

## شناسنامه

The Feynman Lectures on Physics, Vol. 1, Ch. 32

درسنامه‌های فیزیک فاینمن، جلد ۱، فصل ۳۲

مترجم: الهام سروری

ویراستار: ریحانه قنبری

حروفچین: نگین باقری نقره‌ای

نسخه‌ی ۱۰۱ پاییز ۱۳۹۹

حلقه‌ی مترجمان ژرفا

این اثر با کسب مجوز از ناشر بین‌المللی به منظور انتشار رایگان نسخه‌ی الکترونیکی آن تهیه شده است و حق نشر آن برای انجمن علمی ژرفا مستقر در دانشگاه صنعتی شریف محفوظ می‌باشد. ایرادات این نسخه را با ما در میان بگذارید و در پیشبرد این پروژه‌ی عام‌المنفعه مشارکت کنید.

این صفحه از قصد خالی گذاشته شده است.

## فصل ۳۲

### میرایی<sup>۱</sup> تابش - پراکندگی نور

#### ۱.۳۲ مقاومت<sup>۲</sup> تابشی

در فصل قبل آموختیم، زمانی که یک سیستم نوسان کند، انرژی آزاد می‌کند و توانستیم فرمولی را برای تابش انرژی به وسیله‌ی یک سیستم نوسانی پیدا کنیم. زمانی که میدان سیستم را به خوبی بشناسیم، در این صورت متوسط مربع زمان‌بندی میدان، ضربدر  $\epsilon_0 c$ ، مقدار انرژی گذرنده از واحد متر مربع بر ثانیه از طریق یک سطح و در جهت بردار نرمال می‌باشد که به صورت زیر است:

$$S = \epsilon_0 c \langle E^2 \rangle \quad (1.32)$$

هر نوسان بار قادر به تابش انرژی است؛ به عنوان مثال، سیستمی شامل یک آنتن با قدرت تابش انرژی. اگر سیستم مورد نظر انرژی تابش کند، به منظور در نظر گرفتن قانون بقای انرژی باید به دنبال نیروی تحویل دهنده‌ای در طول سیستم باشیم که منجر به تابش انرژی از آنتن می‌شود. در این صورت مدار مربوط به جریان رسیده به آنتن مشابه یک مقاومت عمل می‌کند و یا می‌توان مکانی را برای از دست دادن انرژی در نظر گرفت. ( در واقع انرژی به معنی واقعی از دست نمی‌رود و تنها با تابش از سیستم خارج می‌گردد. اما تا به آن جا که به مدار مربوط می‌شود، انگار انرژی از دست رفته است.) در یک مقاومت<sup>۳</sup> معمولی انرژی به صورت گرما از دست می‌رود که در مورد سیستم مورد نظر ما انرژی از دست رفته به فضای اطراف منتقل می‌گردد؛ اما از نقطه نظر تئوری مربوط به مدار جریان، در نظر نگرفتن اینکه انرژی کجا می‌رود تاثیر قابل توجهی بر مدار ندارد و مشابه از بین رفتن انرژی از مدار است. بنابراین آنتن شبیه ژنراتوری با مقاومت مخصوص به خود عمل می‌کند؛ حتی اگر از مس<sup>۴</sup> بسیار مرغوبی ساخته شده باشد (همواره مقاومت وجود دارد). در واقع اگر

<sup>1</sup>damping

<sup>2</sup>resistance

<sup>3</sup>resistance

<sup>4</sup>copper

آنتن از کیفیت مرغوبی نیز برخوردار باشد، همواره یک مقاومت ذاتی با خود القایی و ظرفیت خیلی کم را شاهد خواهیم بود. در این صورت خواستار خروج بیشترین توان ممکن به خارج از آنتن هستیم. این مقاومتی که آنتن نشان می‌دهد، مقاومت تابشی خوانده می‌شود.

اگر جریان  $I$  در آنتن برقرار باشد، توان متوسط رسیده به آنتن برابر با مربع میانگین زمان‌بندی جریان مقاومت است. نرخ توانی که توسط آنتن تابش می‌شود، با مربع جریان در آنتن متناسب است، زیرا تمام میدان‌ها متناسب با جریان هستند و انرژی آزاد شده نیز با توان دوم میدان در ارتباط است، پس ضریب تناسب میان توان گسیل شده و  $\langle I^2 \rangle$ ، مقاومت تابشی خواهد بود.

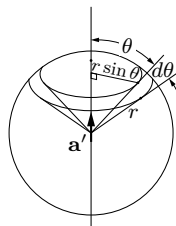
سوال جالبی که می‌توان مطرح کرد، این است که این مقاومت تابشی<sup>۵</sup> ناشی از چیست؟ می‌توان گفت که جریان‌ها به سمت بالا و پایین آنتن رانده می‌شوند و ما متوجه می‌شویم که اگر تقاضای تابش انرژی را داریم باید کاری روی سیستم انجام دهیم. اجازه دهید کار را با یک مثال ساده پیش ببریم؛ اگر یک جسم باردار را در نظر بگیریم و در جهت بالا و پایین به آن سرعت ببخشیم (حرکتش بدهیم)، در این صورت شاهد تابش انرژی خواهیم بود و طبیعی است زمانی که باری وجود نداشته باشد، تابشی از انرژی نیز وجود نخواهد داشت. در این صورت یکی از برآوردهایی که می‌توان از قانون بقای انرژی داشت، این است که انرژی از دست رفته است. (پس مقاومت تابشی برای اصل بقا ضروری است و وجود آن ناشی از جریان مداری آنتن می‌باشد.) اما سوال دیگری که باید به آن پاسخ داد این است که در مقابل چه نیرویی باید کار انجام داد؟ این سوال یکی از مشکل‌ترین و جالب‌ترین سوالات است، در حالی که هنوز جواب رضایت بخش و کاملی برای آن در زمینه‌ی الکترون مطرح نشده؛ هرچند که می‌توان در خصوص مثال آنتن به آن پاسخ داد و آن را بررسی کرد. آنچه اتفاق می‌افتد این است که: در یک آنتن میدان‌های تولیدی به وسیله‌ی حرکت بارها در یک بخش از آنتن، به حرکت بارها در بخش دیگر آنتن عکس‌العمل نشان می‌دهند. ما می‌توانیم به محاسبه‌ی نیروها و مقدار کاری که باید انجام داد بپردازیم و همچنین قانون مناسب را برای مقاومت تابشی بیابیم. زمانی که ما از واژه‌ی محاسبه استفاده می‌کنیم، کاملاً به معنی محاسبه نیست؛ زیرا تاکنون قوانین الکتریسته در مقیاس‌های کوچک مطالعه نشده و تنها در فواصل بزرگ به شناخت میدان الکتریکی پرداخته‌ایم. استفاده از فرمولی که در بخش (۳.۲۸) دیدیم، برای منطقه‌ی موجی کار ساده‌ای نیست! البته چون قانون بقای انرژی معتبر است، می‌توان به محاسبه‌ی نتایج درست بدون اطلاع از رفتار میدان‌ها در فواصل کوتاه نشست (می‌توان مطرح کرد که با استفاده از استدلال‌های قبلی، می‌توانیم یک فرمول برای نیروها در فواصل کوتاه مطرح کنیم؛ درحالی که تنها از رفتار میدان‌ها در فواصل بلند با استفاده از قوانین بقای انرژی اطلاع داریم). مشکل اساسی در مورد الکترون این است که: اگر تنها یک تک بار وجود داشته باشد، چگونه نیرو می‌تواند بر آن اثر کند؟ البته پیشنهادی برپایه‌ی تئوری کلاسیک قدیم وجود دارد که بار را می‌توان به صورت یک توپ کوچک که یک بخش بار بر بخش دیگر آن اثر می‌گذارد در نظر گرفت. به علت تاخیری که در عمل نیرو از یک سمت الکترون کوچک به سمت دیگر آن وجود دارد؛ نیرو کاملاً با حرکت هم‌فاز نمی‌باشد. از آنجا که هر عملی را عکس‌العملی است، پس نیروهای داخلی مختلف با هم برابرند و هیچ نیروی خالصی

