقالات یا سخنرانیهایش اشاره ای به توزیع انرژی انفعالی برای مشدّدها، آن گونه که اکثر مؤلفان بعدی تصوّر کرده اند، ندارد، بلکه وی برای محاسبه آنتروپی فرض کرد که فقط انرژی پیوسته U هر مشدّد باید به گستره های زیر تقسیم شود

$$nh\nu \leq U < (n+1)h\nu$$

بررسی پلانک درباره میدان تابش قطعاً کلاسیکی محض بوده، بدون آن که اشاره ای به ضرورت کوانتیده بودن انرژی داشته باشد. به نظر می رسد که اینشتاین نخستین کسی بوده که پیشنهاد

کرده است [مسئله فیزیک، ۲۰، ۲۰۶-۱۹۹ (۱۹۰۶ م.)] انرژی یک مشدّد فقط می تواند مقادیری را اختیار کند که مضربی صحیح از $h\nu$ باشد، و در فرآیند جذب و گسیل تابش، انرژی مشدّد به صورت مضربی صحیح از $h\nu$ بطور غیر پیوسته تغییر می کند.

انیشترین همچنین اولین کسی بود که پیشنهاد کرد [مسئله فیزیک، ۱۷، ۱۴۸-۱۳۲ (۱۹۰۵ م.)] خود میدان تابشی کوانتیده است. او آنتروپی میدان را به جای آنتروپی نوسانگرها بررسی کرد و مورد توجه قرار داد. شکل قانون تابشی وین (ب-۲) که در بسامدهای بالا معتبر است انرژی تابشی را به صورت زیر در فاصله بسامد $\Delta\nu$ در کاواکی به حجم V به دست می دهد.

$$E = \frac{8\pi h\nu^3 V \Delta\nu}{c^3} e^{-h\nu/kT}$$

با مرتب کردن رابطه فوق، نتیجه می گیریم که

$$\frac{1}{T} = -\frac{k}{h\nu} \ln \left(\frac{E}{a\nu^3 V \Delta\nu} \right),$$

که در آن a ثابت است. آن گاه معادله (ب-۶) آنتروپی S برحسب E و V حاصل می شود

$$S = -\frac{kE}{h\nu} \left[\ln \left(\frac{E}{a\nu^3 V \Delta\nu} \right) - 1 \right].$$

حال اگر همان انرژی تابشی E ، در همان فاصله بسامد، در کاواک بزرگتری با حجم V_0 در نظر بگیریم، تغییر آنتروپی عبارت است از

$$S - S_0 = \frac{kE}{h\nu} \ln \left(\frac{V}{V_0} \right). \quad (\text{ب-۱۶})$$

ولی رابطه بین آنتروپی یک دستگاه و تعداد راههایی W که به این سیستم برسیم با معادله (ب-۱۴) داده می شود، و لذا اختلاف آنتروپی دو حالت دستگاه به صورت زیر خواهد بود

$$S - S_0 = k \ln \frac{W}{W_0} = k \ln \frac{P}{P_0} \quad (\text{ب-۱۷})$$

که P و P_0 احتمال دو حالت هستند. ترکیب معادله های (ب-۱۶) و (ب-۱۷) نشان می دهد که احتمال نسبی یافتن انرژی تابشی E در حجمهای V و V_0 عبارت است از

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{V}{V_0} \right)^{E/h\nu}. \quad (\text{ب-۱۸})$$

حال اگر مورد گاز رقیقی را بررسی کنیم که شامل N مولکول مستقل موجود در کاواکی به حجم V_0 است، احتمال این که هر مولکول زیرفضایی به حجم V را اشغال کند، چنین خواهد بود:

$$p = \frac{V}{V_0}$$

و بنابراین، احتمال این که همه N مولکول همین زیرفضا را اشغال کنند برابر خواهد بود با

$$P = p^N = \left(\frac{V}{V_0}\right)^N. \quad (\text{ب-۱۹})$$

انیشتاین معادله (ب-۱۸) را با معادله (ب-۱۹) مقایسه کرد و دریافت در مواردی که احتمال و آنتروپی تابش در بسامد بالا مورد نظر است، تابش چنان رفتار می کند که گویی انرژی به کوانتومهای مستقلی با تعداد $h\nu$ تقسیم شده است. این نظریه تولد فوتون را رقم زد. انیشتاین در همین مقاله تشریح پدیده فوتوالکتریک را به صورت فوتونهای منفردی پی گرفت که انرژی آنها را برای صدور فوتوالکترونها از سطح فلز از دست می دهند. همان طور که در جدول (۱-۱) آمده است، سالهای زیادی گذشت تا این که مفهوم فوتون مقبولیت عام یافت.

ضمیمه پ

بررسی کوانتوم مکانیکی میدان تابش

هدف این ضمیمه ارائه مقدمه‌ای مختصر از بررسی کوانتوم مکانیکی میدان الکترومغناطیسی است به نحوی که دیدی عمیق‌تر از فوتون و طبیعت موجی میدان پیدا کنیم. لازم است این بررسی را با ملاحظه ویژگیهای خاص نوسانگر هماهنگ، شروع کنیم. ذره‌ای به جرم m که در پتانسیل یک بُعدی $\frac{1}{2}bx^2$ حرکت می‌کند دارای انرژی کل

$$U = \frac{1}{2}m\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \frac{1}{2}bx^2 = \frac{1}{2}p^2/m + \frac{1}{2}bx^2. \quad (\text{پ-۱})$$

است. تابعهای موج $\Psi_n(x)$ برای این حرکت جوابهای معادله شرودینگر زیر هستند

$$H\Psi_n(x) = E_n\Psi_n(x) \quad (\text{پ-۲})$$

که هامیلتونی H با رابطه زیر داده می‌شود

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2}bx^2. \quad (\text{پ-۳})$$

انرژیهای انفعالی نوسانگر عبارتند از

$$E_n = \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right) \quad (\text{پ-۴})$$

که $\omega = (\sqrt{b/m})$ بسامد زاویه‌ای حرکت کلاسیک است.

حال بگذارید H را بر حسب عملگر زیر موسوم به عملگر نابودی

$$a = \frac{ip}{\alpha \hbar \sqrt{2}} + \frac{\alpha x}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\alpha \sqrt{2}} \frac{d}{dx} + \frac{\alpha x}{\sqrt{2}} \quad (\text{پ-۵})$$

و عملگر خلق یعنی

$$a^\dagger = -\frac{ip}{\alpha \hbar \sqrt{2}} + \frac{\alpha x}{\sqrt{2}} = -\frac{1}{\alpha \sqrt{2}} \frac{d}{dx} + \frac{\alpha x}{\sqrt{2}}, \quad (\text{پ-۶})$$

تعریف کنیم که در آن p عملگر اندازه حرکت و

$$\alpha = \left(\frac{m\omega}{\hbar} \right)^{1/2}. \quad (\text{پ-۷})$$

است. در ضرب کردن عملگرهای a و a^\dagger باید مواظب تفاوت بین دو مورد زیر باشیم

$$(x) \left(\frac{d}{dx} \right) f(x) = x f'(x)$$

$$\left(\frac{d}{dx} \right) (x) f(x) = f(x) + x f'(x).$$

با این ترتیب به دست می آوریم که

$$a^\dagger a = -\frac{1}{2\alpha^2} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \alpha^4 x^2 \right) - \frac{1}{2},$$

$$aa^\dagger = -\frac{1}{2\alpha^2} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \alpha^4 x^2 \right) + \frac{1}{2},$$

از این رو

$$aa^\dagger - a^\dagger a = 1$$

بنابراین هامیلتونی عبارت است از

$$H = \hbar\omega \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) = \hbar\omega \left(aa^\dagger - \frac{1}{2} \right).$$

حال اگر به حاصلضرب H و a^\dagger توجه کنیم نتیجه می گیریم:

$$\begin{aligned} Ha^\dagger &= \hbar\omega \left(a^\dagger aa^\dagger + \frac{1}{2} a^\dagger \right) = \hbar\omega \left[a^\dagger (1 + a^\dagger a) + \frac{1}{2} a^\dagger \right] \\ &= a^\dagger H + \hbar\omega a^\dagger. \end{aligned} \quad (\text{پ-۸})$$

اهمیت این رابطه وقتی ظاهر می شود که $\hat{H}a^\dagger$ را روی تابع موجهای ψ_n اثر دهیم

$$\hat{H}a^\dagger \psi_n = (a^\dagger \hat{H} + \hbar\omega a^\dagger) \psi_n = a^\dagger (E_n + \hbar\omega) \psi_n,$$

و سپس نتیجه حاصل را به صورت زیر می نویسیم

$$\hat{H}(a^\dagger \psi_n) = (E_n + \hbar\omega)(a^\dagger \psi_n). \quad (\text{پ-۹})$$

ملاحظه می کنیم که تابع $(a^\dagger \psi_n)$ نیز تابع موج حرکت است، و انرژی مربوط به آن $E_n + \hbar\omega$ است. این دلالت بر آن دارد که اگر نوسانگر انرژی E_n داشته باشد در آن صورت همه مقادیر انرژی $E_n + m\hbar\omega$ را نیز می تواند اختیار کند، که در این جا m عدد صحیح و مثبت است. برای واری این مطلب، می توانیم a^\dagger را بر تابع موج حالت پایه یعنی

$$\psi_0(x) = \alpha^{1/2} \pi^{-1/4} e^{-\frac{1}{2}\alpha^2 x^2},$$

اثر دهیم و به دست آوریم:

$$a^\dagger \psi_0(x) = \alpha^{3/2} \pi^{-1/4} 2^{1/2} x e^{-\frac{1}{2}\alpha^2 x^2} = \psi_1(x),$$

که تابع موج اولین حالت برانگیخته است. اثر a^\dagger عبارت است از خلق یک کوانتوم انرژی بیشتر و از این روست که عملگر خلق نامیده شده است. بطور کلی تر، می توان نشان داد که

$$a^\dagger \psi_n = (n+1)^{1/2} \psi_{n+1}. \quad (\text{پ-۱۰})$$

همین طور عملگر نابودی a تعداد کوانتومهای انرژی را یکی کاهش می دهد،

$$a \psi_n = n^{1/2} \psi_{n-1}. \quad (\text{پ-۱۱})$$

در حالت خاص $n=0$ ، معادله (پ-۱۱) عبارت است از:

$$a \psi_0 = 0.$$

که این نتیجه ای مفید، زیرا نشان می دهد که

$$E_0 \psi_0 = H \psi_0 = \hbar\omega (a^\dagger a + \frac{1}{2}) \psi_0 = \frac{1}{2} \hbar\omega \psi_0,$$

که تأییدی است بر این که انرژی نقطه صفر $\frac{1}{2} \hbar\omega$ است، و بنیاب انرژی دقیقاً توسط معادله (پ-۴) داده می شود.

عملگر مفیدی که عن قریب به آن نیاز پیدا خواهیم کرد، عملگر تعداد است.

$$\hat{n} = a^+ a. \quad (\text{پ-۱۲})$$

علت این نام گذاری آن است که وقتی عملگر مزبور را روی تابع موج ψ_n اثر می دهیم نتیجه می شود:

$$\hat{n}\psi_n = a^+ n^{1/2} \psi_{n-1} = n\psi_n. \quad (\text{پ-۱۳})$$

برای این که خواص عملگرها و تابع موجهای نوسانگر هماهنگ را به کوانتش میدان الکترومغناطیسی ربط دهیم، به بررسی انرژی در یک مد بهنجار کاواک می پردازیم. ساده ترین مدی که بررسی را با آن شروع می کنیم، مد حاصله بین دو ورقه رسانای کاملاً موازی و بسیار وسیع است که به تعداد صحیحی نصف طول موج از هم فاصله دارند. اگر صفحات عمود بر راستای z ، و میدان الکتریکی در راستای x باشد، میدانهای الکتریکی و مغناطیسی موج ساکن بین دو صفحه عبارتند از:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{i}_x \frac{E_0}{2} [\cos(\omega t - kz + \phi) - \cos(\omega t + kz + \phi)] \\ &= \mathbf{i}_x E_0 \sin(kz) \sin(\omega t + \phi), \end{aligned} \quad (\text{پ-۱۴})$$

و

$$\mathbf{B} = \mathbf{i}_y \frac{E_0}{c} \cos(kz) \cos(\omega t + \phi). \quad (\text{پ-۱۵})$$

پتانسیل برداری مغناطیسی برای این مد چنین است

$$\mathbf{A} = \mathbf{i}_x \left(\frac{E_0}{kc} \right) \sin(kz) \cos(\omega t + \phi). \quad (\text{پ-۱۶})$$

میدانهای \mathbf{E} و \mathbf{B} ۹۰ درجه اختلاف فاز دارند؛ یعنی وقتی B^2 کمینه است، E^2 بیشینه است، و بالعکس. با متوسط گیری روی راستای z ، انرژی کل را در حجمی برابر V به صورت زیر به دست می آوریم.

$$\begin{aligned} U &= \frac{1}{2} (\epsilon_0 E^2 + \mu_0^{-1} B^2) \\ &= \frac{V}{2} [\epsilon_0 E_0^2 \sin^2(\omega t + \phi) + \epsilon_0 E_0^2 \cos^2(\omega t + \phi)] = \frac{1}{2} V \epsilon_0 E_0^2. \end{aligned} \quad (\text{پ-۱۷})$$

انرژی کل به تساوی بین میدانهای الکتریکی و مغناطیسی توزیع می شود، و نحوه نوسان این انرژی بین دو شکل مزبور مشابه نوسان انرژی پتانسیل و انرژی جنبشی در نوسانگر هماهنگ است.

