

# فصل نخست

## مقدمه‌ای بر پلاسمونیک



## ۱-۱- تاریخچه

خیلی پیش از آن که دانشمندان پژوهش درباره خواص نوری منحصر به فرد نانساختارهای فلزی را آغاز کنند، آن‌ها توسط هنرمندان برای ساخت رنگ‌های پرتراوت در شیشه‌های مصنوعی و نیز در رنگ‌آمیزی شیشه‌های کلیسا به کار گرفته می‌شدند. یکی از شاخص‌ترین نمونه‌ها، جام لیکرگوس<sup>۱</sup> (شکل ۱-۱) است که به قرن چهارم میلادی بازمی‌گردد [۱]. این جام بسته به نوری که به آن تابیده می‌شود تغییر رنگ می‌دهد. اگر در نور بازتابی، مثلاً در نور روز، به آن نگاه شود، سبز به نظر می‌رسد. در حالی که اگر درون آن چراغی روشن کنیم و نور از شیشه عبور کند، به رنگ قرمز دیده می‌شود. امروزه می‌دانیم که رنگ جام را فرکانس تشدید پلاسمون‌های سطحی محلی<sup>۲</sup> نانوذره‌های فلزی به کار رفته درون شیشه آن تعیین می‌کند [۲].



(ب)



(الف)

شکل ۱-۱- جام لیکرگوس در معرض تابش نور خارجی، (الف) تابش از بیرون جام، (ب) تابش از داخل جام [۳]

<sup>۱</sup> Lycurgus cup

<sup>۲</sup> در بخش‌های بعد توضیح داده می‌شود.

نخستین پژوهش‌هایی که آثاری از پلاسمون‌های سطحی در آن‌ها دیده می‌شد به اوایل قرن بیستم میلادی برمی‌گردد. در سال ۱۹۰۲ خواص غیر قابل توجیهی در اندازه‌گیری‌های نور بازتابی از پراش‌های فلزی مشاهده شد [۴]. در ۱۹۰۴ رنگ‌های درخشان شیشه‌های آلاینده با فلز به کمک نظریه‌ی درود<sup>۱</sup> فلزات و ویژگی‌های الکترومغناطیسی کره‌های کوچک، کشف شده توسط لرد ریلی<sup>۲</sup>، توضیح داده شد [۵]. در تلاشی برای درک بیشتر در سال ۱۹۰۸ گوستاو مای<sup>۳</sup> نظریه معروف خود، پراکندگی نور<sup>۴</sup> توسط ذره‌های کروی را ارائه نمود [۶].

حدود ۵۰ سال بعد، در ۱۹۵۶، علت اتلاف انرژی الکترون‌هایی که در فلزات به سرعت در حرکتند، به طور نظری توضیح داده شد و آن را ناشی از نوسان‌های گروهی الکترون‌های آزاد فلز عنوان کردند و به دلیل تشابه با نوسانات پلاسما که پیش از آن در همان دوره کشف شده بود، آن را پلاسمون نامیدند [۷]. در همان سال عنوان پلاریتون برای تزویج نور و نوسان‌های الکترون‌های مقید، در محیط‌های شفاف برگزیده شد [۸]. در ۱۹۵۷ تحقیقی در رابطه با اتلاف انرژی الکترون‌ها در ورقه‌های نازک انجام شد و نشان داده شد که موده‌های پلاسمونی می‌توانند در سطح فلزات وجود داشته باشند [۹]. این تحقیق نخستین توصیف نظری از پلاسمون‌های سطحی است. در ۱۹۶۸، رفتار پراش‌های فلزی با استفاده از تشدید پلاسمون‌های سطحی، تحریک شده با پراشه، توضیح داده شد [۱۰]. روش‌هایی که اتو، کرشمان و ریتز<sup>۵</sup> در سال ۱۹۶۸ برای تحریک نوری پلاسمون‌های سطحی در ورقه‌های فلزی معرفی کردند، گامی مهم در پیشرفت مفاهیم پلاسمون‌های سطحی به شمار می‌رود [۱۱]. تا این زمان خصوصیات پلاسمون‌های سطحی به خوبی شناخته شده بود، اما هنوز ارتباط آن‌ها با ویژگی‌های نوری نانوذره‌های فلزی کشف نشده بود. در سال ۱۹۷۰ طی پژوهشی پاسخ الکترونیکی و نوری نانوذره‌های طلا و نقره مقایسه شد و برای نخستین بار خواص نوری نانوذره‌های فلزی به کمک پلاسمون‌های سطحی عنوان شدند [۱۲]. در ۱۹۷۴ کشف مهم دیگری در

<sup>1</sup> Drude theory

<sup>2</sup> Lord Rayleigh

<sup>3</sup> Gustav Mie

<sup>4</sup> Light scattering

<sup>5</sup> Andreas Otto, Erich Kretschmann and Heinz Raether

زمینه مشاهده اثر پراکندگی<sup>۱</sup> رامان نسبتاً قوی مولکول‌های پیریدین<sup>۲</sup> در مجاورت سطوح ناهموار نقره انجام گرفت [۱۳]. هر چند در آن زمان این اثر به درستی درک نشد، اثر رامان به وسیله میدان‌های الکترومغناطیسی سطح نقره، ناشی از حضور پلاسمون‌های سطحی، تقویت می‌شد [۱]. این مشاهدات مقدمه‌ای برای ایجاد شاخه پراکندگی تقویت سطحی رامان<sup>۳</sup> شد.