<sup>5</sup>radiation resistance

وجود ندارد. اما زمانی که الکترون شتاب بگیرد، به علت تاخیر زمانی که از یک سمت به سمت دیگر وجود دارد، نیرویی هم که در یک بخش اثر می‌کند دقیقاً برابر با نیروی بخش دیگر نیست و علت آن را می‌توان به تاثیر تاخیر زمانی نسبت داد. این تاخیر در زمان بندی را می‌توان به عنوان یک عدم تعادل تلقی کرد. اگر به این مدل به صورت واقع بینانه‌تری نگاه کنیم مقاومت تابشی بار متحرک به مشکلات زیادی بر می‌خورد؛ چون در این حالت با الکترون به صورت یک توپ کوچک برخورد نمی‌شود و این مسئله همچنان بدون پاسخ باقی مانده است. با این وجود می‌توان محاسبات دقیقی از نیروی مقاومت تابشی خالص داشت. به عنوان مثال علی‌رغم این که آگاهی مستقیمی از مکانیسم این نیروی وارد بر الکترون نداریم، می‌توان در مورد مقدار هدر رفت انرژی بحث داشت.

## ۲.۳۲ نرخ تابش انرژی

حال باید به محاسبه‌ی کل انرژی تابشی به وسیله‌ی یک بار شتابدار بپردازیم. برای پیش برد بحث می‌توان یک سری از بارها را شتاب داد اما نه به صورت نسبیته. در یک لحظه، زمانی که شتاب عمودی حاضر باشد؛ می‌دانیم که میدان الکتریکی تولیدی، از ضرب بار در تصویر شتاب کند شده تقسیم بر فاصله به دست می‌آید. پس می‌توان گفت میدان الکتریکی را در هر نقطه‌ای داریم و هم چنین از مربع میدان الکتریکی نیز آگاه هستیم؛ در نتیجه می‌توان به انرژی که از واحد سطح در هر ثانیه خارج می‌گردد دست یافت.



شکل ۱.۳۲: مساحت این بخش کروی برابر است با  $2\pi r \sin \theta \cdot r d\theta$ .

کمیت  $\epsilon_0 c$  معمولاً در عباراتی که شامل انتشار امواج رادیویی است ظاهر می‌شود. متقابلاً به این کمیت امپدانس خلأ<sup>۶</sup> می‌گویند. که مقدار عددی کمیت  $1/\epsilon_0 c$  برابر با ۳۷۷ اهم است. پس توان (وات) در متر مربع، معادل با متوسط مربع میدان تقسیم بر ۳۷۷ است. با استفاده از عبارت (۱.۲۹) برای میدان الکتریکی درک می‌کنیم که

$$S = \frac{q^2 a'^2 \sin^2 \theta}{16\pi^2 \epsilon_0 r^2 c^3} \quad (2.32)$$

<sup>6</sup>impedance of a vacuum

توان تابش شده از هر متر مربع در زاویه  $\theta$  را نشان می‌دهد. توجه داشته باشید که توان تابشی با مربع فاصله رابطه‌ی معکوس دارد (همان طور که قبلاً ذکر شد). حال فرض کنیم که می‌خواهیم کل انرژی تابشی را در تمام جهات در نظر بگیریم و سپس روی رابطه (۲.۳۲) در تمام جهات انتگرال می‌گیریم. در اولین گام، ما با در نظر گرفتن عمل ضرب برای سطحی که سعی در پیدا کردن مقدار جریان در یک زاویه کوچک  $d\theta$  داریم، شروع می‌کنیم. (شکل ۱.۳۲) ما نیاز به یک سطح از یک مقطع کروی داریم. راهی که بتوانید به این موضوع فکر کنید این است که: اگر شعاع  $r$  باشد، پس پهنای عنصر حلقوی،  $r d\theta$  است و محیط دایره  $2\pi r \sin \theta$  به دست می‌آید، چون  $r \sin \theta$  شعاع یک حلقه است، پس می‌توان برای یک سطح کوچک از کره نوشت:

$$dA = 2\pi r^2 \sin \theta d\theta \quad (۳.۳۲)$$

با ضرب شار (توان در متر مربع) در سطحی در واحد متر مربع که شامل زاویه‌ی کوچک  $d\theta$  است، می‌توان انرژی آزاد شده در زاویه بین  $\theta$  و  $\theta + d\theta$  را حساب کنیم و سپس انتگرال گیری را روی کل زوایا، از صفر تا  $180^\circ$  انجام بدهیم.

$$P = \int S dA = \frac{q^2 a'^2}{4\pi\epsilon_0 c^3} \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta \quad (۴.۳۲)$$

اگر  $\sin^3 \theta$  را به صورت  $\sin \theta (1 - \cos^2 \theta)$  بنویسیم، چندان سخت نخواهد بود که نشان دهیم:  $\int_0^\pi \sin^3 \theta = 4/3$ . با استفاده از این مطلب در پایان می‌توان نوشت:

$$P = \frac{q^2 a'^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \quad (۵.۳۲)$$

این عبارت مشمول چند نکته است؛ اول از همه اینکه چون بردار  $a'$  یک جهت مشخص دارد،  $a'^2$  در (۵.۳۲) می‌تواند مربع بردار  $a'$  باشد که  $a' \cdot a'$  طول بردار است و به صورت مربع در نظر گرفته خواهد شد. دوماً باید در نظر داشت که شار (۲.۳۲) با استفاده از شتاب کند شده محاسبه شده است و این شتاب، نتیجه‌ی حاصل از انرژی آنی در حال عبور از کره‌ی در حال تابیدن است. شاید تمایل داشته باشیم در مورد این که در حقیقت انرژی در کسری از ثانیه آزاد می‌گردد، صحبت کنیم، اما این کاملاً درست نیست؛ در واقع این بحث با استفاده از یک تقریب ایده‌آل قابل توجه خواهد بود. عملاً زمان دقیقی که انرژی آزاد می‌گردد، به طور دقیق تعریف نمی‌شود و همه‌ی آنچه که می‌توان با دقت اندازه‌گرفت، در یک حرکت کامل اتفاق می‌افتد (در حقیقت منظور از حرکت کامل، یک نوسان یا هر چیزی است که شتاب آن در بینهایت متوقف شود). پس آنچه درک می‌کنیم، در واقع کل انرژی شار در هر چرخه است که معادل با متوسط مربع شتاب برای یک چرخه‌ی کامل می‌باشد. این مطلب همان چیزی است که در رابطه‌ی (۵.۳۲) ظاهر می‌گردد و یا اگر این حرکت با شتابی که در ابتدا و در نهایت صفرگردد همراه باشد، در این صورت کل انرژی خارج شده، انتگرالی برحسب زمان است (۵.۳۲).