روش دیگری که می توان مشابهت با نوسانگر هماهنگ را ببینیم، این است که U را برحسب A بیان کنیم. در این صورت در می یابیم که

$$U = \frac{1}{2} V \epsilon_0 \left[\left(\frac{dA_x}{dt} \right)^2 + \omega^2 A_x^2 \right] \quad (\text{پ-۱۸})$$

که در آن

$$A_x = \frac{E_{01}}{\omega} \cos(\omega t + \phi).$$

از مقایسه معادله های (پ-۱) و (پ-۱۸) ملاحظه می کنیم که مانسته های مناسب مکان x و اندازه حرکت p نوسانگر هماهنگ عبارتند از

$$x \rightarrow \left(\frac{V \epsilon_0}{m} \right)^{1/2} A_x = \left(\frac{V \epsilon_0}{m} \right)^{1/2} \frac{E_{01}}{\omega} \cos(\omega t + \phi),$$

$$p \rightarrow (V \epsilon_0 m)^{1/2} \frac{dA_x}{dt} = (V \epsilon_0 m)^{1/2} E_{01} \sin(\omega t + \phi).$$

به کمک این مانستگیها عملگرهای نابودی و خلق به صورت زیر حاصل می شوند

$$a = \frac{ip}{\alpha \hbar \sqrt{2}} + \frac{\alpha x}{\sqrt{2}} \rightarrow \left(\frac{V \epsilon_0}{2 \hbar \omega} \right)^{1/2} E_{01} [j \sin(\omega t + \phi) + \cos(\omega t + \phi)]$$

$$= \left(\frac{V \epsilon_0}{2 \hbar \omega} \right)^{1/2} E_{01} e^{j(\omega t + \phi)},$$

$$a^\dagger = a^*,$$

و آن گاه رابطه زیر به دست می آید:

$$A_x = \left(\frac{\hbar}{2 V \epsilon_0 \omega} \right)^{1/2} (a + a^\dagger).$$

از مشابهت مزبور نتیجه می گیریم که انرژی کل الکترومغناطیسی در هر مدیناب گسسته ای به صورت زیر در می آید

$$U = \hbar \omega \left(n + \frac{1}{2} \right)$$

فارغ از این که حجم V کاواک چقدر باشد و بنابراین، انرژی فقط می تواند به صورت مضاربی از $\hbar \omega$ تغییر کند.

اکنون بگذارید نظری دقیق تر به کوانتش میدان الکترومغناطیسی داشته باشیم. معمول

چنین است که در انتقال از فرمولهای کلاسیکی به کوانتومی، a و a^\dagger به جای این که بر حسب موجهای ساکن بنویسیم آنها را بر حسب موجهای تخت آزاد بیان کنیم (تا بتوان آنها را در مسائل بیشتری به کار برد). برای یک موج تخت با بردار موجی \mathbf{k} و راستای قطبش \mathbf{i}_p (که $\mathbf{k} \cdot \mathbf{i}_p = 0$) پتانسیل برداری را می توان به صورت زیر نوشت:

$$\mathbf{A} = \mathbf{i}_p \{ A_{\mathbf{k}} e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} - A_{\mathbf{k}}^* e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \}. \quad (\text{پ-۱۹})$$

حال، عملگرهای نابودی و خلق به ترتیب به $A_{\mathbf{k}}$ و $A_{\mathbf{k}}^*$ مربوط و با رابطه های زیر تعریف می شوند،

$$a = \left(\frac{2\varepsilon_0 \omega V}{\hbar} \right)^{1/2} A_{\mathbf{k}} \quad (\text{پ-۲۰})$$

و

$$a^\dagger = \left(\frac{2\varepsilon_0 \omega V}{\hbar} \right)^{1/2} A_{\mathbf{k}}^*. \quad (\text{پ-۲۱})$$

آن گاه

$$\hat{\mathbf{A}} = \mathbf{i}_p \left(\frac{\hbar}{2\varepsilon_0 \omega V} \right)^{1/2} \{ a e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} + a^\dagger e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \}. \quad (\text{پ-۲۲})$$

نماد $\hat{\mathbf{A}}$ به منظور تأکید بر این که این پتانسیل برداری عملگر است، به کار می رود. این عملگر فقط وقتی معنای فیزیکی پیدا می کند که بر یک تابع، مثلاً تابعهای نوسانگر هماهنگ Ψ ، عمل کند. ممکن است این سؤال پیش آید که شناسه این تابع چیست، و در چه فضایی این تابع و عملگرهای a و a^\dagger وجود دارند. در واقع، تنها کمیت هایی که از نظر فیزیکی اندازه گیری می شوند، مقادیر چشمداشتی هستند.

$$\bar{X} = \int \psi^*(x) X(x) \psi(x) dx \quad (\text{پ-۲۳})$$

که به عملگرهای X مربوط است (X معرف کمیتی است که اندازه گیری می شود). ذیلاً خواهیم دید که این مقادیر چشمداشتی قابل محاسبه اند بی آن که نیازی به تعیین فضای تابعهای $\psi(x)$ و عملگرهای $X(x)$ باشد. عملگرهای میدانهای الکتریکی و مغناطیسی که به $\hat{\mathbf{A}}$ مربوط اند (با توجه به معادله های (۲-۳۸) و (۳-۸)، و انتخاب $\phi = 0$) عبارتند از:

$$\hat{\mathbf{E}} = \mathbf{i}_p \left(\frac{\hbar \omega}{2\epsilon_0 V} \right)^{1/2} \{-aj e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} + a^\dagger j e^{-j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}\} \quad (\text{پ- } 24)$$

و

$$\hat{\mathbf{B}} = (\mathbf{k} \wedge \mathbf{i}_p) \left(\frac{\hbar}{2\epsilon_0 \omega V} \right)^{1/2} \{-aj e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} + a^\dagger j e^{-j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}\}. \quad (\text{پ- } 25)$$

به عنوان اولین مثال از کاربرد این عملگرها، به تعیین انرژیهای الکتریکی و مغناطیسی میدانی می پردازیم که با تابع Ψ_n توصیف می شود. با خلاصه نویسی زیر

$$e = e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})},$$

نتیجه عمل $\hat{\mathbf{E}}^2$ بر Ψ_n عبارت است از

$$\begin{aligned} (\hat{\mathbf{E}}^* \cdot \hat{\mathbf{E}}) \psi_n &= \frac{\hbar \omega}{2\epsilon_0 V} \{a^\dagger j e^* - a j e\} \{-a j e + a^\dagger j e^*\} \psi_n \\ &= \frac{\hbar \omega}{2\epsilon_0 V} \{a^\dagger j e^* - a j e\} \{-j e n^{1/2} \psi_{n-1} + j e^* (n+1)^{1/2} \psi_{n+1}\} \\ &= \frac{\hbar \omega}{2\epsilon_0 V} \{n \psi_n + (n+1) \psi_n + \text{terms in } \psi_{n-2} \text{ and } \psi_{n+2}\}. \end{aligned}$$

بنابراین، انرژی میدان الکتریکی به صورت زیر است

$$\frac{V}{2} \int \psi_n^* (\epsilon_0 |\hat{\mathbf{E}}|^2) \psi_n d\tau = \frac{1}{2} \hbar \omega (n + \frac{1}{2}).$$

همین مقدار نیز برای انرژی میدان مغناطیسی به دست می آید، و بنابراین انرژی کل برابر $\hbar \omega (n + \frac{1}{2})$ می شود. به صورت کلی، هامیلتونی میدان را می توان چنین نوشت

$$\hat{H} = \frac{V}{2} (\epsilon_0 |\hat{\mathbf{E}}|^2 + \mu_0^{-1} |\hat{\mathbf{B}}|^2) = \sum_{\mathbf{k}, p} (a_{\mathbf{k}, p}^\dagger a_{\mathbf{k}, p} + \frac{1}{2}) \hbar \omega_{\mathbf{k}} \quad (\text{پ- } 26)$$

که \mathbf{k} و p بردار موج و راستای قطبش مدهای اصلی میدان را مشخص می کنند. در این صورت هر مد دارای انرژی $\hbar \omega_{\mathbf{k}} (n_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2})$ است.

به عنوان مثال، به بررسی تابع حالت مهمی $\Psi(\alpha)$ موسوم به حالت همدموس میدان الکترومغناطیسی می پردازیم. خواهیم دید که این حالت کوانتوم مکانیکی است که به موج

الکترومغناطیسی کلاسیکی کاملاً نزدیک می شود. حالت مزبور حالت ویژه عملگر نابودی است،

$$a\psi(\alpha) = \alpha\psi(\alpha),$$

ولی حالت خالصی نیست که تعداد مشخصی n کوانتوم داشته باشد، بلکه در عوض برهنه‌نشی از حالت‌های خالص ψ_n است که شکل آن نشان می دهد که تعداد متوسط \bar{n} کوانتوم در حالت مزبور وجود دارد. در واقع، حالت همدوس به صورت زیر تعریف می شود که

$$\psi(\alpha) = \exp(-\frac{1}{2}|\alpha|^2) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{(n!)^{1/2}} \psi_n \quad (\text{پ-۲۷})$$

که تعداد متوسط $\bar{n} = |\alpha|^2$ است. ضریب‌های نمایی اطمینان می دهد که تابع حالت همدوس به واحد بهنجار شده است. برای واری این که تعریف فوق تعداد متوسط α کوانتوم نتیجه می دهد از معادله های (پ-۱۲) و (پ-۱۳) استفاده می کنیم.

$$\begin{aligned} \bar{n} &= \int \psi^*(\alpha) \hat{n} \psi(\alpha) d\tau = e^{-|\alpha|^2} \int \psi^*(\alpha) \sum_n \frac{\alpha^n n}{(n!)^{1/2}} \psi_n d\tau \\ &= e^{-|\alpha|^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2n} n}{n!} = e^{-|\alpha|^2} |\alpha|^2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2m}}{m!} = |\alpha|^2. \end{aligned} \quad (\text{پ-۲۸})$$

برای محاسبه افت و خیزهای تعداد کوانتوم‌های در حالت همدوس داریم که

$$\begin{aligned} \overline{n^2} &= \int \psi^*(\alpha) \hat{n}^2 \psi(\alpha) d\tau = e^{-|\alpha|^2} \sum_n \frac{|\alpha|^{2n} n^2}{n!} \\ &= e^{-|\alpha|^2} \sum_n \frac{|\alpha|^{2n} [n(n-1) + n]}{n!} = |\alpha|^4 + |\alpha|^2. \end{aligned}$$

بنابراین، افت و خیز جذر متوسط مجذور عبارت است از

$$\Delta n = (\overline{n^2} - \bar{n}^2)^{1/2} = |\alpha| = \bar{n}^{1/2}. \quad (\text{پ-۲۹})$$

$$\Delta n / \bar{n} = (\bar{n})^{-1/2}. \quad \text{در نتیجه}$$

وقتی \bar{n} بزرگتر می شود، افت و خیز نسبی $\Delta n / \bar{n}$ کوچکتر و کم اهمیت تر می شود.

برای این که شدت میدان الکتریکی حالت همدوس را پیدا کنیم به محاسبه زیر نیاز داریم

$$\int \psi^*(\alpha) \hat{E} \psi(\alpha) d\tau$$

$$\begin{aligned}
 &= \left(\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V} \right)^{1/2} e^{-|\alpha|^2} \int \psi^*(\alpha) \sum_n \frac{\alpha^n}{(n!)^{1/2}} \{-j e^{n/2} \psi_{n-1} \\
 &\quad + j e^{*(n+1)/2} \psi_{n+1}\} d\tau \\
 &= \left(\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V} \right)^{1/2} \{-j e \alpha + j e^* \alpha^*\} = 2 \left(\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V} \right)^{1/2} |\alpha| \sin(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \theta) \\
 &= \left(\frac{2\hbar\omega}{\varepsilon_0 V} \right)^{1/2} \sin(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \theta),
 \end{aligned}$$

(پ- ۳۰)

که در این جا α شکل عمومی زیر را دارد

$$\alpha = |\alpha| e^{i\theta}.$$

از طرف دیگر، $\overline{E^2}$ چنین است

$$\int \psi^*(\alpha) \hat{E}^2 \psi(\alpha) d\tau = \left(\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V} \right) [4|\alpha|^2 \sin^2(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \theta) + 1],$$

بنابراین، افت و خیز جذر متوسط مجذور میدان عبارت است از

$$\Delta E = (\overline{E^2} - \bar{E}^2)^{1/2} = \left(\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V} \right)^{1/2}. \quad (\text{پ- ۳۱})$$

در این جا نیز ملاحظه کنید که افت و خیز نسبی $\frac{\Delta E}{E}$ متناسب با $(\hbar)^{-1/2}$ است.

تعیین فاز حالت همدوس اندکی مشکل است. هرچند موج الکترومغناطیسی کلاسیکی می تواند فاز قابل اندازه گیری معینی داشته باشد، فاز مربوط به یک تابع موج کوانتوم مکانیکی عموماً کمی اختیاری و مشاهده ناپذیر است. مع ذلک، تعیین عملگر فازی ϕ که در حالت حدی \hbar خیلی بزرگ به فاز کلاسیکی ϕ مربوط شود، امکان پذیر است. این عملگر به صورت زیر داده می شود.

$$a = (\hbar + 1)^{1/2} e^{i\phi}.$$

در این صورت، می توان نشان داد که در حالت حدی \hbar بزرگ افت و خیزهای جذر متوسط مجذور n ، $\sin \phi$ و $\cos \phi$ با رابطه های زیر به هم مربوطند

$$\Delta n \Delta(\cos \phi) = \frac{1}{2} |\sin \theta|, \quad (\text{پ- ۳۲})$$

$$\Delta n \Delta(\sin \phi) = \frac{1}{2} |\cos \theta|. \quad (\text{پ-۳۳})$$

در این شرایط $\Delta(\cos \phi)$ و $\Delta(\sin \phi)$ کوچکند، و همچنین نتیجه می شود که

$$\phi = \theta$$

و

$$\Delta n \Delta \phi = \frac{1}{2}. \quad (\text{پ-۳۴})$$

بطور کلی می توان نشان داد که برای هر حالت میدان تابش

$$\Delta n \Delta \phi \geq \frac{1}{2}. \quad (\text{پ-۳۵})$$

که این رابطه عدم قطعیت است که افت و خیزهای n و ϕ را به هم ربط می دهد، و با رابطه زیر که عدم قطعیت های اندازه حرکت و مکان ذره را به هم مربوط می کند

$$\Delta p \Delta x \geq \frac{1}{2} \hbar \quad (\text{پ-۳۶})$$

و همچنین با رابطه زیر که ارتباط عدم قطعیت های انرژی و دوره عمر ذره را نشان می دهد

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{1}{2} \hbar \quad (\text{پ-۳۷})$$

قابل مقایسه است. رابطه های (پ-۳۵) و (پ-۳۷) معادل یکدیگرند، زیرا برای میدان با بسامد ν عدم قطعیت در Δn چنین نتیجه می دهد

$$\Delta E = h\nu \Delta n$$

حال آن که از عدم قطعیت $\Delta \phi$ داریم

$$\Delta t = \nu^{-1} \frac{\Delta \phi}{2\pi},$$

و از ترکیب این دو، رابطه زیر نتیجه می شود

$$\Delta E \Delta t = \hbar \Delta n \Delta \phi.$$

کمترین مقدار حاصلضرب $\Delta n \Delta \phi$ (یعنی $\frac{1}{2}$) فقط برای حالت همدوس $\psi(\alpha)$ حاصل می شود. بنابراین، این حالت میدانی است که بیشترین شباهت را به موج الکترومغناطیسی (بی افت و خیز) کلاسیکی دارد. افت و خیزهای $\Delta \phi$ و $\frac{\Delta E}{E}$ برای حالت همدوس به ازای دو مقدار $\bar{n} = 4$ و 400 در شکل (پ-۱) نشان داده شده است. در دومین حالت مزبور، عدم قطعیت های شدت میدان بطور تقریبی با ضخامت خط نمایش داده شده

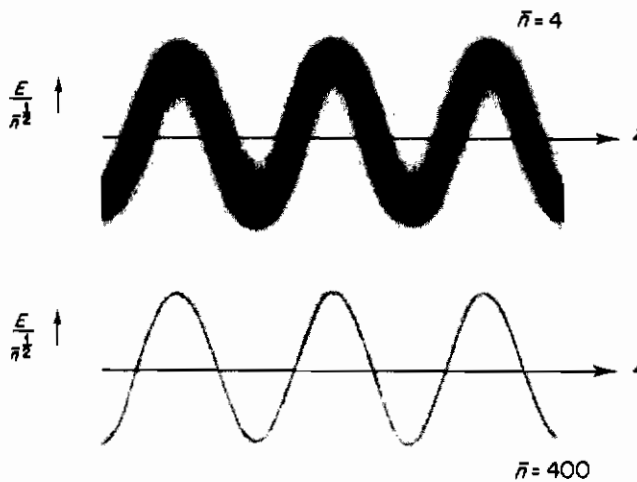
است. واضح است که این شکل انطباق زیادی با موج کلاسیکی $E_0 \sin(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ دارد. از طرف دیگر، وقتی $\bar{n} = 4$ است، عدم قطعیتها عبارتند از

$$\Delta E \sim E_0 / 2\bar{n}^{1/2} = \frac{1}{4} E_0$$

و

$$\Delta \phi \sim \frac{1}{2\Delta n} = \frac{1}{4}.$$

البته با انتخاب حالت خالص Ψ_n میدان تابش، تعیین دقیق دامنه میدان میسر است، زیرا این حالت دارای تعداد ثابتی n فوتون است. ولی در این صورت، همان طور که از رابطه (پ-۳۵) ملاحظه می شود فاز ϕ کاملاً نامشخص است. برعکس می توان فاز را دقیقاً تعیین کرد، لکن در این صورت دامنه کاملاً نامشخص خواهد بود!



شکل پ-۱- نمایش شماتیکی شدت میدان الکتریکی حالت همدوس برای $\bar{n} = 4$ و $\bar{n} = 400$. که عدم قطعیتهای حاصل از رابطه $\Delta \phi = \frac{1}{2} \Delta n$ را نشان می دهد. مقدار سایه معرف احتمال نسبی پیدا کردن شدت میدان E است.

به عنوان مثالی از موج تقریباً کلاسیکی فرستنده رادیویی را در نظر می گیریم که با توان 10 kW طول موجی برابر 300 متر تابش می کند. در فاصله 10 کیلومتری توان دریافتی در واحد سطح، با فرض این که آنتن کاملاً جهت دار شده نیست، عبارت است از

$$\bar{N} \sim \frac{10^4}{4\pi(10^4)^2} \sim 10^{-5} \text{ W/m}^2.$$

هر فوتون میدان دارای انرژی فوق العاده کوچکی

$$h\nu = 7 \times 10^{-28} \text{ J},$$

است و چنانچه سطح مؤثر آنتن گیرنده ۱۰ متر مربع باشد، تعداد فوتونهایی که در یک دوره تناوب موج جمع می شود خیلی زیاد است،

$$\bar{n} = \frac{\bar{N}A}{h\nu} \sim 10^{17}.$$

بنابراین، عدم قطعیت‌های حاصله در فاز و دانه میدان آن قدر کوچک است که می توان آن را در همه موارد به صورت یک میدان کلاسیکی در نظر گرفت. این مطلب برای چشمه های آزمایشگاهی نور مرئی نیز صادق است. باریکه های لیزر حتی معمولاً مقادیر \bar{n} بزرگتری دارند و در نتیجه تقریباً دارای دامنه و فاز ثابتی هستند.

ممکن است این سؤال پیش آید که آیا فوتونها تنها ذرات بنیادی هستند که می توانند با یکدیگر جمع شوند و موجی کلاسیکی را به دست دهند. یک شرط لازم برای این امر آن است که مدهای بهنجار میدان باید بتوانند با بیش از یک ذره اشغال شوند. از این رو، الکترونها و هر فوتون دیگری را باید کنار گذاشت، زیرا فقط بوزونها (ذرات با اسپین nh ، که n صفر یا عددی صحیح است) هستند که می توانند به هر تعداد یک مد را اشغال کنند. بنابراین، در اصل تعدادی کافی از هر نوع بوزون (مثلاً پایونهای خنثی) می توانند یک موج سینوسی ایجاد کنند، هر چند که تصور این که چگونه در عمل چنین نتیجه ای حاصل می شود، مشکل است. فوتون تنها بوزون بدون جرم است و از این رو، تنها بوزونی است که با تعداد بسیار ولی با انرژی بسیار اندک می تواند به نتیجه مزبور منجر گردد.

به عنوان آخرین مثال از کاربرد کوانتاش میدان، مختصراً به بررسی فرآیندهای جذب و گسیل فوتون می پردازیم. وقتی فوتونی توسط اتم جذب می شود حالت میدانی تابش از ψ_n به ψ_{n-1} تغییر می کند، ضمن این که حالت اتم مثلاً از $\psi(1)$ به $\psi(2)$ تغییر می یابد. در مورد یک گذار مجاز نوری می توان نشان داد که احتمال گذار B_{12} متناسب با

$$\left| \int \psi_{n-1}^* \psi(2) \hat{\mathbf{D}} \cdot \hat{\mathbf{E}} \psi_n \psi(1) d\tau \right|^2$$

است که در آن \hat{D} عملگر مربوط به گشتاور دو قطبی الکتریکی است که در بررسی نیمه کوانتومی ظاهر می شود. این احتمال گذار قابل تفکیک به دو قسمت است، که اولین آنها فقط به تابع موجهای اتم مربوط است و منجر به $|D_{12}|^2$ می شود که در آن D_{12} گشتاور دو قطبی الکتریکی گذار است که قبلاً آن را به دست آورده ایم [معادله (۴-۴۳)]. قسمت دوم تنها به خواص میدان بستگی دارد، و به کمک معادله (پ-۲۴) می توان آن را به صورت زیر نوشت

$$B_{12} \propto \left(\frac{\hbar \omega}{2\epsilon_0 V} \right) \left| \int \psi_{n-1}^* (ae - a^* e^*) \psi_n d\tau \right|^2$$

$$= \left(\frac{\hbar \omega}{2\epsilon_0 V} \right) \left| \int \psi_{n-1}^* [en^{1/2} \psi_{n-1} - e^*(n+1)^{1/2} \psi_{n+1}] d\tau \right|^2 = \left(\frac{\hbar \omega}{2\epsilon_0 V} \right) n.$$

(پ-۳۸)

این رابطه همان طور که در فصل ۴ فرض شده است نشان می دهد که احتمال گذار برای جذب متناسب با تعداد فوتونهای میدان است. توجه کنید که احتمال جذب با E^2 ، مجذور شدت میدان، متناسب نیست، زیرا با انرژی کل میدان در بسامد جذب، یعنی $\hbar\omega(n + \frac{1}{2})$ تناسب دارد. واضح است که انرژی نقطه صفر در فرآیند جذب تأثیری ندارد.

گسیل یک فوتون توسط اتم واقع در حالت ۲ تعداد فوتونهای میدان را از n به $n+1$ افزایش می دهد. بنابراین، میزان گذار با

$$\left| \int \psi_{n-1}^* (ae - a^* e^*) \psi_n d\tau \right|^2 = (n+1)$$

(پ-۳۹)

متناسب است. از این رابطه می بینیم که حتی وقتی میدان در ابتدا فوتونی ندارد انجام گسیل امکان پذیر است؛ البته این فرآیند، گسیل خودبه خود است. اگر حالت ψ_n به جای این که حالتی با افت و خیز نقطه صفر باشد، به نوعی یک حالت خشی با دامنه صفر باشد، میزان واپاشی خودبه خود صفر خواهد بود. بنابراین، می توانیم واپاشی خودبه خود را از این جهت ناشی از افت و خیزهای نقطه صفر در نظر بگیریم. بدیهی است که جزء باقیمانده میزان گسیل، مربوط به گسیل القایی است، که همان طور که در فصلهای ۴ و ۶ فرض شد، با n متناسب است.

نکته دیگر درباره میزان گسیل القایی، که بیشترین اهمیت را در عمل لیزر دارد (فصل ۶ را ببینید)، این است که فوتون اضافی به همان مدی می رود که n فوتون عامل گسیل القایی می روند. میدان تابشی عموماً بیش از یک مد اشغال شده دارد، و بنابراین حالت آن برهنه‌نشی

از حالت‌های $\psi_{n_k}(k)$ است که به n_k فوتون واقع در مد k مربوط می‌شود. بعضی از این مدها ممکن است بسامدهایی در محدوده پهنای طبیعی گذار اتمی داشته باشند، ولی از آن جا که

$$\int \psi_{n_{k'}}^*(k') a^\dagger \psi_{n_k}(k) d\tau$$

فقط وقتی غیر صفر است که $k = k'$ ، تنها فوتون‌هایی می‌توانند باعث گسیل به مد k شوند که قبلاً در مد k بوده‌اند. لذا فوتون برانگیخته همان راستا و اندازه حرکت فوتون‌های محرک را دارد (به عبارت دقیقتر، همان سلول فضای فاز را اشغال می‌کند، به فصل ۵ مراجعه شود).

منابع برای مطالعه بیشتر

فصل ۱

- 1- E. Whittaker, A History of the Theories of Aether and Electricity (Thomas Nelson and Sons Ltd., London, 1951).

کتابی برای توضیحات تاریخی

- 2- H. Kangro, Early History of Planck's Radiation Law (Taylor and Francis, 1976).
- 3- R. H. Stuewer, The Compton Effect (Science History Publications. New York, 1975).

گزارشی کامل و مؤثر از تاریخچه دوگانگی موج-ذره، مربوط به قبل و بعد از کشف اثر

کامپتون

فصل ۲

- 4- B. I. Bleaney and B. Bleaney, Electricity and Magnetism (Oxford University Press, 1976).
 - 5- I. S. Grant and W. R. Phillips, Electromagnetism (Johan Wiley and Sons, 1975).
- هر دو کتاب مزبور شامل بررسی جامعی از معادلات ماکسول و امواج الکترومغناطیسی

است . کتاب ردیف ۵ از سوی مرکز نشر دانشگاهی به فارسی ترجمه و چاپ شده است .

فصل ۳

6- J. D. Jackson, Classical Electrodynamics (John Wiley and Sons, 2nd ed., 1975).

بررسی جامع و پیشرفته از جنبه های کلاسیکی موضوع

7- A. Corney, Atomic and Laser Spectroscopy (Clarendon Press, Oxford, 1977).

حاوی اطلاعات بیشتر درباره میدانهای چندقطبی . این کتاب همچنین برای مطالعه بیشتر درباره موضوعات فصلهای ۴، ۶، و ۷ مفید است .

فصل ۴

8- M. Garbuny, Optical Physics (Academic Press, 1965).

حاوی مطالب بیشتر درباره بیناب اتمی و اندرکنش تابش با ماده (و لذا مرجعی مفید برای

فصل ۸

9- R. Loudon, The Quantum Theory of Light (Clarendon Press, Oxford, 1973).

حاوی بررسی کوانتومی جامع و مرجعی مفید برای فصل ۵ . ردیف ۷ را نیز ببینید .

فصل ۵

10- M. Born and E. Wolf. Principles of Optics (pergamon Press, 5th ed., 1979).

شامل یک بررسی پیشرفته تر و مفصل از خواص همدوسی (و همین طور پراش، قطبش، و همه مباحث نور موجی)

11- G. W. Stroke, Coherent Optics and Holography (Academic Press, 1966).

یک بررسی کلاسیکی پیشرفته از همدوسی و هولوگرافی . ردیف ۹ را نیز ببینید .

فصلهای ۶ و ۷

12- A. Yariv, Quantum Electronics (Joh Wiley and Sons Inc., New York, 1967).

حاوی بررسی پیشرفته تر و مفصل درباره لیزرها، پراکندگی، و نور شناخت غیرخطی

13- M. J. Beesley, Lasers and their Applications (Taylor and Francis Ltd., London, 1972).

شامل اطلاعات اضافی درباره توضیحات عملی و کاربردهای لیزرها

- 14- A. L. Schawlow (editor), Lasers and Light (a collection of Scientific American articles, published by W. H. Freeman and Co., San Francisco, 1969).