حال برای نشان دادن نتایج فرمول (۵.۳۲)، اگر یک سیستم نوسانی را در نظر بگیریم و به تماشای جابه‌جایی  $x$  بار نوسان‌کننده بنشینیم، در این صورت شتاب  $a$  به صورت  $\omega^2 x_0 e^{i\omega t}$  خواهد بود. متوسط مربع شتاب روی یک چرخه را (زمانی که ما مربع کمیتی را به صورت یک نمادگذاری پیچیده می‌نویسیم، این نماد در واقع به  $\cos$  برمی‌گردد و میانگین  $\langle \cos^2(\omega t) \rangle$ ، نیم می‌باشد.) می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\langle a'^2 \rangle = \frac{1}{2} \omega^4 x_0^2$$

پس داریم:

$$P = \frac{q^2 \omega^4 x_0^2}{12\pi\epsilon_0 c^3} \quad (۶.۳۲)$$

فرمول مورد بحث ما نسبتاً پیشرفته و کم و بیش مدرن است، اطلاعات مربوط به آن از اوایل قرن بیستم شروع شده و جزو معروف‌ترین فرمول‌هاست. به همین علت ارزش مطالعه در کتب قدیمی‌تر را دارد. در کتب قدیمی شاهد سیستم واحدی متفاوت از سیستم mks که ما در حال حاضر از آن استفاده می‌کنیم هستیم. با این حال تمام این پیچیدگی‌ها در مورد الکترون می‌تواند با قانون زیر محوگردند، کمیت  $q_e^2/4\pi\epsilon_0$  که  $q_e$  بار الکترون می‌باشد (در واحد کولن<sup>۷</sup>)؛ به طور تاریخی به صورت  $e^2$  نوشته می‌شوند و به آسانی می‌توان در سیستم mks مقدار عددی آن را  $1.5188 \times 10^{-14}$  در نظر گرفت. با آگاهی از این که  $q_e = 1.60206 \times 10^{-19}$  و  $1/4\pi\epsilon_0 = 8.9875498 \times 10^9$  است. بنابراین، اغلب برای راحتی نظر می‌گیریم:

$$e^2 = \frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0} \quad (۷.۳۲)$$

پس اگر از مقادیر عددی بالا برای  $e$  با استفاده از فرمول قدیم و در واحد mks استفاده کنیم، به نتایج درستی خواهیم رسید. به عنوان مثال شکل قدیمی فرمول (۵.۳۲) به این صورت است:  $P = \frac{2}{3} e^2 a'^2 / c^3$  با این حال دوباره می‌توان مطرح کرد که انرژی پتانسیل یک الکترون و یک پروتون در فاصله  $r$  از یکدیگر به صورت  $e^2/4\pi\epsilon_0 r$  یا  $e^2/r$  است، در حالی که  $e = 1.5188 \times 10^{-14}$  می‌باشد.

### ۳.۳۲ میرایی تابش

این حقیقت که نوسانگر مقداری انرژی در حین نوسان از دست می‌دهد، بدین معناست که اگر یک بار در انتهای یک فنر (یا یک الکترون در یک اتم) با فرکانس طبیعی  $\omega$  وجود داشته باشد، زمانی که بار شروع به نوسان کند و سپس به حال خود واگذاشته شود، نوسان تا ابد ادامه نخواهد داشت. حتی اگر در یک فضای خالی و میلیون‌ها مایل دورتر از هر چیزی بدون هیچ گونه مقاومت یا گرانروی<sup>۸</sup> باشد؛ با این حال تا ابد به نوسان ادامه نخواهد داد. هیچ برای همیشه‌ای وجود ندارد! زیرا باری که در حال تابش انرژی است،

<sup>۷</sup>coulombs

<sup>۸</sup>viscosity

کم کم از نوسان می‌افتد. در واقع نوسانگر به آرامی رو به زوال خواهد رفت. چه قدر آرام؟  $Q$  مربوط به چنین نوسانگری است که باعث اثرات الکترومغناطیسی می‌شود. کمیتی که آن را مقاومت تابشی یا میرایی تابش نوسانگر می‌نامیم. راز این میرایی تابشی در چیست؟  $Q$  ناشی از سیستم نوسانی به صورت کل انرژی نوسانگر در هر زمانی تقسیم بر هدر رفت انرژی در واحد رادیان است که به صورت:

$$Q = \frac{W}{dW/d\phi}.$$

از آنجا که  $\frac{dW}{dt} = (dW/d\phi) / (d\phi/dt) = \frac{dW}{dt} / \omega$  به روش دیگری می‌توان نوشت:

$$Q = \frac{\omega W}{dW/dt} \quad (۸.۳۲)$$

به ازای یک مقدار  $Q$  مشخص می‌توان گفت چه زمانی انرژی نوسانگر رو به زوال می‌رود. از آنجا که  $\frac{dW}{dt} = -(\omega/Q)W$  با حل این معادله  $W = W_0 e^{-\omega t/Q}$  می‌باشد که  $W_0$  مقدار انرژی اولیه در لحظه  $t = 0$  است.

برای پیدا کردن  $Q$  مناسب برای رادیاتور به رابطه‌ی (۸.۳۲) برمی‌گردیم و همچنین از رابطه‌ی (۶.۳۲) برای  $\frac{dW}{dt}$  استفاده می‌کنیم. در حال حاضر از چه چیزی می‌توان برای انرژی  $W$  نوسانگر استفاده کرد؟ انرژی جنبشی نوسانگر به صورت  $\frac{1}{2}mv^2$  می‌باشد و متوسط انرژی جنبشی  $\frac{1}{4}m\omega^2 x_0^2$  است؛ اما مطمئناً به یاد دارید که انرژی کل نوسانگر به طور متوسط شامل نیمی از انرژی جنبشی و نیمی انرژی پتانسیل است. پس از در نظر گرفتن هردو انرژی، انرژی کل نوسانگر به صورت:

$$W = \frac{1}{2}m\omega^2 x_0^2 \quad (۹.۳۲)$$

خواهد بود. همچنین سوال دیگری که مطرح می‌گردد این است که، از چه چیزی می‌توان به عنوان فرکانس در فرمول‌ها بهره برد؟ پاسخ این است که می‌توان از فرکانس طبیعی  $\omega$  بهره برد، زیرا این فرکانس است که برای همه‌ی اهداف عملی در اتم‌های تابش کننده وجود دارد. همچنین برای  $m$  می‌توان از جرم الکترون یعنی  $m_e$  استفاده کرد و پس از بازی با فرمول و تقسیم و حذف کردن جملات، به فرمول زیر رسید:

$$\frac{1}{Q} = \frac{4\pi e^2}{3\lambda m_e c^3} \quad (۱۰.۳۲)$$

(به منظور درک بهتر و حفظ فرم فرمول قدیمی، فرمول مخفف را به صورت  $e^2 = q_e^2 / 4\pi\epsilon_0$  و فاکتور  $c/\omega_0$  را به صورت  $2\pi/\lambda$  در نظر می‌گیریم.) از آنجایی که پارامتر  $Q$  بدون بعد است، ترکیب  $e^2/m_e c^3$  باید تنها به ویژگی‌های جرم و بار الکترون مرتبط باشد. در واقع در کنار خواص ذاتی الکترون، باید یک کمیتی از بعد طول وجود داشته باشد تا با  $Q$  (بدون بعد) متناسب گردد. به این کمیت نام شعاع کلاسیکی