مشمول بر مطالب اضافی در سطحی مقدماتی درباره موضوعات متنوع، آثار شیمیایی و زیستی نور، بینایی، رنگ، اختر فیزیکی، فرو سرخ، پژوهشهای فوتونی، هولوگرافی

- 15- W. R. Bennett, The Physics of Gas Lasers (Gordon and Breach, 1977).

به ردیف ۷ نیز مراجعه کنید .

فصل ۸

- 16- W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation (3rd ed., Clarendon Press, Oxford, 1954).

یک بررسی کامل و پیشرفته

- 17- W. E. Burcham, Nuclear Physics (Longmans, 1963).

شامل مطالبی درباره اندرکنش با ماده، و آشکارسازی پرتوهای X و γ

فصل ۹

- 18- R. A. Smith, F. F. Jones, and R. P. Chasmar, The Detection and Measurement of Infra-red Radiation (Clarendon Press, Oxford, 1968).

برای تفصیلی آشکارسازهای فرو سرخ

- 19- J. E. Carroll, Physical Models for Semi-conductor Devices (Edward Arnold, 1974).

این کتاب توضیحات بیشتری راجع به فوتو رسانایی، سلولهای خورشیدی، و لیزرهای نیمه رسانا دارد

- 20- J. B. A. England, Techniques in Nuclear Structure Physics, Part I (Macmillan, 1974).

بحث تفصیلی بیشتر درباره آشکارسازهای X و γ را در این کتاب می توانید بیابید .

پیوست «ب»

- 21- A. Hermann, The Genesis of Quantum Theory, 1899-1913 (The MIT Press,

1971).

22- T. S. Kuhn, Black-body Theory and the Quantum Discontinuity 1984-1912 (Clarendon Press, Oxford, 1978).

به ردیفهای ۱، ۲ و ۳ نیز مراجعه کنید .

پیوست دپ

مراجعهای ردیف ۹ و ردیف ۱۲ را ببینید .

جواب مسأله های انتخابی

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = d\phi/dt \quad 1-2$$

که در آن $\phi = \int \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S}$ (با این فرض که جریانهای آزاد وجود ندارد)

۳-۲ با انتخاب $N \sim 300 \text{ W m}^{-2}$ (در عرض معتدله)، $E \sim 340 \text{ V m}^{-1}$ (که از میدان قائم DC

که تقریباً برابر 100 V/m است بزرگتر می باشد)، و $B \sim 1.1 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-2}$ (یعنی

۰/۰۱۱ گوس، که تقریباً ۵۰ برابر کوچکتر از میدان مغناطیسی DC زمین است)

می شود.

$$n_1 \sin \theta = n_2 \sin \theta'', \quad \theta'' = \pi/2 - \theta_0, \quad \sin 2\theta_0 = \sin 2\theta'' \quad 5-2$$

$$\therefore \frac{d\theta''}{d\theta} = \frac{n_1 \cos \theta}{n_2 \cos \theta''} = \frac{n_1^2}{n_2^2}, \quad \text{که در آن } \theta = \theta_0$$

برای $\theta = \theta_0 + \Delta\theta$

$$\sin 2\theta - \sin 2\theta'' = \left(2 \cos 2\theta - 2 \cos 2\theta'' \frac{n_1^2}{n_2^2} \right) \Delta\theta = \frac{2 \cos 2\theta (n_1^2 + n_2^2)}{n_2^2} \Delta\theta.$$

$$\therefore R^2 = \Delta\theta^2 \frac{(n_1^2 + n_2^2)}{n_2^4} \frac{1}{\tan^2 2\theta}, \quad \tan 2\theta = \frac{2 \tan \theta}{1 - \tan^2 \theta} = \frac{2n_1 n_2}{n_1^2 - n_2^2}$$

$$\therefore R^2 = \frac{(n_1^4 - n_2^4)^2}{4n_1^2 n_2^6} \Delta\theta^2 = 0.362 \Delta\theta^2.$$

$$\therefore \text{If } R^2 < 0.01, \Delta\theta < 0.167^\circ = 10'.$$

۷-۲ اندازه حرکت در هر تپ برابر است با $E/c = m\Delta v$

تابش الکترومغناطیسی

$$\therefore \Delta v = 10^{-3} \text{ m/s.}$$

اندازه حرکت زاویه‌ای هر تپ برابر است با؛ $E/\omega = I \Delta \omega'$ ، $\omega = 2\pi c/\lambda$ و ω' سرعت زاویه‌ای کره است .

$$\therefore \Delta \omega' = 0.096 \text{ rad/s.}$$

۹-۲ در فاصله r از خورشید، نیروی تابش برابر است با $\frac{1.35}{c} \times 10^3 \left(\frac{R}{r}\right)^2 \pi a^2$ ، که در آن $R = 1.5 \times 10^{11}$ و a شعاع کره است

$$\text{نیروی گرانشی} = \frac{4\pi a^3 \rho GM_s}{3r^2}$$

اما از طرفی داریم که $\frac{GM_s}{r^2} = R\omega^2$ که $2\pi I \omega$ برابر یک سال است .

$$\therefore a = \frac{3 \times 1.35 \times 10^3}{4c\rho R\omega^2} = 5.7 \times 10^{-3} \text{ m.}$$

۱-۳ خارج از ورقه ، در فضای آزاد، میدان شامل امواج تخت رونده به خارج از ورقه است . می دانیم که معادله های ماکسول به ازای این امواج تخت برقرار است . مسیر بسته ای در صفحه $x-y$ در نظر بگیرید که ورقه را احاطه کند و داشته باشیم $\Delta z \rightarrow 0$ ، $\Delta y = l$ ، D در دو طرف ورقه یکی است .

$$\int \text{curl } \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} = \int \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{E_0 2l}{\mu_0 c} = I_0 l.$$

توان لحظه ای میدان در $z = \pm 0$ عبارت است از

$$2E_0^2/(\mu_0 c) = \mu_0 c I_0^2/2.$$

و توانی که جریان را برقرار می کند برابر است با

$$\mathbf{I} \cdot \mathbf{E} = \mu_0 c I_0^2/2.$$

۳-۳ فرض کنید دو قطبهای ۱ و ۲ در راستای z و مرکز آنها در $\pm i_x l/2$ قرار دارند . آن گاه

$$\mathbf{E}_{1,2} \sim \mathbf{i}_e \frac{\omega^2}{r_{1,2}} \sin \theta \cos(\omega t - kr_{1,2} + \alpha_{1,2}),$$

که در آن $\alpha_2 = \pi$ ، $\alpha_1 = 0$ ، و $r_x l/2 = r \mp \frac{1}{2} l \sin \theta \cos \phi$ ، $r_{1,2} = r \mp \frac{1}{2} l \sin \theta \cos \phi$ است

$$\therefore \mathbf{E}_{1,2} \sim \mathbf{i}_e \frac{\omega^2}{r} \sin \theta [\mp \cos(\omega t - kr) - \frac{1}{2} kl \sin \theta \cos \phi \sin(\omega t - kr)].$$

با چشمپوشی از جمله های $1/r^2$

$$\therefore \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 \sim -\mathbf{i}_e \frac{\omega^2 \sin^2 \theta kl \cos \phi \sin(\omega t - kr)}{rc} \sim \omega^3.$$

$\hat{i}_s = \mathbf{s}/s$, where $\mathbf{s} = \mathbf{r} - \mathbf{x}$.

۴-۳

$$\frac{\partial \mathbf{s}}{\partial t} = -\frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t} = -\mathbf{v}, \quad \frac{\partial^2 \mathbf{s}}{\partial t^2} = -\mathbf{a}.$$

$$s = (r^2 + x^2 - 2\mathbf{r} \cdot \mathbf{x})^{1/2}, \quad \frac{\partial s}{\partial t} = \frac{x\mathbf{v} - \mathbf{r} \cdot \mathbf{v}}{s}.$$

$$\therefore \frac{\partial \hat{i}_s}{\partial t} = -\frac{\mathbf{v}}{s} - \frac{\mathbf{s}(x\mathbf{v} - \mathbf{r} \cdot \mathbf{v})}{s^3}.$$

$$\begin{aligned} \therefore \frac{\partial^2 \hat{i}_s}{\partial t^2} &= -\frac{\mathbf{a}}{s} + \frac{\mathbf{v}(x\mathbf{v} - \mathbf{r} \cdot \mathbf{v})}{s^3} + \frac{\mathbf{v}(x\mathbf{v} - \mathbf{r} \cdot \mathbf{v})}{s^3} + \frac{3\mathbf{s}(x\mathbf{v} - \mathbf{r} \cdot \mathbf{v})^2}{s^5} - \frac{\mathbf{s}(v^2 + x\mathbf{a} - v^2 - \mathbf{r} \cdot \mathbf{a})}{s^3} \\ &= -\frac{\mathbf{a}}{s} + \frac{\mathbf{s}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{a})}{s^3} + \text{terms in } \frac{1}{s^2} \text{ etc (taking } x \ll s) \\ &= \frac{-\mathbf{a} + \hat{i}_s(\hat{i}_s \cdot \mathbf{a})}{s} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{s^2}\right) = \frac{\hat{i}_s \wedge (\hat{i}_s \wedge \mathbf{a})}{s} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{s^2}\right). \end{aligned}$$

$$v/c = 1/(n \cos \chi) = 0.872 \pm 0.022.$$

۵-۳

$$\therefore \frac{m}{m_0} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} = 2.04 \pm 0.19.$$

$$\therefore \text{انرژی جنبشی} = 969 \pm 180 \text{ MeV}.$$

۷-۳

$$\text{سرعت گروه} = v_g = d\omega/dk, \quad k = 2\pi n/\lambda, \quad \omega = 2\pi c/\lambda.$$

$$\therefore v_g = \frac{d\omega}{d\lambda} \bigg/ \frac{dk}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda} \left(-\frac{2\pi n}{\lambda^2} + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dn}{d\lambda} \right)^{-1} = \frac{c}{n} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right)^{-1}.$$

$$n = a + b/\lambda^2 = 1.000275.$$

$$v_g = \frac{c}{n} \left(1 + \frac{2b}{n\lambda^2} \right)^{-1} = c(a + 3b/\lambda^2)^{-1} = \frac{c}{1.000285}.$$

$$\therefore \Delta t = \Delta \left(\frac{l}{v} \right) = \frac{10^4}{3 \times 10^8} \times 0.00285 = 9.5 \text{ ns}.$$

۸-۳ بسامد پلاسما برابر است با $9 \times 10^7 \text{ Hz}$ (مربوط به $\lambda = 3.3 \text{ m}$). بنابراین به ازای $\lambda > 3.3 \text{ m}$ قطع رادیویی وجود دارد.

۹-۳ چگالی را تقریباً $2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ بگیرید. همه الکترونها (۶ الکترون در هر اتم) انرژی بستگی کمتر از 2.5 keV دارند

$$\therefore N \sim 6.0 \times 10^{29} \text{ m}^{-3}.$$

$$\therefore n = 1 - 5.89 \times 10^{-5} = \cos \alpha, \text{ where } \alpha = \text{glancing angle}.$$

$$\therefore \frac{1}{2}\alpha^2 = 5.89 \times 10^{-5}, \quad \alpha = 1.09 \times 10^{-2} \text{ rad} = 37'.$$

۱۰-۳ باقراردادن

$$x = \text{Re}(\epsilon) = 1 + \frac{a(\omega_0^2 - \omega^2)}{c}$$

$$y = \text{Im}(\epsilon) = -\frac{ab}{c}$$

که دزآن

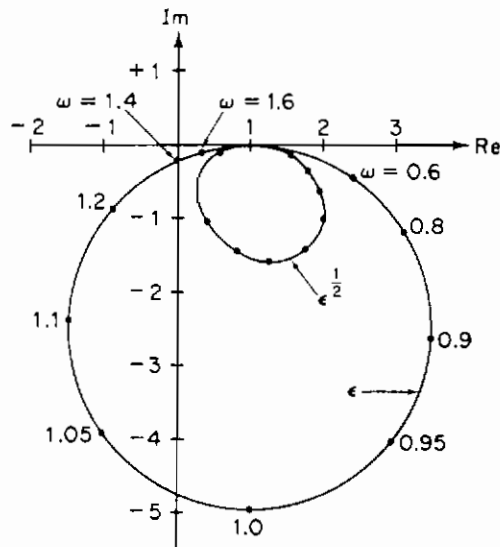
$$c = (\omega_0^2 - \omega^2)^2 + b^2$$

داریم که

$$(x-1)^2 + \left(y + \frac{a}{2b}\right)^2 = \left\{ a^2(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \left[-ab + \frac{a}{2b}c\right]^2 \right\} c^{-2} = \frac{a^2}{4b^2}$$

اگر $\omega_0 = 1$ ، $b = 0.2$ ، $a = 1$ باشد (شکل زیر را ببینید) :

ω	0.6	0.8	0.9	0.95	1.00	1.05	1.1	1.2	1.4	1.6
$\text{Re}(\epsilon)$	2.42	3.12	3.50	2.97	1.00	1.03	-1.50	-0.88	0.00	0.37
$\text{Im}(\epsilon)$	-0.44	-1.18	-2.63	-4.04	-5.00	-3.96	-2.38	-0.86	-0.21	-0.08
$\text{Re}(\epsilon^{1/2})$	1.56	1.80	1.98	2.00	1.75	1.24	0.81	0.42	0.32	0.61
$-\text{Im}(\epsilon^{1/2})$	0.14	0.33	0.66	1.01	1.43	1.60	1.47	1.03	0.32	0.07



شکل جواب (۱۰-۳)

وقتی با توجه به مقادیر جدول، ترسیم انجام شود، $\text{Re}(\varepsilon^{1/2})$ و $-\text{Im}(\varepsilon^{1/2})$ به نحوی است که در شکل (۲۳-۳) نشان داده شده است. ε همیشه در پایین ربع چهارم واقع است، و بنابراین جذر آن همیشه با مقدار مثبتی برای n در پایین ربع چهارم است قرار دارد.

۱۱-۳ شرط نصف موج که به ازای آن شدت بیشینه رخ می دهد عبارت است از $m + \frac{1}{2} = \Delta n \cdot l / \lambda$. بنابراین، به ازای $\lambda = (1 + \alpha) \times 500 \text{ nm}$ ، $\Delta n = 0.1(1 - 0.1\alpha)$ ، $m = 100$ است .

$$\therefore \frac{\Delta n \cdot d}{\lambda} = 100.5(1 - 0.1\alpha)(1 + \alpha)^{-1} = 100.5(1 - 1.1\alpha) = 100.5 - 100.55\alpha.$$

وقتی $110.55\alpha = \pm 1/8$ شدت با ضریب $\cos^2(\pi/4) = 0.5$ کاهش می یابد .

$$\therefore \alpha = \pm 1.13 \times 10^{-1}, \quad 2\Delta\lambda = 1.13 \text{ nm}.$$

گستره طول موجها (FWHM) 1.13 nm است .

$$\text{احتمال} = p = \exp(-\hbar\omega/kT)[1 - \exp(-\hbar\omega/kT)] = 10^{-4} \quad ۱-۴$$

حال یا $\hbar\omega \gg kT$ یا $\hbar\omega \ll kT$ است . در حالت اول،

$$p \approx \exp(-\hbar\omega/kT), \quad T = 7.87 \text{ K} \text{ در حالت دوم، } p \approx \hbar\omega/kT, \quad T = 7.25 \times 10^4 \text{ K} \text{ است .}$$

$$۳-۴ \quad \text{دمای متوسط } T_0 \text{ با رابطه } \sigma T_0^4 A = P \text{ داده می شود،}$$

$$\therefore T_0 = 2434 \text{ K}.$$

$$T = T_0 + S, \quad T_0 = 2434 \text{ K}, \quad \bar{P} = 100 \text{ W}, \quad P = 2\bar{P} \sin^2 \omega t. \quad \text{اگر اختیار شود}$$

$$\therefore C\dot{S} = (P - \bar{P}) - \bar{P}(T^4 - T_0^4)/T_0^4 = -\bar{P} \cos 2\omega t - 4\bar{P}S/T_0.$$

$$\therefore \dot{S} + aS = -b \cos 2\omega t, \text{ where } a = 9.34 \text{ s}^{-1}, \quad b = 5.68 \times 10^3 \text{ K s}^{-1}.$$

$$\therefore S = -b \frac{a \cos 2\omega t + 2\omega \sin 2\omega t}{a^2 + 4\omega^2},$$

که دارای دامنه $b/(a^2 + 4\omega^2)^{1/2} = 9.04 \text{ K}$ است .

$$B = \frac{Ac^3}{8\pi h\nu^3} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3 \tau} = 5.7 \times 10^{34} \text{ m/kg}. \quad ۴-۴$$

$$\text{نسبت} = [\exp(\varepsilon/kT) - 1]^{-1} \quad ۵-۴$$

$$(i) 25.3, \quad (ii) 6 \times 10^{-68}.$$

۶-۴ تبهگنی برای حالت بالاتر ۳ و برای حالت پایین تر ۱ است .

$$\therefore \text{ (Eq. 4.36) } \tau = \frac{3m\epsilon_0 c^3}{2\pi e^2 \nu^2 f} = 17 \text{ ns.}$$

- $0^* \leftrightarrow 1^*, \frac{1}{2}^* \leftrightarrow \frac{1}{2}^*$ (i) ۷-۴
 $0^* \leftrightarrow 1^*, \frac{1}{2}^* \leftrightarrow \frac{1}{2}^*$ (ii)
 $0^* \leftrightarrow 2^*$ (iii)
 $\frac{1}{2}^* \leftrightarrow 1\frac{1}{2}^*$ (iv)
 غیر ممکن (v)
 $\frac{1}{2}^* \leftrightarrow 2\frac{1}{2}^*$ (vi)
 غیر ممکن (vii)

۱-۵ از معادله ۹-۵ (ب) داریم

$$\theta = 1.22\lambda/d = 2.03 \times 10^{-7} \text{ rad} = 0.04 \text{ ثانیه قوسی}$$

$$a(\omega) \propto \int e^{-i\omega t} E(t) dt \propto \int e^{-a(t-t_0)^2 + b} dt, \quad \text{۲-۵ که در آن}$$

$$-a(t-t_0)^2 + b = -((t-t_0)^2/4T^2) - j(\omega - \bar{\omega})t.$$

$$\therefore b = -(\omega - \bar{\omega})^2 T^2 - j(\omega - \bar{\omega})t_0, \quad |a(\omega)| \propto e^{-(\omega - \bar{\omega})^2 T^2}.$$

انحراف جذرمیانگین مجذور e^{-ax^2} عبارت است از $(2a)^{-1/2}$ [جواب سؤال (۹-۳) را ببینید]

$$\therefore \Delta t \Delta \omega = (T)(4T^2)^{-1/2} = \frac{1}{2}.$$

۳-۵ فاصله دو چشمه را d ، فاصله چشمه ها تا پرده را D ، فاصله در طول پرده را x اختیار کنید.

$$a = kd/D, \quad E(x) \propto \cos(\omega t - ax) + \cos(\omega t) + \cos(\omega t + ax) = \quad \text{(الف)}$$

$$\cos \omega t [2 \cos(ax) + 1], \quad I(x) \propto [2 \cos(kdx/D) + 1]^2,$$

$$kdx/D = 2\pi/3 + 2\pi n, 4\pi/3 + 2\pi n \text{ که به ازای}$$

صفر می شود و به ازای $kdx/D = n\pi$ بیشینه است.

(ب) به ازای صفرهای مختلف x ,

$$I(x) \propto [\cos(\omega t - ax/2) + \cos(\omega t + ax/2)]^2 + \cos^2(\omega t) \propto 4 \cos^2(ax/2) + 1$$

$$= 2 \cos(ax) + 3, \quad \text{پدیداری} = (5-3)/(5+3) = 0.25.$$

(پ) همان پدیداری، فاصله متفاوت

$$\delta = 1/(e^{h\nu/kT} - 1) \quad \text{۵-۵}$$

$$\delta = 7.0 \times 10^{-7} \text{ (ب)}, \quad \delta = 6.2 \times 10^{-6} \text{ (الف)}$$

$$W = 1.27 \times 10^3 \text{ W/m}^2 \text{ در باریکه لیزر} \quad \text{۱-۶}$$

$$W = \sigma T^4 = 5.67 \times 10^{-8} \times (5800)^4 = 6.42 \times 10^7 \text{ W/m}^2 \text{ و قانون استفان}$$

$$\therefore \text{سازه لازم} = \left(\frac{6.42 \times 10^7}{1.27 \times 10^3} \right)^{1/2} = 224.$$

$$t_c = \frac{L}{c[\frac{1}{2}(1-R_1 R_2)]} = 3.3 \times 10^{-7} \text{ s.} \quad \text{(i) ۲-۶}$$

$$\Delta \nu_{\text{طبیعی}} = \frac{1}{2\pi\tau} = 1.57 \times 10^7 \text{ Hz,} \quad \text{(ii)}$$

$$|\Delta \nu_{\text{دوپلر}}| = 7.16 \times 10^{-7} \nu_0 \left(\frac{T}{A} \right)^{1/2} = 1.55 \times 10^9 \text{ Hz.}$$

\(\therefore\) پهنای دوپلر غلبه دارد

$$G = e^{\kappa L}, \quad \kappa = \frac{c^2 g(0) \Delta n}{8\pi \nu^2 \tau} - \frac{1}{ct_c}, \quad g(0) = \frac{0.939}{\Delta \nu_{\text{دوپلر}}} \quad \text{(iii)}$$

$$\therefore \kappa = 9.27 \times 10^{-2} - 10^{-2} = 8.27 \times 10^{-2}, \quad G = 1.086.$$

$$\Delta \nu_n = \frac{c}{2L} = 1.5 \times 10^8 \text{ Hz.} \quad \text{(iv)}$$

$$(v) \text{ با توجه به (iii) داریم: به ازای } G > 1 \quad |\nu - \nu_0| \leq \Delta \nu_{\text{دوپلر}}$$

\(\therefore\) که تقریباً ۲۰ مد محوری را در بر می گیرد $\sim 3 \times 10^9$ گستره ν

$$\kappa_\nu \propto \frac{g(0) \Delta n}{\nu^2 (B_{ij})^{-1}} \propto \frac{\lambda^2 B_{ij} \Delta n}{\Delta \nu_d} \propto \lambda^{-1} B_{ij} \Delta n. \quad \text{۳-۶}$$

$$\therefore \frac{\kappa(632.8 \text{ nm})}{\kappa(3.39 \text{ } \mu\text{m})} = 9.4 \times 10^{-3} \frac{\Delta n(632.8 \text{ nm})}{\Delta n(3.39 \text{ } \mu\text{m})}$$

\(\therefore\) خط طیف با طول موج بیشتر به چگالی وارونی کمتری نیاز دارد

$$\kappa_\nu > 10^{-1}, \quad \therefore \frac{c^2 \Delta n}{8\pi \nu^2 \tau \Delta \nu} \geq 10^{-1}. \quad \text{۵-۶}$$

$$\tau \Delta \nu = \frac{1}{2\pi}, \quad \therefore \Delta n \geq \frac{4 \times 10^{-1}}{\lambda^2} = 1.6 \times 10^{10} \text{ m}^{-1}.$$

حداقل توان لازم برای برقراری Δn عبارت است از

$$\sim \frac{\Delta n \times h\nu}{\tau} = \frac{\Delta n \times 4 \times 10^{-17} \text{ J}}{\lambda^2 \times 4.5 \times 10^4 \text{ s}} \geq 8 \times 10^{11} \text{ W m}^{-3}.$$

$$\therefore 10^{-7} \text{ m}^3 \text{ حداقل توان در } \sim 100 \text{ kW}$$

$$F = \frac{d^2}{4L\lambda}, \quad d \geq (12L\lambda)^{1/2} = 1.95 \text{ mm and } 4.51 \text{ mm.} \quad \text{۷-۶}$$

$$w_0 = 1.92 \times 10^{-4} \text{ m.} \quad z_0 = 0.194 \text{ m.} \quad w \text{ (در } 0.25 \text{ m)} = 3.14 \times 10^{-4} \text{ m,} \quad \text{۸-۶}$$

$$w \text{ (در } 10 \text{ m)} = 9.93 \times 10^{-3} \text{ m.}$$

$$\lambda = d(\sin \theta + \sin \theta). \quad \therefore \sin \theta = \frac{1}{2}, \theta = 30^\circ. \quad ۹-۶$$

$$\therefore \frac{d\theta}{dt} = \frac{d\lambda}{dt} / (2d \cos \theta) = 1.15 \times 10^{-4} \text{ rad/s.}$$

۱۱-۶ باریکه بطور متقارن از هر منشور می‌گذرد. اگر زاویه منشور α ، ضریب شکست n ، و زاویه تابش $\theta = \theta_B$ باشد، در این صورت

$$\sin \theta = n \sin(\alpha/2), \tan \theta = n.$$

هر دو شرط در صورتی برقرار است که

$$\tan^2 \theta = n^2 = \frac{n^2 \sin^2(\alpha/2)}{1 - n^2 \sin^2(\alpha/2)},$$

$$\tan(\alpha/2) = 1/n.$$

۱-۷ فرض کنید عدسی در $z = -z_1$ و کمر باریکه در $z = 0$ باشد، در این صورت

$$R = w_0 [1 + (z_1/z_0)^2]^{1/2} = w_0 \left[1 + \left(\frac{z_1 \lambda}{\pi w_0} \right)^2 \right]^{1/2},$$

$$\therefore z_1 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \left[\left(\frac{R}{w_0} \right)^2 - 1 \right]^{1/2},$$

که وقتی $w_0 = R / \sqrt{2}$ دارای بیشینه است.

۲-۷ وقتی $L = L_1$ فازورها که معرف موجکهایند یک دایره بسته می‌سازند.

وقتی $L \neq L_1$ زاویه قوس دایره عبارت است از $\phi = 2\pi L/L_1$ ، طول هماهنگ برابر است با

$$s^2 \propto \sin^2(L\pi/L_1), \quad \text{و شدت } s \propto 2 \sin(\phi/2)$$

۱-۸ برای پرتو گامای 1 MeV ، $\lambda = 1.240 \times 10^{-12} \text{ m}$

$$\lambda'_{\text{max}} - \lambda = 2h/m_0c = 4.852 \times 10^{-12} \text{ m}$$

$$\therefore \lambda_{\text{بینه}} = 6.092 \times 10^{-12} \text{ m}, \quad h\nu'_{\text{بینه}} = 0.204 \text{ MeV,}$$

$$(E_e)_{\text{بینه}} = 1.0 - 0.204 = 0.796 \text{ MeV. } (E_e)_{\text{min}} = 0.$$

۲-۸ هر یک از سه ذره دارای انرژی

$$E = m_0c^2 + \frac{1}{2}(h\nu - 2m_0c^2),$$

است و بنابراین

$$p = \frac{1}{c} (E^2 - m_0^2 c^4)^{1/2} = \frac{1}{3c} (h^2 \nu^2 + 2h\nu m_0 c^2 - 8m_0^2 c^4)^{1/2}$$

اندازه حرکت کل فوتون

$$\therefore p = \frac{h\nu}{3c}$$

$$h\nu = 4m_0 c^2$$

که نتیجه می دهد

۳-۸ انرژی فوتوالکترون لایه K برابر است با ۹۱۲ keV و انرژیهای اوژه مساوی

، $K^{-1} \rightarrow L_2^{-2}$ برای ۵۷٫۶ keV و برابر برای $K^{-1} \rightarrow L_1^{-2}$ برای $E_K - 2E_L = 56.2$ keVو برای $K^{-1} \rightarrow L_3^{-2}$ است .۴-۸ پراکندگی کامپتون غلبه دارد . از شکل (۵-۸ الف) $\sigma = \frac{1}{2} \sigma_{\text{تاسون}}$ N_0 تعداد الکترون در هر متر مکعب

$$\mu = N_0 \sigma = \frac{\rho \times \rho_{\text{water}} \times Z}{m_p \times A} \sim \frac{\rho \times 10^3}{2m_p}$$

$$\therefore \mu \sim \frac{1}{2} \frac{\rho \times 10^3}{2m_p} \frac{8\pi r_0^2}{3} \sim 10\rho \text{ m}^{-1}$$

۶-۸ خط منفرد ناشی از فوتوالکترونهاست . فرض کنید انرژی یونیدگی قابل اغماض باشد .