الکترون<sup>۹</sup> را الساق می‌کنیم زیرا در مدل‌های اولیه‌ی اتم، که برای توضیح مقاومت تابشی الکترون که براساس نیروی واحد بریک بخش الکترون و انتقال به قسمت دیگر الکترون بنا شده بود، نیاز بود تا فرمول الکترونی که با ابعادی که به طور کلی از مرتبه‌ی اندازه باشد، داشته باشیم. با این حال معتقدیم الکترون در حقیقت چنین شعاعی را شامل می‌شود و شعاع اندازه‌گیری شده به صورت عددی به شکل زیر است:

$$r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.82 \times 10^{-15} \text{m} \quad (11.32)$$

حال اجازه دهید مقدار  $Q$  یک اتم سدیم در حال تابش را در نظر بگیریم. برای سدیم، طول موج تابش ۶۰۰۰ آنگستروم است، که در قسمت زرد رنگ طیف مرئی واقع است و

$$Q = \frac{3\lambda}{4\pi r_0} \approx 5 \times 10^7 \quad (12.32)$$

در این صورت  $Q$  اتم از مرتبه‌ی  $10^8$  می‌باشد. این بدان معناست که نوسانگر اتمی در حدود  $10^8$  رادیان نوسان می‌کند و یا اینکه  $10^7$  نوسان، قبل از این که انرژی آن با فاکتور  $1/e$  به زوال برود انجام می‌دهد. فرکانس نوسان نور متناسب با ۶۰۰۰ آنگستروم است، که با توجه به  $f = c/\lambda$  از مرتبه‌ی  $10^{15}$  بار در ثانیه است و همچنین طول عمر تابش، یعنی از زمانی که انرژی اتم تابش می‌کند تا زمانی که با فاکتور  $1/e$  رو به زوال می‌رود از مرتبه‌ی  $10^{-8}$  ثانیه است. در شرایط عادی اتم آزادانه تابش می‌کند و معمولاً این تابش زمان‌بر است. این مسئله تنها برای اتم‌هایی که فضای خالی دارند و به هیچ روشی مختل نمی‌گردند صادق است. اگر الکترون مربوط به یک ماده‌ی جامد باشد و به دیگر اتم‌ها یا الکترون‌ها ضربه بزند (تکانه وارد کند)، در این صورت می‌توان از وجود یک مقاومت اضافی و میرایی متفاوت صحبت کرد. بخشی که شامل مقاومت موثر است ( $\gamma$ ) در قانون مقاومت برای نوسانگر، به فرم رابطه‌ی  $1/Q = \gamma/\omega$  است. به یاد داشته باشید که اندازه‌ی  $\gamma$  با این که منحنی رزونانس چه مقدار پهن شدگی دارد (شکل ۲.۳۲) مشخص می‌گردد. بنابراین ما تنها به محاسبه‌ی پهنای خطوط طیفی برای تابش آزاد اتم‌ها می‌پردازیم. از آن جایی که  $\lambda = 2\pi c/\omega$  است، می‌توانیم درک کنیم که:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= 2\pi c \Delta\omega/\omega^2 = 2\pi c \gamma/\omega_0^2 = 2\pi c/Q\omega_0 \\ &= \lambda/Q = 4\pi r_0/3 = 1.18 \times 10^{-14} \text{m} \end{aligned} \quad (13.32)$$

## ۴.۳۲ منابع مستقل<sup>۱۰</sup>

در راه آماده سازی برای موضوع دوم خود، یعنی پراکندگی نور، باید درباره‌ی ویژگی‌های خاص پدیده‌ی تداخل که ما در بحث قبل از آن غفلت کردیم صحبت کنیم. سوالی که در این جا می‌توان مطرح کرد این

<sup>9</sup>classical electron radius

<sup>10</sup>Independent sources

است که، چه زمانی تداخل اتفاق نمی‌افتد؟ اگر دو منبع  $S_1$  و  $S_2$  با دامنه‌های  $A_1$  و  $A_2$  وجود داشته باشند، ما مشاهدات خود را در یک جهت خاص درحالی که فازهای رسیده از سیگنال‌ها  $\phi_1$  و  $\phi_2$  باشند (ترکیبی از زمان واقعی نوسان‌ها و تاخیرات زمانی وابسته به موقعیتی که مشاهده انجام می‌شود) انجام دهیم. در این صورت برای انرژی می‌توانیم بدین گونه عمل کنیم که ترکیبی از دو عدد مختلط  $A_1$  و  $A_2$  در زاویه های  $\phi_1$  و  $\phi_2$  را در نظر بگیریم (همانطور که در فصل ۲۹ دیدیم). در این صورت می‌توان نوشت که انرژی حاصل متناسب است با

$$A_R^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (14.32)$$

حال اگر جمله‌ی  $2A_1A_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)$  وجود نداشته باشد، در این صورت مطابق با آنچه ما انتظار داریم انرژی کلی که در یک جهت مشخص دریافت می‌شود، متناسب با جمع انرژی‌های  $A_1^2 + A_2^2$  است که توسط هر منبعی و به طور جداگانه‌ای آزاد می‌گردد. بدین گونه است که ترکیب شدت نورهایی که از دو منبع می‌رسد، متناسب با جمع شدت‌های دو نور است. به عبارت دیگر اگر ما همه چیز را به درستی تنظیم کنیم و جمله تداخلی را نیز داشته باشیم، در این صورت تنها شاهد جمع شدت‌ها نخواهیم بود. اگر شرایطی وجود داشته باشد که این جمله چندان اهمیت پیدا نکند، در این صورت می‌توان گفت تداخل ناپدید می‌گردد. البته طبیعت در اکثر موارد این گونه عمل می‌کند و این درحالی است که ممکن است ما قادر به آشکارسازی آن نباشیم!

حال پای چند مثال را وسط می‌کشیم؛ فرض کنید، دو منبع داریم که هرکدام  $7000000000$  طول موج جدا از یکدیگر دارند؛ پس می‌توان گفت در یک جهت مشخص مقدار معینی از فازهای مختلف وجود دارد، اما از طرف دیگر اگر یک جابه‌جایی بسیار کوچک در یک جهت انجام دهیم، در صورتی که فازهای نسبی را تغییر دهیم  $\cos$  تعداد کمی از طول موج‌ها که هیچ فاصله‌ای از یکدیگر ندارند به سرعت تغییر می‌کند. (درون چشمان ما حفره‌ای به اندازه‌ی کافی بزرگ وجود دارد که متوسط تاثیرات بازه‌ی وسیعی از طول موج‌ها را در مقایسه با یک طول موج تشخیص می‌دهد.) اگر متوسط شدت‌ها را روی ناحیه‌ای کوچک اندازه بگیریم، در این صورت  $\cos$  به طور مداوم منفی و مثبت می‌گردد؛ چنان که به طور میانگین صفر خواهد شد. بنابراین اگر عمل متوسط‌گیری روی ناحیه‌ای که مقادیر فازها خیلی سریع تغییر می‌کند، انجام گیرد، عملاً شاهد تداخل نخواهیم بود.