 $\therefore E =$ انرژی پرتو گاما

حداکثر انرژی الکترونها پراکنده کامپتونی برابر است با

$$h\nu \frac{2\gamma}{1+2\gamma} = 0.75h\nu,$$

$$\therefore \gamma = 1.5, \quad E = h\nu = 1.5m_0 c^2 = 0.767 \text{ MeV.}$$

۱-۹

تراز خلا $200 \text{ nm} \rightarrow E_v = 6.2 \text{ eV.}$ نوار هدایت $1.77 \mu\text{m} \rightarrow E_v = 0.7 \text{ eV.}$ $\therefore E_c = 5.5 \text{ eV.}$ $-E_c$ $-E_v$

نوار ظرفیت

۲-۹ (i) $(4kTR\Delta\nu)^{1/2} =$ ولتاژ نویز RMS $= e/C = 1.6 \times 10^{-8} \text{ V.}$ (بدون بهره) سیگنال

$$= 1.3 \times 10^{-4} \text{ V بهره لازم } \geq 10^4$$

بنابراین

$$(ii) \quad \text{تراز متوسط سیگنال} = n e R = 1.6 \times 10^{-5} \text{ V RMS} \quad \text{تراز نوفه} = 1.3 \times 10^{-5} (\Delta \nu)^{1/2} \text{ V}$$

$$\therefore \text{need } \Delta \nu \leq 1 \text{ Hz.}$$

۳-۹ توزیع احتمال گوسی $P(x) = e^{-\alpha x^2}$ دارای انحراف

$$\sigma^2 = \overline{x^2} = (\int x^2 e^{-\alpha x^2} dx) / (\int e^{-\alpha x^2} dx) = 1/2\alpha.$$

است. توزیع احتمال به ازای $\alpha x^2 = \ln 2$ به نصف مقدار بیشینه اش می رسد. بنابراین پهنا برابر است:

$$\Delta x = 2 \left(\frac{\ln 2}{\alpha} \right)^{1/2} = (8 \ln 2)^{1/2} \sigma = 2.35 \sigma.$$

$$\bar{n} = \frac{10^{-9} \times 10^{-7} \times 10}{1.6 \times 10^{-19}} = 6.25 \times 10^3.$$

۴-۹

افت و خیزها در جریان از افت و خیزها (نوفه شلیک) در تعداد فوتوالکترونها ناشی می شود. فرض کنید N فوتوالکترون در زمان t داشته باشیم، در این صورت

$$\bar{N} = 6.25 \times 10^3 t, \quad \sigma(N) = N^{1/2}.$$

$$\sigma(N) \leq 0.01 \bar{N},$$

$$t \geq 16 \text{ s.}$$

از

نتیجه می شود که

$$(\Delta E)^2 = (2.35)^2 F W E + (\Delta E_0)^2 = a E + b.$$

۶-۹

$$E = 10^6 \quad 2 \times 10^6 \quad 3 \times 10^6 \text{ (eV)}$$

$$(\Delta E)^2 = 4.33 \times 10^6 \quad 7.29 \times 10^6 \quad 10.24 \times 10^6 \text{ (eV)}^2$$

همان طور که انتظار می رود (با $a = 2.96 \text{ eV}$ و $b = 1.37 \times 10^6 \text{ (eV)}^2$) رابطه ها خطی

است

$$\therefore F = \frac{a}{(2.35)^2 W} = 0.188.$$

واژه‌نامه موضوعی انگلیسی به فارسی

Absorption	جذب
coefficient	ضریب
cross-section	مقطع مؤثر
index	ضریب شکست
rate	میزان (آهنگ)
Ammonia maser	میزر آمونیاکی
Amplified spontaneous emission	گسیل خودبه‌خود تقویت‌شده
Angular frequency	پسامد زاویه‌ای
Angular momentum	اندازه حرکت زاویه‌ای
addition	جمع‌بندی
of radiation	تابش
Anisotropic absorption	جذب نایکروند
Annihilation of a photon	نابودی فوتون
Annihilation operator	عملگر نابودی
Annihilation quanta	کوانتوم نابودی
Anti-Stokes scattering	پراکندگی پاد-استوکس
Argon-ion laser	لیزر آرگون-نون
Attenuation	تضعیف
coefficient	ضریب
length	طول
Auger decay	واپاشی اوژه

Autocorrelation function	تابع خودهمبسته
Birefringence	دو شکستی (شکست مضاعف)
Black-body surface	سطح جسم سیاه
Bolometers	تابه سنج (تابش سنج)
Boltzmann's factor	سازه (ضریب) بولترمن
Boundary conditions	شرایط مرزی
Bremsstrahlung	اشعه ترمزی
Brewster angle	زاویه بروستر
Brillouin scattering	پراکندگی بریلوئن
Cavity decay time	زمان واپاشی حفره
Cavity dumping	انباشت (انباش) حفره
Cerenkov radiation	تابش چرنکوف
Cerenkov shower detector	آشکار ساز چرنکوف
Chaotic light	نور آشوبناک
Circular polarization	قطبش دایره‌ای
Classical atom	اتم کلاسیکی
Ccoherence	همدوسی
complete	کامل
laser light	نور لیزر
length	طول
light from small or distant source	نور از چشمه دور یا کوچک
measurement	اندازه گیری
partial	جزئی
spatial	فضایی
temporal	زمانی
time	زمان
volume	حجم

Choerent state	حالت هم‌دوس
CO ₂ laser	لیزر CO ₂
Compton edge	لبه کامپتون
Compton scattering	پراکنندگی کامپتون
Compton wavelength	طول موج کامپتون
Conducting media	محیط رسانا (هادی)
Cosine law	قانون کسینوس
Creation of a photon	خلق (تولید) فوتون
Creation operator	عملگر خلق
Critical angle	زاویه بحرانی
Cross-correlation function	تابع همبستگی - متقاطع
Curl (rotation) operator	عملگر تاو (گردش)
Decay constant of atomic state	ثابت واپاشی حالت اتم
Degeneracy parameter	پارامتر تبه‌گنی
Degenerate levels	ترازهای تبه‌گن
Degree of choerence	درجه هم‌دوسی
Destruction operator	عملگر نابودی
Dielectric media	محیط عایق (دی‌الکتریک)
Diffraction losses of laser	اتلاف‌های پراشی لیزر
Dispersion	پاشندگی
Displacement current	جریان جابجایی
Divergence operator	عملگر واگرایی
Divergence theorem	قضیه واگرایی
Doppler broadening	پهن‌شدگی دوپلری
Doppler-free spectroscopy	بیناب‌نمایی بدون اثر دوپلر
Dye lasers	لیزرهای رنگی
Einstein's A and B coefficients	ضریب‌های A و B اینشتاین

Einstein's photoelectric equation	معادله فوتوالکتریک اینشتاین
Electric dipole radiation	تابش دوقطبی الکتریکی
angular momentum and parity	اندازه حرکت زاویه‌ای و زوجیت (پاریتی)
Electric dipole transitions	گذارهای دوقطبی الکتریکی
in nuclei	در هسته
selection rules	قواعد انتخاب
Electric potential	پتانسیل الکتریکی
Electric quadrupole radiation	تابش چهارقطبی الکتریکی
Electric quadrupole transitions	گذارهای چهارقطبی الکتریکی
Electromagnetic spectrum	بیناب الکترومغناطیسی
Electro-optic-modulator	مدولاتور الکترو-اپتیکی
Elliptical polarization	قطبش بیضوی (بیضی‌گون)
Emissive power	توان گسیلندگی
Energy flow of radiation	شارش انرژی تابش
Excimer and exciplex lasers	لیزرهای اکزایمر و اکسیپلکس
Extinction coefficient	ضریب خاموشی
Eye sensitivity	حساسیت چشم
Fano factor	ضریب (سازه) فانو
Fluorescence quantum efficiency	بازده کوانتومی فلورسانس
Free-electron gas	گاز الکترون آزاد
Free-electron laser	لیزر الکترون آزاد
Frequency doubling	دوبرابری بسامد
Fresnel number	عدد فرنل
Fresnel's formulas	فرمولهای فرنل
Fundamental mode	مد اصلی
GaAs laser	لیزر گالیوم-آرسنیک
Gain coefficient	ضریب بهره

Gamma-rays	پرتوهای گاما
detection	آشکارسازی
wavelength range	گستره طول موج
Gas ionization counter	شمارشگر یونشی گازی
Geiger counter	شمارشگر گایگر
Generation of electromagnetic radiation	تولید تابش الکترومغناطیسی
Half-wave plate	صفحه نیم‌موج
Harmonic oscillator	نوسان‌کننده هماهنگ
Helium-neon laser	لیزر هلیوم-نئون
Hertzian dipole	دوقطبی هرتزی
Hole burning	ایجاد حفره
Hologram	هولوگرام (تمام‌نگار)
Holographic interferometry	تداخل‌سنج هولوگرافی (تمام‌نگاری)
Holography	هولوگرافی (تمام‌نگاری)
Homogeneous line broadening	پهن‌شدگی خط همگن
Image intensifier	تشدیدکننده تصویر
Incoherent fields	میدانهای ناهمدوس
Index-matching	انطباق ضریب شکست
Infra-red radiation	تابش فروسرخ
detection	آشکارسازی
wavelength range	گستره طول موج
Inhomogeneous line broadening	پهن‌شدگی خط ناهمگن
Intensity correlations	همبستگی شدت
Ionization counter	شمارشگر یونشی
Ion lasers	لیزرهای یونی
Ionosphere, propagation in	یون‌سپهر، انتشار در
Kerr effect	پدیده کیر

Klein-Nishina formula	فرمول کلاین - نیشینا
Lamb dip spectroscopy	بیناب‌نمایی شیب‌لمب
Lambert's cosine law	قانون کسینوس لامبرت
Laplacian operator	عملگر لاپلاسی
Larmor's formula	فرمول لارمور
Laser	لیزر
argon-ion	آرگون - یون
cavity-dumping	انباشتن (انبارش) کاواک
CO ₂	CO ₂
communications	ارتباطات
diffraction losses	اتلافهای پراشی
dye	رنگی
excimer and exciplex	اگزایمر و اکسی‌پلکس
free-electron	الکترون - آزاد
GaAs	گالیوم - آرسنیک
gas-discharge	تخلیه‌گاز
helium-neon	هلیوم - نئون
loss processes	فرآیندهای اتلافی
media	محیط
metal-ion	فلز - یون
mode-locking	مد - بستن
mode rejection	حذف مد
modes	مدها
nuclear	هسته‌ای
phase-locking	فاز - بستن
photon-dumping	انباشتن (انبارش) فوتون
pumping mechanisms	سازوکارهای دمش

Q-switching	کلیدزنی Q
Q-value	مقدار Q
reflection losses	اتلافهای انعکاسی
ruby	یاقوتی
semi-conductor	نیمه‌هادی (نیمه‌رسانا)
stability criterion	معیار پایداری
three- and four-level systems	سیستمهای سه و چهار ترازه
threshold condition	شرط آستانه
uniphase mode	مد تک‌فاز
walk-off	خارج شدن از خط
wavelength tuning	کوک کردن طول موج
X-ray	پرتو ایکس
Laser light	نور لیزر
beam divergence	واگرایی باریکه
beam radius	شعاع باریکه
coherence	همدوسی
directionality	جهت‌پذیری
frequency doubling	دوبرابر سازی بسامد
linewidth	پهنای خط
power density	چگالی توان
short pulses	تپهای کوتاه
single pulses	تپهای تک
speckle pattern	الگوی کرکره‌ای
Lateral coherence distance	فاصله همدوسی جانبی
Liénard-Wiechart potentials	پتانسیلهای لی‌نارد-وی‌شرت
Lifetime of atomic state	عمر حالت اتمی
Light-pipe	لوله نوری

Linear polarization	قطبش خطی
Line broadening, homogeneous and inhomogeneous	پهن‌شدگی خطی - همگن و ناهمگن
Line-shape	شکل خط
Line width	پهنای خط
Lorentz atom	اتم لورنتز
Lorentz condition	شرط لورنتز
Magnetic dipole radiation	تابش دو قطبی - مغناطیسی
Magnetic dipole transitions	گذارهای دو قطبی - مغناطیسی
Magnetic media	محیط‌های مغناطیسی
Magnetic monopoles	چند قطبیه‌های مغناطیسی
Magnetic potential	پتانسیل مغناطیسی
Maser	میزر
Maxwell's equations	معادله‌های ماکسول
Measurement of coherence spatial	اندازه‌گیری هم‌دوسی فضایی
Measurement of coherence temporal	اندازه‌گیری هم‌دوسی زمانی
Metal-ion lasers	لیزرهای فلز - یون
Metastable states	حالت‌های شبه پایدار
Michelson interferometer	تداخل‌سنج مایکلسن
spectral	بینایی
stellar	ستاره‌ای
Microchannel array	آرایه ریزکانال
Microwaves, wavelength range	ریز موج، گستره طول موج
Mode density	چگالی مد
Mode-locking	مد - بستن
Mode rejection	حذف مد
Multi-photon transitions	گذارهای چند فوتونی

Multipole radiation	تابش چندقطبی
Multipole transitions	گذارهای چندقطبی
Mutual coherence function	تابع هم‌دوسی متقابل بهنجار شده
Natural width of atomic line	پهنای طبیعی خط اتمی
Negative temperature	دمای منفی
Non-linear effects	پدیده‌های غیرخطی
Non-radiative transitions	گذارهای غیرتابشی
Normalized mutual coherence function	تابع هم‌دوسی متقابل
Normal mode of a cavity	مد بهنجار کاواک
Number operator	عملگر عددی
Optical Doppler radar	رادار دوپلری نوری
Optical fibres	فیبرهای نوری
Optically allowed transitions	گذارهای مجاز نوری
Optically forbidden transitions	گذارهای ممنوع نوری
Optic axis	محور نوری
Oscillator strength	قدرت نوسان‌کننده
Pair-production	تولید زوج
Parity	زوجیت (پاریتی)
Partial coherence	هم‌دوسی جزئی
Partial width	پهنای جزئی
Phase diffusion time	زمان پخش فاز
Phase hologram	هولوگرام فاز
Phase-locking	فاز - بستن
Phase-matching	جورشدن فاز
Phase-space of a photon	فضای فاز فوتون
Photoconduction	هدایت فوتونی (رسانش فوتونی)
Photoconduction detectors	آشکارسازهای هدایت فوتونی

Photodiode	فوتودیود
Photoelectric effect	پدیده فوتوالکتریک
Photoemission	گسیل فوتوی
Photoemission detectors	آشکارسازهای گسیل فوتونی
Photography	عکاسی
Photoionization	فوتو یونیدگی
Photomultiplier	تکثیرکننده فوتونی
Photon	فوتون
angular momentum	اندازه حرکت زاویه‌ای
annihilation	نابودی
bunch	پیوستن (جمع شدن)
correlations	همبستگیها
creation	خلق (تولید)
fluctuations	افت و خیزها
momentum	اندازه حرکت
phase-space	فضای فاز
polychromatic	چندرنگی
quantization of field	کوانتشن میدان
velocity	سرعت
Photon correlation spectroscopy	بیناب‌نمایی همبستگی فوتون
Photon-dumping	انباشتن (انبارش) فوتون
Photoreceptor	نورگیرنده
Photovoltaic mode	مد فوتو ولتایی (ولتاییک)
Planck radiation law	قانون تابش پلانک
Planck's constant	ثابت پلانک
Plane waves	امواج تخت
Plasma frequency	بسامد پلاسما

Pockels effect	اثر پوکلز
Polarizable media	محیط‌های قطبش‌پذیر
Polarization	قطبش
circular	دایره‌ای
elliptical	بیضی‌گون (بیضی‌گون)
linear	خطی
radiation from accelerating charge	تابش از بار شتابدار
radiation from Hertzian dipole	تابش از دوقطبی هرتزی
random	اتفاقی (تصادفی)
synhrotron radiation	تابش همزمان (سنکروترون)
Polarzied waves	امواج قطبیده
Population inversion	وارونی جمعیت
Positron annihilation	نابودی پوزیترون
Positronium	پوزیترونیم
Power density of laser beam	چگالی توان باریکه لیزر
Power spectrum	بیناب توان
Poynting's vector	بردار پوینتینگ
Pressure broadening	پهن‌شدگی فشار
Progagation in	انتشار در
anisotropic media	محیط نایکروند
conducting media	محیط هادی (رسانا)
dielectric media	محیط دی‌الکتریک
free electron gas	گاز الکترون آزاد
free space	فضای آزاد
gas of classical atoms	گاز اتمهای کلاسیکی
ionosphere	یون‌سپهر
Proportional counter	شمارشگر تناسبی

Pulse-echo technique	فن تپ - پژواک
Pumping mechanisms	ساز و کار دمش
Q-switching	کلیدزنی Q
Quantization of energy	کوانتس انرژی
Quantum efficiency	بازده کوانتومی
Quantum numbers, angular momentum	عددهای کوانتومی، اندازه حرکت زاویه‌ای
Quarter-wave plate	تیغه ربع موج
Radiation	تابش
accelerating charge	بار شتاب‌دار
damping	میرایی
field	میدان
pressure	فشار
resistance	مقاومت
synchrotron	همزمان
thermal	گرمایی
Radiative lifetime	عمر متوسط تابش
Radiative reaction	واکنش تابشی
Radio waves	امواج رادیویی
propagation in ionosphere	انتشار در یون‌سپهر
wavelength range	گستره طول موج
Raman scattering	پراکندگی رامان
Rayleigh-Jeans formula	فرمول رایله - جنیز
Rayleigh scattering	پراکندگی رایله
Reactive absorption	جذب واکنشی
Redundant hologram	هولوگرام زاید‌دار
Reflection	انعکاس (بازتابش)
conductors	هادی‌ها (رساناها)

frustrated total internal	انعکاس کلی داخلی فریزی
ionosphere	یون سپهر
total external	کلی خارجی
total internal	کلی داخلی
Refraction	شکست (انکسار)
double	دوگانه (مضاعف)
ionosphere	یون سپهر
liquids and solids	مایعات و جامدات
Refractive index	ضریب شکست
complex	مرکب
gas of classical atoms	گازهای اتم کلاسیکی
gas of free electrons	گاز الکترونهاى آزاد
ordinary and extraordinary	معمولی و غیر معمولی (عادی و غیر عادی)
Resonance fluorescence	فلورسانس تشدیدى
Retarded potential	پتانسیل تأخیری
Retarded time	زمان تأخیری
Ruby laser	لیزر یاقوتی
Saturated absorption	جذب اشباع شده
Scattering of radiation	پراکندگی تابش
atoms and molecules	اتمها و مولکولها
free electrons	الکترونهاى آزاد
Scintillation detector	آشکار سازی سوسوزن
Scintillator materials	مواد سوسوزن
Selection rules	قواعد انتخاب
approximate	تقریبی
electric dipole	دوقطبی الکتریکی
electric multipole	چندقطبی الکتریکی

electric quadrupole	چهار قطبی الکتریکی
magnetic dipole	دو قطبی مغناطیسی
magnetic multipole	چند قطبی مغناطیسی
two-photon transitions	گذارهای دو فوتونی
Semiconductor detectors	آشکارسازهای نیمه هادی (نیمه رسانا)
Semiconductor lasers	لیزرهای نیمه هادی (نیمه رسانا)
Skin depth	عمق پوست
Snell's law	قانون اسنل
Solar cell	سلول خورشیدی
Solar sail	سفینه خورشیدی
Spatial coherence	همدوسی فضایی
Speckle pattern	طرح خالدار
Spectral line-width of laser	پهنای خط بینایی لیزر
Spontaneous emission	گسیل خود به خود
Stability criterion of laser	معیار پایداری لیزر
Stefan-Boltzmann law	قانون استفان - بولتزمن
Stefan's constant	ثابت استفان
Stimulated emission	گسیل القایی
Stimulated Raman scattering	پراکنندگی رامان القایی
Stokes scattering	پراکنندگی استوکس
Stokes' theorem	قضیه استوکس
Sum rule	قانون جمع
Synchrotron radiation	تابش همزمان (سنکروترون)
Temporal coherence	همدوسی زمانی
Thermalization in dye laser	حرارتی شدن در لیزر رنگی
Thermistor	ترمیستور
Thermocouple detectors	آشکارسازهای ترموکوپل

Thermopile	ترموپیل
Thomson cross-section	مقطع مؤثر تامسون
Thomson scattering	پراکندگی تامسون
Threshold condition of a laser	شرط آستانه یک لیزر
Transition electric dipole moment	گذار گشتاور دو قطبی الکتریکی
Transition probabilities	احتمالات گذار
electric dipole	دو قطبی الکتریکی
electric quadrupole	چهار قطبی الکتریکی
magnetic dipole	دو قطبی مغناطیسی
Transmission coefficient	ضریب عبور
Triangulation rule	قانون مثلث بندی
Two-photon absorption spectroscopy	بیناب‌نمایی جذبی دو فوتونی
Two-photon transitions	گذارهای دو فوتونی
Ultraviolet catastrophe	فاجعه فرابنفش
Ultraviolet light	نور فرابنفش
detection	آشکار سازی
wavelength range	گستره طول موج
Uncertainty relationship	رابطه عدم قطعیت
Uniphase mode	مد تک فاز
Unstable resonators	تشدیدکننده‌های ناپایدار
Van Cittert-Zernicke formula	فرمول وان سیترت-زرنیک
Velocity of light	سرعت نور
Visibility of interference patterns	الگوهای (طرح‌های) پدیداری تداخل
Visible light	نور مرئی
detection	آشکار سازی
wavelength range	گستره طول موج
Walk-off	خارج شدن از خط

Wave equations	معادلات موج
conducting media	محیط‌های هادی (رسانا)
dielectric media	محیط‌های دی‌الکتریک
free-space	فضای آزاد
Wavenumber	عدد موج
Wave-packet	بسته موج
Wien displacement laws	قوانین جابجایی وین
Wien distribution	قانون توزیع وین
Xerography	زیراکس
X-ray	پرتو ایکس
detection	آشکارسازی
fluorescence	فلورسانس
laser	لیزر
wavelength range	گستره طول موج
Young's double-slit experiment	آزمایش دو شکاف یانگ
Zero-point energy	انرژی نقطه صفر

واژه‌نامهٔ موضوعی فارسی به انگلیسی

Microchannel array	آرایه ریزکانال
Young's double-slit experiment	آزمایش دوشکاف یانگ
Cerenkov shower detector	آشکارساز چرنکوف
Thermocouple detectors	آشکارسازهای ترموکوپل
Photoemission detectors	آشکارسازهای گسیل فوتونی
Semiconductor detectors	آشکارسازهای نیمه‌هادی (نیمه‌رسانا)
Photoconduction detectors	آشکارسازهای هدایت فوتونی
Scintillation detector	آشکارسازی سوسوزن
Diffraction losses of laser	اتلافهای پراشی لیزر
Classical atom	اتم کلاسیکی
Lorentz atom	اتم لورنتز
Pockels effect	اثر پوکلز
Transition probabilities	احتمالات گذار
electric quadrupole	چهارقطبی الکتریکی
electric dipole	دوقطبی الکتریکی
magnetic dipole	دوقطبی مغناطیسی
Bremsstrahlung	اشعهٔ ترمزی
Visibility of interference patterns	الگوهای (طرح‌های) پدیداری تداخل
Plane waves	امواج تخت
Radio waves	امواج رادیویی
propagation in ionosphere	انتشار در یون سپهر

wavelength range	گستره طول موج
Polarized waves	امواج قطبیده
Photon-dumping	انباشت (انبارش) فوتون
Propagation in	انتشار در
free space	فضایی آزاد
gas of classical atoms	گاز اتمهای کلاسیکی
free electron gas	گاز الکترون آزاد
dielectric media	محیط دی‌الکتریک
anisotropic media	محیط نایکروند
conducting media	محیط هادی (رسانا)
ionosphere	یون سپهر
Measurement of coherence spatial	اندازه‌گیری هم‌دوسی زمانی
Angular frequency	اندازه حرکت زاویه‌ای
of radiation	تابش
addition	جمع‌بندی
Zero-point energy	انرژی نقطه صفر
Index-matching	انطباق ضریب شکست
Reflection	انعکاس (بازتابش)
frustrated total internal	انعکاس کلی داخلی فریزی
total external	کلی خارجی
total internal	کلی داخلی
conductors	هادی‌ها (رساناها)
ionosphere	یون سپهر
Hole burning	ایجاد حفره
Quantum efficiency	بازده کوانتومی
Fluorescence quantum efficiency	بازده کوانتومی فلورسانس
Poynting's vector	بردار پوینتینگ

Plasma frequency	بسامد پلاسما
Amplified	بسامد زاویه‌ای
Wave-packet	بسته موج
Electric quadrupole transitions	بیناب الکترومغناطیسی
Power spectrum	بیناب توان
Doppler broadening	پهن‌شدگی دوپلری
Two-photon absorption spectroscopy	بیناب‌نمایی جذبی دو فوتونی
Lamb dip spectroscopy	بیناب‌نمایی شیب‌آب
Photon correlation spectroscopy	بیناب‌نمایی همبستگی فوتون
Degeneracy parameter	پارامتر تبهگنی
Dispersion	پاشندگی
Electric potential	پتانسیل الکتریکی
Retarded potential	پتانسیل تأخیری
Magnetic potential	پتانسیل مغناطیسی
Liénard-Wiechart potentials	پتانسیلهای لی‌نارد-وی‌شرت
Non-linear effects	پدیده‌های غیرخطی
Photoelectric effect	پدیده فوتوالکتریک
Stokes scattering	پراکندگی استوکس
Brillouin scattering	پراکندگی بریلوئن
Anti-Stokes scattering	پراکندگی پاد-استوکس
Scattering of radiation	پراکندگی تابش
atoms and molecules	اتمها و مولکولها
free electrons	الکترونهای آزاد
Thomson scattering	پراکندگی تامسون
Raman scattering	پراکندگی رامان
Stimulated Raman scattering	پراکندگی رامان القایی
Rayleigh scattering	پراکندگی رایله

Compton scattering	پراکندگی کامپتون
X-ray	پرتو ایکس
detection	آشکار سازی
fluorescence	فلورسانس
laser	لیزر
wavelength range	گستره طول موج
Gamma-rays	پرتوهای گاما
detection	آشکار سازی
wavelength range	گستره طول موج
Positronium	پوزیترونیم
Partial width	پهنای جزئی
Line width	پهنای خط
Spectral line-width of laser	پهنای خط بینابنی لیزر
Natural width of atomic line	پهنای طبیعی خط اتمی
Inhomogeneous line broadening	پهن شدگی خط ناهمگن
Homogeneous line broadening	پهن شدگی خط همگن
Doppler-free spectroscopy	بیناب‌نمایی بدون اثر دوپلر
Pressure broadening	پهن شدگی فشار
Radiation	تابش
accelerating charge	بار شتاب‌دار
pressure	فشار
thermal	گرمایی
resistance	مقاومت
field	میدان
damping	میرایی
synchrotron	همزمان
Cerenkov radiation	تابش چرنکوف