مثال دیگری که می‌توان مطرح کرد این است که فرض کنید دو منبع داریم که در واقع دو منبع رادیویی مستقل هستند. (منظور یک تک نوسانگر که با دو سیم تغذیه می‌شود نیست) درحالی که تضمین می‌کنیم، فازها به طور یکسان نگه داشته شده باشد (تغییری نکند). اما در مورد دو منبع مستقل، باید گفت که فرکانس‌ها به طور نچندان دقیق ولی مشابه یکدیگر تنظیم شده‌اند. (کار بس مشکلی است که دو منبع را در فرکانس‌های کاملاً یکسان، بدون این که به هم سیم شده باشند نگهداشت) اینجا نقطه‌ای است که متوجه می‌شویم چرا به آن‌ها منابع مستقل می‌گویند. البته از آن جا که فرکانس‌ها کاملاً یکسان نیست و نوسانگرها در یک فاز شروع به نوسان کردند؛ به مرور زمان یکی از نوسانگرهای رادیویی کمی جلوتر از دیگری قرار

خواهد گرفت و خیلی زود شاهد فازهای متفاوتی از نوسانگرها خواهیم بود. این روند آنقدر ادامه پیدا می‌کند تا دو منبع، دوباره هم فاز شوند. اختلاف فاز بین دو منبع کم کم با زمان دستخوش تغییر می‌شود اما اگر مشاهدات ما خام باشد بازه‌های زمانی کوچک برای ما قابل ملاحظه نخواهند بود. اگر یک متوسط‌گیری روی یک زمان نسبتاً طولانی، با وجود شدت تعریف شده در این بازه و با وجود افت و خیزهای این شدت انجام دهیم، با این وجود افت و خیزهای مربوط به شدت تابش، بسیار سریع‌تر از آن است که دستگاه‌های ما قادر به اندازه‌گیری آن باشد؛ در این صورت روی هم رفته این جمله حذف می‌گردد.

به عبارت دیگر در شرایطی که جمله‌ی مربوط به میانگین فاز حذف گردد، شاهد تداخل نخواهیم بود! در کتاب‌های زیادی می‌توان جمله‌ی «دو منبع نور مجزا از یکدیگر، هیچ‌گاه تداخلی نخواهند داشت» را یافت. اما در نظر داشته باشید که این بیانی فیزیکی نیست و اعتبار آن صرفاً بر اساس حساسیت و تکنیک‌های آزمایشگاهی مورد بررسی خواهد بود. سوالی که می‌توان مطرح کرد، این است که دقیقاً چه اتفاقی حین تابش اولین اتم و سپس اتم دیگر و الی آخر می‌افتد؟ ما تنها شاهد تابش اتم‌ها و قطاری از امواج در هر  $10^{-8}$  ثانیه هستیم (زمان انتظار هر کدام از اتم‌ها برای تابش). در واقع فازها تنها می‌توانند در هر  $10^{-8}$  ثانیه یکسان باقی بمانند. بنابراین اگر ما متوسط‌گیری خود را در زمانی بیش از  $10^{-8}$  ثانیه انجام دهیم، به علت اینکه فازهای دو منبع در بیش از  $10^{-8}$  پایدار و یکسان نخواهند ماند و ما شاهد هیچ تداخلی ناشی از دو منبع نخواهیم بود؛ با استفاده از ابزاری به نام فتوسل<sup>۱۱</sup>، که آشکارسازی با سرعت بالا می‌باشد، می‌توان یک تداخل که با گذشت زمان (بالا و پایین می‌رود) و در حدود  $10^{-8}$  ثانیه تغییر می‌کند را رصد کرد. اما اکثر دستگاه‌های آشکارساز قادر به مشاهده چنین بازه‌های زمانی کوچکی نیستند؛ در این صورت هیچ تداخلی ثبت نمی‌گردد و مسلماً با چشم غیر مسلح که توانایی آشکارسازی بازه‌های زمانی با متوسط یک دهم ثانیه را دارد، هیچ شانس برای مشاهده‌ی تداخل بین دو منبع عادی نور موجود نیست.

اخیراً آزمایشی در این جهت انجام شده که منابع نوری را وادار به انتشار تابش اتم‌های آن در یک زمان و به صورت همگام می‌کنند. ابزارهای مورد استفاده در این کار ابزارهای پیچیده‌ای هستند و تنها روش درک عملکرد آن در مکانیک کوانتوم است. چنین دستگاه‌هایی لیزر<sup>۱۲</sup> خوانده می‌شود و تنها با این ابزار می‌توان نوری تولید کرد که اتم‌های آن در طول زمان، در یک فاز ثابت قرار می‌گیرد. در واقع این اتم‌ها قادرند در بازه‌های زمانی بیش از  $10^{-8}$  ثانیه در فازهای ثابت باقی بمانند و این بازه‌های زمانی می‌تواند از مرتبه‌ی یک صدم، یک دهم و یا حتی یک ثانیه باشد. بنابراین با فتوسل‌های معمولی می‌توان فرکانسی بین دو لیزر مختلف را در نظر گرفت و به راحتی می‌توان پالس‌های ناشی از ضربان‌های بین دو منبع لیزر را آشکارسازی کرد. بدون شک در آینده می‌توان دو منبع درخشان از نور را نشان داد که ضربان‌های آن به قدری کند خواهد بود که بتوان شاهد نوارهای تاریک و روشن روی دیوار باشیم.

مورد دیگری که می‌توان پیرامون ناپدید شدن تداخل در مورد آن بحث کرد، مدلی است که به جای دو منبع نور، تعداد زیادی منبع نور موجود باشد. در این مورد باید عبارت  $A_R^2$  را بصورت جمع همه‌ی دامنه‌ها،

<sup>11</sup>photocell<sup>12</sup>laser

اعداد مختلط و مربع آن‌ها نوشت (در واقع باید مربع آن‌ها را در نظر بگیریم). همچنین جملات تقابلی بین هر جفت منبع را نیز در نظر می‌گیریم و اگر شرایط به گونه‌ای رقم بخورد که متوسط جمله‌ی تداخلی حذف گردد، در این صورت شاهد هیچ تداخلی نخواهیم بود. منابع مختلف که در موقعیت‌های تصادفی ساکن شده‌اند، به طور قطع دارای فازهای مختلفی هستند. به عنوان مثال، فازهای  $A_1$  و  $A_2$  کاملاً از فازهای بین  $A_1$  و  $A_2$  متفاوتند و به همین ترتیب... بنابراین ما با تعداد زیادی از  $\cos$ ها و جمع و منهایا رو به رو هستیم. درحالی که متوسط جمله‌ی تداخلی طی این روند حذف می‌گردد.

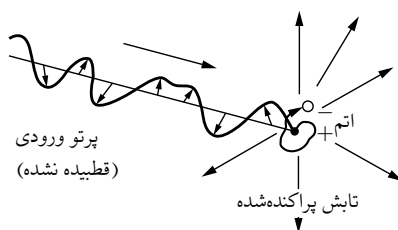
پس وجود این تعداد شرایط باعث عدم مشاهده‌ی هرگونه تداخل می‌شود؛ اما با دیدن یک سیستم جمعی می‌توان بیان کرد که کل شدت تابشی معادل با جمع تک تک شدت‌هاست.

## ۵.۳۲ پراکندگی نور

بحث پراکندگی مربوط به اثری در جو است که نتیجه‌ی بی‌نظمی در موقعیت اتم‌هاست. زمانی که در مورد انکسار بحث می‌کنیم، مشاهده می‌کنیم که پرتوی فرودی، اتم‌ها را وادار به تابش می‌کند. میدان الکتریکی ناشی از پرتوهای فرودی، الکترون‌ها را بین ترازهای الکترونی بالا و پایین می‌کند و الکترون‌ها شروع به تابش می‌کنند. (این تابش در واقع ناشی از شتاب الکترون‌هاست) این تابش پراکنده شده، به صورت ترکیبی خواهد بود که یک پرتودقیقا در همان جهتی که پرتوی فرودی وارد شده‌است شکل بگیرد؛ اما در عین حال شاهد اختلاف فازی نیز خواهیم بود که می‌تواند منشا شاخص انکسار باشد.

در مورد مقدار بازتابش نور در یک جهت دیگر چه می‌توان گفت؟ به طور معمول اگر اتم‌ها در یک الگوی منظم و زیبا در شبکه قرار گرفته باشند، کاملاً بدیهی است که هیچ پرتویی در جهت دیگر دریافت نخواهیم کرد چراکه ما درحال اضافه کردن تعداد زیادی بردار که فازهای آن مرتباً تغییر می‌کند هستیم و نتیجه چیزی جز صفر نخواهد بود. اما اگر اتم‌ها به‌طور تصادفی مستقر شده باشند، پس از آن شدت کل در هر جهتی، همان جمع شدت‌های پراکنده شده از هر اتم که قبلاً بحث کردیم است. در مورد اتم‌های گازی نیز می‌توان گفت، اگرچه فازهای نسبی دو اتم در یک مقدار مشخص تعریف شده‌اند اما ممکن است پس از چند لحظه، فاز درحالی کاملاً متفاوت قرار بگیرد و به همین دلیل ترم  $\cos$  روی هم رفته حذف می‌گردد. بنابراین برای داشتن برآوردی از نور پراکنده شده در یک جهت مشخص توسط یک گاز، ما صرفاً به مطالعه‌ی اثرات یک اتم و ضرب شدت آن تابش در تعداد اتم‌ها می‌پردازیم.

پیش از این تاکید کرده بودم که پدیده‌ی پراکندگی نور در طبیعت باعث آبی به نظر آمدن آسمان می‌شود. پرتوهایی از خورشید وارد جو می‌شوند و هنگامی که به یک سمت خورشید نگاه می‌کنیم یعنی زمانی که پراکندگی پرتوها در زاویه  $90^\circ$  درجه باشد، ما شاهد آسمانی آبی رنگ خواهیم بود. آنچه ما درحال حاضر به محاسبه آن می‌پردازیم، مربوط به این است که چه قدر نور مشاهده می‌کنیم و چرا آبی رنگ است؟



شکل ۲.۳۲: یک پرتو که به اتم می‌تابد، باعث حرکت الکترون (بار) در اتم می‌شود و الکترون مرتعش شده، شروع به تابش در همه‌ی جهات می‌کند.

میدان الکتریکی پرتوی فرودی به صورت  $E = E_0 e^{i\omega t}$  در نقطه‌ای که اتم ساکن است، می‌باشد و همانطور که می‌دانید یک الکترون در اتم در پاسخ به میدان الکتریکی  $E$  (شکل ۲.۳۲) با افت وخیز خود دائماً ارتعاش می‌کند. با استفاده از معادله (۸.۲۳) نتیجه به صورت زیر است:

$$\hat{x} = \frac{q_e \hat{E}_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)} \quad (۱۵.۳۲)$$

ما می‌توانیم میرایی و احتمال این که اتم مشابه یک نوسانگر با فرکانس مختلف باشد را در نظر بگیریم و عمل جمع را روی همه‌ی فرکانس‌های مختلف انجام دهیم اما برای ساده سازی اجازه دهید تنها یک نوسانگر با چشم‌پوشی از میرایی را در نظر بگیریم؛ سپس پاسخ میدان الکتریکی خارجی را بررسی می‌کنیم و محاسبات مربوط به شاخص انکسار<sup>۱۴</sup> به صورت زیر ساده می‌گردد:

$$\hat{x} = \frac{q_e \hat{E}_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (۱۶.۳۲)$$

حال می‌توانیم به راحتی شدت نوری که در جهات مختلف انتشار می‌یابد را با استفاده از فرمول (۲.۳۲) و شتاب متناظر که با  $x$  بیان شده محاسبه کنیم.

همچنین به منظور صرفه جویی در زمان، می‌توانیم کل مقدار نور پراکنده شده در همه‌ی جهات را در نظر بگیریم. البته کل مقدار انرژی نور که در هر ثانیه در همه‌ی جهات به وسیله‌ی یک اتم پراکنده می‌گردد را با استفاده از فرمول (۶.۳۲) می‌توان یافت.

$$\begin{aligned} P &= [(q_e^2 \omega^4 / 12\pi \epsilon_0 c^3) q_e^2 E_0^2 / m_e^2 (\omega^2 - \omega_0^2)^2] \\ &= (\frac{1}{4} \epsilon_0 c E_0^2) (\frac{8\pi}{3}) (q_e^4 / 16\pi^2 \epsilon_0^2 m_e^2 c^4) [\omega^4 / (\omega^2 - \omega_0^2)^2] \\ &= (\frac{1}{4} \epsilon_0 c E_0^2) (\frac{8\pi r_e^2}{3}) [\omega^4 / (\omega^2 - \omega_0^2)^2] \end{aligned} \quad (۱۷.۳۲)$$

<sup>۱۳</sup> هنگامی که از علامت  $\hat{E}$  برای یک بردار بهره می‌گیریم، نشان از این است که مولفه‌های میدان، مختلط است.  $(\hat{E} = \hat{E}_x + \hat{E}_y + \hat{E}_z)$

<sup>۱۴</sup>refraction

که این فرمولی برای کل توان پراکنده شده، در همه‌ی جهات است.

نتایج به دست آمده شامل این است که :

کل انرژی پراکنده شده متناسب با مربع میدان فرودی است. خب این به چه معناست؟ کاملاً بدیهی است که مربع میدان فرودی متناسب با انرژی حاصله در هر ثانیه می‌باشد. در واقع انرژی فرودی در هر متر مربع در ثانیه، معادل با  $\epsilon_0 c$  در متوسط مربع میدان الکتریکی  $\langle E^2 \rangle$  است و همین طور  $E$  نماینده بیشترین مقدار  $E$ ، پس خواهیم داشت:  $\langle E^2 \rangle = \frac{1}{2} E_0^2$  به عبارت دیگر کل انرژی پراکنده شده متناسب با انرژی که در هر متر مربع ساطع می‌شود است و پرتوهای نوری درخشان‌تر از آسمانی که به آن نگاه میکنیم جلوه می‌کند.

خب! چه کسری از نور فرودی پراکنده می‌شود؟ یک هدف با مرزی مشخص را در نظر بگیرید و آن را  $\sigma$  بنامید (به علت اینکه خواستار انکسار نور هستیم، منظور از هدف مورد تصور شما نباید هدفی مادی باشد؛ در واقع منظور من بیشتر این است که یک منطقه خیالی در فضا را در نظر بگیرید). مقدار کل انرژی که در یک سری شرایط مشخص از میان سطح  $\sigma$  می‌گذرد؛ متناسب با هر دو پارامتر  $\sigma$  و شدت تابش فرودی است و توان کل به صورت :

$$P = (\frac{1}{2} \epsilon_0 c E_0^2) \sigma \quad (18.32)$$

ما یک ایده طراحی کردیم: کل مقدار شدت پراکنده شده توسط یک اتم، با ناحیه‌ی هندسی در نظر گرفته شده در فضا معلوم می‌گردد و بدین گونه (ترفند در نظر گرفتن یک ناحیه در فضا) به سوال قبلی پاسخ دادیم. این پاسخ مستقل از شدت پرتوی فرودی است. در واقع این پاسخ، نرخ انرژی پراکنده شده نسبت به انرژی فرودی در هر متر مربع را نشان می‌دهد. به عبارت دیگر این نرخ به صورت:

$$\frac{\text{کل انرژی پراکنده شده در هر ثانیه}}{\text{انرژی فرودی در هر متر مربع در هر ثانیه}} \text{ در هر ناحیه مشخص}$$