Multipole radiation	تابش چندقطبی
Electric quadrupole radiation	تابش چهارقطبی الکتریکی
Electric dipole radiation	تابش دوقطبی الکتریکی
angular momentum and parity	اندازه حرکت زاویه‌ای و زوجیت (پاریتی)
Magnetic dipole radiation	تابش دوقطبی - مغناطیسی
Infra-red radiation	تابش فروسرخ
detection	آشکارسازی
wavelength range	گستره طول موج
Synchrotron radiation	تابش همزمان (سنکروترون)
Autocorrelation function	تابع خودهمبسته
Cross-correlation function	تابع همبستگی - متقاطع
Mutual coherence function	تابع هم‌دوسی متقابل
Normalized mutual coherence function	تابع هم‌دوسی متقابل بهنجار شده
Bolometers	تابه‌سنج (تابش‌سنج‌ها)
Michelson interferometer	تداخل‌سنج مایکلسن
spectral	بینایی
stellar	ستاره‌ای
Holographic interferometry	تداخل‌سنجی هولوگرافی (تمام‌نگاری)
Degenerate levels	ترازهای تبهگن
Thermopile	ترموپیل
Thermistor	ترمستور
Unstable resonators	تشدیدکننده‌های ناپایدار
Image intensifier	تشدیدکننده تصویر
Attenuation	تضعیف
coefficient	ضریب
length	طول
Photomultiplier	تکثیرکننده فوتونی

Emissive power	توان گسیلندگی
Generation of electromagnetic radiation	تولید تابش الکترومغناطیسی
Pair-production	تولید زوج
Quarter-wave plate	تیغه ربع موج
Stefan's constant	ثابت استفان
Planck's constant	ثابت پلانک
Decay constant of atomic state	ثابت واپاشی حالت اتم
Absorption	جذب
coefficient	ضریب
index	ضریب شکست
cross-section	مقطع مؤثر
rate	میزان (آهنک)
Saturated absorption	جذب اشباع شده
Anisotropic absorption	جذب نایکروند
Reactive absorption	جذب واکنشی
Displacement current	جریان جابجایی
Phase-matching	جورشدن فاز
Power density of laser beam	چگالی توان باریکه لیزر
Mode density	چگالی مُد
Magnetic monopoles	چندقطبیهای مغناطیسی
Metastable states	حالت‌های شبه پایدار
Choerent state	حالت همدوس
Mode rejection	حذف مُد
Thermalization in dye laser	حرارتی شدن در لیزر رنگی
Eye sensitivity	حساسیت چشم
Walk-off	خارج شدن از خط
Creation of a photon	خلق (تولید) فوتون

Degree of coherence	درجه هم‌دوسی
Negative temperature	دمای منفی
Frequency doubling	دوبرابر سازی بسامد
Birefringence	دو شکستی (شکست مضاعف)
Hertzian dipole	دو قطبی هر تزی
Uncertainty relationship	رابطه عدم قطعیت
Optical Doppler radar	رادار دوپلری نوری
Microwaves, wavelength range	ریز موج، گستره طول موج
Critical angle	زاویه بحرانی
Brewster angle	زاویه بروستر
Phase diffusion time	زمان پخش فاز
Retarded time	زمان تأخیری
Cavity decay time	زمان واپاشی حفره
Parity	زوجیت (پاریتی)
Xerography	زیراکس
Pumping mechanisms	ساز و کار دمش
Boltzmann's factor	سازه (ضریب) بولتزمن
Velocity of light	سرعت نور
Black-body surface	سطح جسم سیاه
Solar sail	سفینه خورشیدی
Solar cell	سلول خورشیدی
Energy flow of radiation	شارش انرژی تابش
Boundary conditions	شرایط مرزی
Threshold condition of a laser	شرط آستانه یک لیزر
Lorentz condition	شرط لورنتز
Refraction	شکست (انکسار)
double	دوگانه (مضاعف)

liquids and solids	مایعات و جامدات
ionosphere	یون سپهر
Line-shape	شکل خط
Proportional counter	شمارشگر تناسبی
Geiger counter	شمارشگر گایگر
Ionization counter	شمارشگر یونشی
Gas ionization counter	شمارشگر یونشی گازی
Half-wave plate	صفحه نیم موج
Gain coefficient	ضریب بهره
Extinction coefficient	ضریب خاموشی
Fano factor	ضریب (سازه) فانو
Refractive index	ضریب شکست
gas of free electrons	گاز الکترونهای آزاد
gas of classical atoms	گازهای اتم کلاسیکی
complex	مرکب
ordinary and extraordinary	معمولی و غیر معمولی (عادی و غیر عادی)
Transmission coefficient	ضریب عبور
Einstein's A and B coefficients	ضریبهای A و B اینشتاین
Speckle pattern	طرح خالدار
Compton wavelength	طول موج کامپتون
Fresnel number	عدد فرنل
Wavenumber	عدد موج
Quantum numbers, angular momentum	عددهای کوانتومی، اندازه حرکت زاویه‌ای
Photography	عکاسی
Lifetime of atomic state	عمر حالت اتمی
Radiative lifetime	عمر متوسط تابش
Skin depth	عمق پوست

Curl (rotation) operator	عملگر تاو (گردش)
Creation operator	عملگر خلق
Number operator	عملگر عددی
Laplacian operator	عملگر لاپلاسی
Annihilation operator	عملگر نابودی
Destruction operator	عملگر نابودی
Divergence operator	عملگر واگرایی
Ultraviolet catastrophe	فاجعه فرابنفش
Phase-locking	فاز - بستن
Lateral coherence distance	فاصله همدوسی جانبی
Rayleigh-Jeans formula	فرمول رایله - جینز
Klein-Nishina formula	فرمول کلاین - نیشینا
Larmor's formula	فرمول لارمور
Van Cittert-Zernicke formula	فرمول وان سیترت - زرنیک
Fresnel's formulas	فرمولهای فرنل
Phase-space of a photon	فضای فاز فوتون
Resonance fluorescence	فلورسانس تشدید
Pulse-echo technique	فن تپ - پژواک
Photodiode	فوتودیود
Photon	فوتون
fluctuations	افت و خیزها
momentum	اندازه حرکت
angular momentum	اندازه حرکت زاویه‌ای
bunch	پیوستن (جمع شدن)
polychromatic	چندرنگی
creation	خلق (تولید)
velocity	سرعت

phase-space	فضای فاز
quantization of field	کوانتس میدان
annihilation	نابودی
correlations	همبستگیها
Photoionization	فوتو یونیدگی
Optical fibres	فیبرهای نوری
Stefan-Boltzmann law	قانون استفان - بولتزمن
Snell's law	قانون اسنل
Planck radiation law	قانون تابش پلانک
Wien distribution	قانون توزیع وین
Sum rule	قانون جمع
Cosine law	قانون کسینوس
Lambert's cosine law	قانون کسینوس لامبرت
Triangulation rule	قانون مثلث بندی
Oscillator strength	قدرت نوسان کننده
Stokes' theorem	قضیه استوکس
Divergence theorem	قضیه واگرایی
Polarization	قطبش
random	اتفاقی (تصادفی)
elliptical	بیضوی (بیضی گون)
radiation from accelerating charge	تابش از بار شتابدار
radiation from Hertzian dipole	تابش از دو قطبی هرتزی
synhrotron radiation	تابش همزمان (سنکروترون)
linear	خطی
circular	دایره ای
Electro-optic-modulator	قطبش بیضوی (بیضی گون)
Linear polarization	قطبش خطی

Circular polarization	قطبش دایره‌ای
Selection rules	قواعد انتخاب
approximate	تقریبی
electric multipole	چند قطبی الکتریکی
magnetic multipole	چند قطبی مغناطیسی
electric quadrupole	چهار قطبی الکتریکی
electric dipole	دو قطبی الکتریکی
magnetic dipole	دو قطبی مغناطیسی
two-photon transitions	گذارهای دو فوتونی
Wien displacement laws	قوانین جابجایی وین
Q-switching	کلیدزنی Q
Quantization of energy	کوانتس انرژی
Annihilation quanta	کوانتوم نابودی
Free-electron gas	گاز الکترون آزاد
Transition electric dipole moment	گذارگشتاور دو قطبی الکتریکی
Multi-photon transitions	گذارهای چند فوتونی
Multipole transitions	گذارهای چند قطبی
Two-photon transitions	گذارهای دو فوتونی
Electric dipole transitions	گذارهای دو قطبی الکتریکی
in nuclei	در هسته
selection rules	قواعد انتخاب
Magnetic dipole transitions	گذارهای دو قطبی - مغناطیسی
Non-radiative transitions	گذارهای غیر تابشی
Optically allowed transitions	گذارهای مجاز نوری
Optically forbidden transitions	گذارهای ممنوع نوری
Stimulated emission	گسیل القایی
Spontaneous emission	گسیل خودبه خود

Amplified spontaneous emission	گسیل خودبه خود تقویت شده
Photoemission	گسیل فوتونی
Compton edge	لبه کامپتون
Light-pipe	لوله نوری
Laser	لیزر
argon-ion	آرگون-یون
reflection losses	اتلافهای انعکاسی
diffraction losses	اتلافهای پراشی
communications	ارتباطات
excimer and exciplex	اکزیمر و اکسی پلکس
free-electron	الکترون-آزاد
photon-dumping	انباشت (انبارش) فوتون
cavity-dumping	انباشت (انبارش) کاواک
X-ray	پرتو ایکس
gas-discharge	تخلیه گاز
mode rejection	حذف مُد
walk-off	خارج شدن از خط
pumping mechanisms	سازوکارهای دمش
three- and four-level systems	سیستمهای سه و چهار ترازه
threshold condition	شرط آستانه
phase-locking	فاز-بستن
loss processes	فرآیندهای اتلافی
Q-switching	کلیدزنی Q
wavelength tuning	کوک کردن طول موج
GaAs	گالیوم-آرسنیک
media	محیط
mode-locking	مُد-بستن

uniphase mode	مد تک‌فاز
modes	مُد‌ها
stability criterion	معیار پایداری
Q-value	مقدار Q
semi-conductor	نیمه‌هادی (نیمه‌رسانا)
CO ₂	CO _۲
nuclear	هسته‌ای
helium-neon	هلیوم-نتون
ruby	یاقوتی
Argon-ion laser	لیزر آرگون-نتون
Free-electron laser	لیزر الکترون آزاد
GaAs laser	لیزر گالیوم-آرسنیک
CO ₂ laser	لیزر CO _۲
Excimer and exciplex lasers	لیزرهای اگزایمر و اکسی‌پلکس
Dye lasers	لیزرهای رنگی
Metal-ion lasers	لیزرهای فلز-یون
Semiconductor lasers	لیزرهای نیمه‌هادی (نیمه‌رسانا)
Ion lasers	لیزرهای یونی
Helium-neon laser	لیزر هلیوم-نتون
Ruby laser	لیزر یاقوتی
Optic axis	محور نوری
Conducting media	محیط رسانا (هادی)
Dielectric media	محیط عایق (دی‌الکتریک)
Polarizable media	محیط‌های قطبش‌پذیر
Magnetic media	محیط‌های مغناطیسی
Fundamental mode	مد اصلی
Mode-locking	مد-بستن

Normal mode of a cavity	مد بهنجار کاواک
Photovoltaic mode	مد فوتولتایی (ولتاییک)
Electromagnetic spectrum	مدولاتور الکترو-اپتیکی
Wave equations	معادلات موج
free-space	فضای آزاد
dielectric media	محیط‌های دی‌الکتریک
conducting media	محیط‌های هادی (رسانا)
Maxwell's equations	معادله‌های ماکسول
Einstein's photoelectric equation	معادله فوتوالکتریک اینشتاین
Stability criterion of laser	معیار پایداری لیزر
Thomson cross-section	مقطع مؤثر تامسون
Scintillator materials	مواد سوسوزن
Incoherent fields	میدانهای ناهمدوس
Ammonia maser	میزر آمونیاکی
Positron annihilation	نابودی پوزیترون
Annihilation of a photon	نابودی فوتون
Chaotic light	نور آشوبناک
Ultraviolet light	نور فرابنفش
detection	آشکار سازی
wavelength range	گستره طول موج
Photoreceptor	نورگیرنده
Laser light	نور لیزر
speckle pattern	الگوی کرکره‌ای
linewidth	پهنای خط
single pulses	تپهای تک
short pulses	تپهای کوتاه
directionality	جهت‌پذیری

power density	چگالی توان
frequency doubling	دوبرابر سازی بسامد
beam radius	شعاع باریکه
beam divergence	واگرایی باریکه
coherence	همدوسی
Visible light	نور مرئی
detection	آشکار سازی
wavelength range	گستره طول موج
Harmonic oscillator	نوسان کننده هماهنگ
Auger decay	واپاشی اوزه
Population inversion	وارونی جمعیت
Radiative reaction	واکنش تابشی
Photoconduction	هدایت فوتونی (رسانش فوتونی)
Intensity correlations	همبستگی شدت
Ccoherence	همدوسی
measurement	اندازه گیری
partial	جزئی
volume	حجم
time	زمان
temporal	زمانی
length	طول
spatial	فضایی
complete	کامل
light from small or distant source	نور از چشمه دور یا کوچک
laser light	نور لیزر
Partial coherence	همدوسی جزئی
Temporal coherence	همدوسی زمانی

Spatial coherence	همدوسی فضایی
Redundant hologram	هولوگرام زائده‌دار
Holography	هولوگرافی (تمام‌نگاری)
Hologram	هولوگرام (تمام‌نگار)
Phase hologram	هولوگرام فاز
Uniphase mode	یُد تک‌فاز
Ionosphere, propagation in	یون‌سپهر، انتشار در



FERDOWSI UNIVERSITY OF MASHHAD

Publication No. 220

ELECTROMAGNETIC RADIATION

by

F. H. READ

Translated by

M. Khajavi - T. Edalati

FERDOWSI UNIVERSITY PRESS

1997