اهمیت در نظر گرفتن این ناحیه در این است که اگر تمام انرژی به این ناحیه فوران کند و این انرژی در این ناحیه به همه‌ی جهات تجاوز کند، در واقع مقدار انرژی که به وسیله‌ی هر اتم پراکنده می‌شود به دست می‌آید. این ناحیه به سطح مقطع پراکندگی<sup>۱۵</sup> معروف است. (هر زمان که یک سری پدیده‌هایی اتفاق بیفتد که متناسب با شدت پرتو باشد، ایده‌ی سطح مقطع مرتباً مورد استفاده قرار می‌گیرد). در چنین مواردی معمولاً به توصیف مقدار پدیده می‌پردازند و آن ناحیه‌ای که بیشترین پرتو را دربربگیرد از آن به عنوان ناحیه‌ی موثر یاد می‌کنند. البته این بیان به معنی این که نوسانگر می‌تواند به هر روشی این ناحیه را دربربگیرد نیست. اگر تنها الکترونی آزاد که به بالا و پایین نوسان می‌کند وجود داشته باشد، از نظر فیزیکی هیچ ناحیه‌ای را نمی‌توان به طور مستقیم با آن همبسته کرد. این صرفاً یک روش برای پاسخ به یک سری از مسائل است. در واقع

<sup>15</sup>cross section for scattering

می‌توان گفت پرتوی فرودی درچه ناحیه‌ای قابلیت فرود (ضربه زدن/ وارد کردن تکانه) را دارد و ما از این قابلیت جهت محاسبه‌ی مقدار انرژی تخلیه شده بهره می‌گیریم، پس بدین منظور داریم:

$$\sigma_s = \frac{8\pi r_0^2}{3} \cdot \frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2} \quad (۱۹.۳۲)$$

(زیروند s نشانی از کلمه‌ی scattering است)

چند مثال: اگر ما به سمت فرکانس‌های طبیعی خیلی پایین برویم و  $\omega$  و یا الکترون‌های کاملاً بی‌قید را در نظر بگیریم، در این صورت  $\omega$  خواهد شد؛ در نتیجه فرکانس  $\omega$  حذف می‌گردد و سطح مقطع پراکندگی مقدار ثابتی می‌شود. این حد از فرکانس پایین یا سطح مقطع الکترون آزاد به عنوان سطح مقطع پراکندگی تامسون<sup>۱۶</sup> شناخته می‌شود. این ناحیه از نظر ابعادی تقریباً  $10^{-15}$  m است که این ناحیه، از اطراف در حدود  $10^{-30}$  متر مربع بیشتر یا کمتر خواهد بود!!

به عبارت دیگر اگر پرتو مورد مطالعه را در جو در نظر بگیریم و باتوجه به اینکه از بالاتر بودن فرکانس طبیعی نوسانگر نسبت به فرکانس نوری که از آن استفاده می‌کنیم، آگاهی داریم، بدین معناست که در تقریب مرتبه‌ی اول می‌توان از پارامتر  $\omega$  درمخرج صرف‌نظر کرد و به این نتیجه رسید که پراکندگی متناسب با توان چهارم فرکانس است و می‌توان گفت که نور در فرکانس‌های بالاتر از مرتبه‌ی دو، شش مرتبه شدیدتر پراکنده می‌شود که به طور قابل ملاحظه‌ای با فرکانس‌های پایین متفاوت است. این بحث بدین معناست که، از آنجا که نور آبی فرکانس دو برابری نسبت به طیف نور مرئی در رده‌ی قرمز دارد، قدرت پراکندگی بیشتری نیز نسبت به طیف قرمز خواهد داشت؛ بدین علت آسمان همواره آبی جلوه می‌کند.

خب! نکات جالب توجه زیادی در مورد نتیجه ذکر شده وجود دارد و همین طور جا برای سوالات زیاد، از جمله اینکه ابرها چگونه تشکیل می‌شوند؟ چرا ابرها قابل مشاهده هستند؟ همه‌ی ما اطلاع داریم که ابر در واقع بخار آب چگالیده است. البته می‌توان در مورد اینکه قبلاً این بخار چگالیده در اتمسفر وجود داشته صحبت کرد، اما سوالی که مطرح می‌شود این است که چرا ما هیچ‌گاه شاهد این بخار آب نبوده‌ایم؟ قبل از چگال شدن بخار آب همه چیز کاملاً واضح است! چیزی که وجود نداشته، هم اکنون نیز موجود نیست و ابهام منشا ابرها کجاست؛ مشابه راز کودکی در مورد منشا آب نیست! بلکه می‌توان توضیحی برای آن مطرح کرد.

تاکنون تنها در مورد قدرت پراکندگی نور توسط یک تک اتم صحبت کردیم و حرفی از توده‌ی اتم‌ها به میان نیامده. کاملاً واضح است بخار آب نیز قادر به پراکندگی نور می‌باشد. پس ابهام و راز اصلی در چرایی قضیه نهفته است. چه وقت آب چگال شده در داخل ابرها قادر به چنین مقدار چشمگیری از پراکندگی نور خواهد بود؟

در نظر بگیرید اگر به جای تک اتم، با توده‌ی از اتم‌ها روبه‌رو باشیم چه اتفاقی می‌افتد؟ مثلاً دو اتم در فاصله‌ی نزدیک به یک دیگرند، درحالی که این فاصله در مقایسه با طول موج نور بسیار کوچک است.

<sup>16</sup>Thomson scattering cross section

حتما به یاد دارید که اتم‌ها از نظر ابعادی، در حدود آنگستروم می‌باشند. در حالی که طول موج نور در حدود ۵۰۰۰ آنگستروم است. پس زمانی که اتم‌ها به صورت یک توده در کنار یکدیگر قرار بگیرند فاصله‌ی آنها در مقایسه با طول موج نور، بسیار کوچک خواهد بود. زمانی که میدان الکتریکی اعمال می‌شود دو اتم به سمت یکدیگر حرکت می‌کنند. میدان الکتریکی پراکنده شده جمع دو میدان الکتریکی هم فاز است. به عنوان مثال: در دو برابر کردن دامنه‌ی یک تک اتم، انرژی پراکنده شده‌ی ۴ برابر رقم خواهد خورد (نه دو برابر). پس توده‌ای از اتم‌های تابش کننده، پراکندگی انرژی بیشتری نسبت به یک تک اتم دارند. استدلال ما در مورد فازهای مستقل بر این فرض استوار است که یک تفاوت واقعی و بزرگ در بین فازهای هر دو اتم موجود است و این استدلال برای زمانی است که چندین طول موج جدا از هم با فاصله‌ی تصادفی و در حال حرکت را در نظر داشته باشیم. اما اگر اتم‌ها دقیقا در کنار یک دیگر واقع گردند، ضروری است که نور به صورت هم فاز پراکنده شود؛ در چنین حالتی یک تداخل سازنده<sup>۱۷</sup> که به افزایش پراکندگی ختم خواهد شد اتفاق می‌افتد.

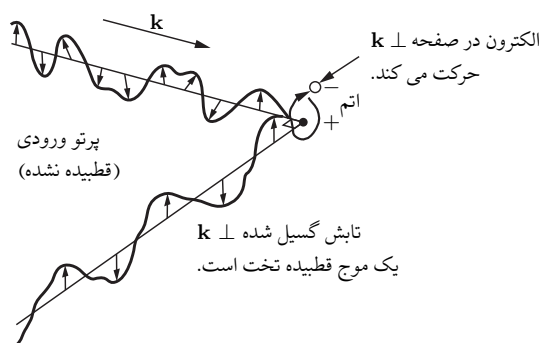
اگر ما  $N$  اتم به صورت توده‌ای داشته باشیم، مثلا یک قطره‌ی کوچک آب را در نظر بگیرید و سپس هر کدام از اتم‌ها را به وسیله‌ی میدان الکتریکی به همان روش قبل (تاثیر یک اتم بر دیگر اتم‌ها چندان مهم نیست و این تنها بیانی برای درک بهتر است) مورد آزمایش قرار می‌دهیم و دامنه‌ی پراکندگی هر یک از اتم‌ها مشابه دیگری می‌باشد. در این حالت میدان پراکنده شده‌ی کل،  $N$  برابر افزایش می‌یابد. شدت نور پراکنده شده مربع و یا به عبارتی  $N^2$  برابر، افزایش خواهد یافت. اگر اتم‌ها در فضا پراکنده شوند، انتظار  $N$  برابر شدن شدت آن نسبت به یک را دارد، در حالی که این مقدار  $N^2$  برابر خواهد شد؛ یعنی می‌توان گفت پراکندگی یک قطره آب که به صورت توده‌ای از  $N$  مولکول است و شدت هر کدام از آن‌ها  $N$  برابر از یک تک اتم بیشتر است. پس در یک قطره‌ی آب پراکندگی افزایش می‌یابد. حال آیا این توزیع و تحلیل از پراکندگی تا بینهایت ادامه دارد یا نه؟! بهتر است بگوییم چه وقت این تحلیل‌ها از اعتبار ساقط می‌گردد؟ یعنی ما قدرت آرایش چه تعداد اتم در کنار یکدیگر را داریم در حالی که استدلال ما همچنان معتبر باقی بماند؟

پاسخ:

اگر قطره‌ی آبی داشته باشیم که فاصله‌ی یک سمت آن از سمت دیگر به اندازه‌ی یک طول موج یا بیشتر باشد، در این صورت استدلال ما فرومی‌ریزد، زیرا اتم‌هایی به خاطر فاصله‌ی زیاد از یکدیگر، دیگر هم فاز نخواهند بود. پس افزایش اندازه‌ی توده‌ی اتمی مورد نظر تا زمانی که از مرتبه‌ی طول موج باشد، مجاز خواهد بود و می‌توانیم مطمئن باشیم که با افزایش اندازه‌ی توده‌ی اتمی، پراکندگی افزایش می‌یابد و زمانی که اندازه‌ی توده‌ی اتمی از حد مجاز بالاتر رود، در این صورت دیگر شاهد افزایش شدت نخواهیم بود. علاوه بر این برای طول موج‌های بلند مربوط به رده‌ی آبی، این بزرگ شدن اندازه‌ی توده‌ی اتمی، تا حد طول موج آبی افزایش می‌یابد و بزرگتر می‌گردد و مسلماً قبل از اینکه به این حد از اندازه برسد می‌توان برای هر طول موج کوتاه‌تری (از آبی) استدلال را صادق دانست. از آنجا که امواجی با طول موج کوتاه‌تر بیشتر از امواجی

<sup>17</sup>coherent





شکل ۳.۳۲: تصویری از نور قطبیده‌ی پراکنده شده در زاویه‌ی قائم نسبت به پرتوی فرودی

با طول موج بلندتر، در هر اتم پراکنده می‌شوند، شاهد افزایش پراکنندگی قابل توجه‌تری برای طول موج‌های رده‌ی قرمز در طیف مرئی، نسبت به آبی، زمانی که همه‌ی قطره‌های آب بزرگ‌تر از طول موج آبی باشند وجود دارد و در این حالت طول موج پراکنندگی از آبی به سمت قرمز میل خواهد کرد.

حال زمان آن است که آزمایشی برای نشان دادن این مفاهیم طراحی کنیم! ما می‌توانیم در ابتدا ذرات بسیار کوچکی را در نظر بگیریم. طی فرایندی، کم کم این ذرات شروع به افزایش اندازه می‌کنند. می‌توان از سدیم تیوسولفات<sup>۱۸</sup> (هیپو) با اسید سولفوریک<sup>۱۹</sup> که عامل بسیار عالی رسوب دهنده برای گوگرد<sup>۲۰</sup> است استفاده کرد. با استفاده از رسوب دهنده‌ی گوگرد، ذراتی که در ابتدا کوچک هستند و پراکنندگی کمی دارند (طیف مایل به آبی) کم‌کم بزرگ‌تر شده و طیف پراکنندگی، نسبتاً سفید می‌شود. علاوه بر این نور که به طور مستقیم پراکنده شده، طی این فرایند طیف پراکنندگی آبی آن کم کم ناپدید می‌گردد و این دلیلی بر قرمز شدن آسمان در هنگام غروب است، زیرا نوری که از درون جو عبور می‌کند و به چشمان ما می‌رسد مقدار زیادی از پراکنندگی نور آبی را فیلتر می‌کند و تنها نوری در محدوده‌ی قرمز مایل به زرد را پراکنده می‌کند.

یکی از ویژگی‌های مهم دیگر، بحث جالب توجه قطبش<sup>۲۱</sup> است که آن را به فصل بعد واگذار می‌کنم. میدان الکتریکی مربوط به نور پراکنده شده، در یک جهت خاص در حال ارتعاش می‌باشد و میدان الکتریکی نور فرودی نیز به روشی دیگر در حال نوسان است و نوسانگر(اتم مرتعش) نیز در جهت همان پرتوی فرودی مرتعش می‌شود. اگر در موقعیتی واقع گردیم که زاویه‌ای قائم با پرتوی فرودی بسازیم، شاهد قطبیده<sup>۲۲</sup> شدن نور خواهیم بود و در این لحظه می‌توان گفت که میدان الکتریکی نور تنها یک جهت گیری دارد! (نور قطبیده شده است). به طور کلی اتم‌ها در چنین موقعیتی قادر به ارتعاش در هر جهتی و در زاویه‌ای قائم از پرتوی فرودی خواهند بود اما اگر این پرتوها مستقیماً به سمت ما بیایند و یا از ما دور شوند، دیگر هرگز شاهد پرتو نخواهیم بود. بنابراین اگر نور فرودی میدان الکتریکی با تغییرات و نوساناتی در هر جهت داشته باشد، آن را نور غیر قطبیده می‌نامیم و اگر نور تحت زاویه‌ی ۹۰ درجه پراکنده گردد، پرتوی پراکنده را قطبیده

<sup>18</sup>sodium thiosulfate

<sup>19</sup>sulfuric acid

<sup>20</sup>sulfur

<sup>21</sup>polarized

<sup>22</sup>polaroid

می‌خوانیم. (شکل ۳.۳۲)

ماده ای به نام پُلاروید، دارای این خاصیت است که، زمانی که نور از میان آن عبور می‌کند، تنها اجزای عبور میدان الکتریکی در یک جهت خاص را می‌دهد. از این وسیله می‌توان در جهت آزمون قطبش استفاده کرد و به یافتن نور پراکنده شده به وسیله‌ی راه حل (هیپو) که نور را به شدت قطبیده می‌کند پرداخت.