در سال ۱۹۸۹ توماس اِبسن<sup>۴</sup> با انجام آزمایشی در مرکز تحقیقات NEC پرینستون<sup>۵</sup> نیوجرسی<sup>۶</sup> با مشاهده یک ورقه‌ی بسیار نازک طلا زیر میکروسکوپ الکترونی، دریافت که سطح آن پوشیده از میلیون‌ها حفره بسیار ریز است. نکته قابل توجه این بود که با تابش نور به این ورقه طلا مشاهده کرد شدت نور عبوری از سطح حفره‌ها بسیار بیشتر از نور تابیده به سطح آن‌ها بود، در حالی که طبق نظریه اپتیک<sup>۷</sup> تنها ۰/۰۱ درصد از نور تابیده شده به حفره‌ی ۳۰۰ نانومتری می‌تواند عبور کند؛ مثل این بود که فلز هم‌چون کانالی نور تابشی به روزه‌های نانومتری را هدایت و متمرکز کند [۱۴].

اِبسن این آزمایش را برای نمونه‌های زیادی تکرار کرد و نتایج مشابهی به دست آورد، اما به دلیل این‌که در آن زمان کسی قادر به توجیه تئوری این پدیده نبود، این نتایج ثبت نشد [۱۴].

پیشرفت چشمگیر دیگر در سال ۱۹۹۱، تولید حسگر<sup>۸</sup>ی تجاری بود که بر اساس تشدید پلاسمون سطحی کار می‌کرد [۱].

تا سال ۱۹۹۸، زمانی که پیتر ولف<sup>۹</sup>، متخصص محاسبه رفتار الکترون‌ها در فلزات، به NEC پیوست، مشاهدات اِبسن بدون توجیه باقی ماند. در سطح یک فلز الکترون‌ها می‌توانند آزادانه حرکت کنند و دریایی

<sup>۱</sup> پراکندگی رامان تبادل انرژی میان فوتون‌ها و نوسان‌های مولکولی است.

<sup>۲</sup> Pyridine

<sup>۳</sup> Surface Enhanced Raman Scattering: SERS

<sup>۴</sup> Thomas Ebbesen

<sup>۵</sup> Princeton

<sup>۶</sup> New Jersey

<sup>۷</sup> Optic Theory

<sup>۸</sup> Sensor

<sup>۹</sup> Peter Wolf

تشکیل دهند که می‌تواند توسط پلاسمون‌های سطحی<sup>۱</sup> موج شود. ولف دریافت که تابش نور به سطح فلز می‌تواند دریای الکترون‌ها را به نوسان وادارد. اگر فرکانس نور تابشی با فرکانس تشدید پلاسمون‌های سطحی مطابقت داشته باشد، پدیده‌ی مورد مشاهده افسن می‌تواند رخ دهد. ولف برای تأیید نظریه خود آزمایش‌های بسیاری ترتیب داد و سرانجام در ۱۹۹۸ به اتفاق افسن آن را با عنوان عبور شگفت‌آور نور از میان روزنه‌های فلزی زیر طول موجی در مجله طبیعت<sup>۲</sup> به چاپ رسانید [۱۵].

ولف و افسن نشان دادند که پدیده فوق تنها زمانی می‌تواند اتفاق افتد که انرژی و تکانه‌ی نور و پلاسمون‌های سطحی برابر باشد. این شرایط در فلزات با سطح صاف و براق برقرار نیست، اما فلزات با سطوح حفره‌دار قدری متفاوتند. روزنه‌ها انرژی و تکانه‌ی پلاسمون‌های سطحی را به گونه‌ای تنظیم می‌کنند که با نور تابشی هماهنگ شود و به تشدید درآیند. البته سطوح فلزی حفره‌دار تنها راه تحریک پلاسمون‌های سطحی نیستند [۱۴].

در سال ۲۰۰۱ نیز جان پندری<sup>۳</sup> اعلام کرد که یک ورقه نازک فلزی می‌تواند به عنوان یک لنز کامل رفتار کند [۱۶].

برخلاف مفاهیم بنیادی و اساسی روزهای نخست، امروزه تحقیقات کاربردی این بحث بیشتر مورد توجه پژوهشگران واقع شده است. بسیاری از چالش‌های اخیر فن‌آوری، می‌توانند با استفاده از خصوصیات بی‌نظیر پلاسمون‌های سطحی مرتفع شوند. به لطف تحقیقات انجام شده تاکنون، گستره وسیعی از ادوات و فن‌آوری نوری پلاسمونی شامل موجبرهای غیر فعال، سوده‌های فعال<sup>۴</sup>، بیوحسگرها و پوشش‌های لیتوگرافی متنوعی را امروزه شاهد هستیم. این پیشرفت‌ها منجر به پیدایش شاخه جدیدی از تحقیقات به نام پلاسمونیک شده است، که به نظر می‌رسد بتوان به کمک آن انقلابی در کاربردهای نوری ایجاد کرد.

<sup>1</sup> Surface plasmon

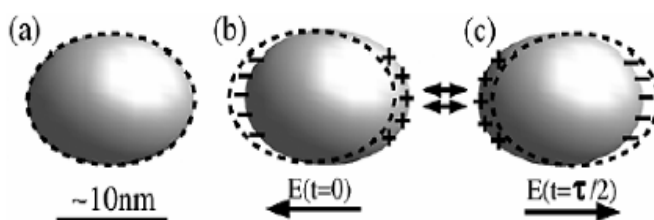
<sup>2</sup> Nature

<sup>3</sup> John Pendry

<sup>4</sup> Active switches

## ۱-۲- پلاسمون

نوسان‌های همسان و منسجم الکترون‌های باند هدایت در فلزات، نوسان‌های پلازما خوانده می‌شوند. میدان الکترومغناطیسی نوری که به فلز تابیده می‌شود، می‌تواند الکترون‌های باند هدایت را دستخوش قطبی شدگی نماید؛ به این معنی که الکترون‌ها مطابق شکل (۱-۲) تحت تأثیر میدان اعمالی و نسبت به یون‌های مثبت هسته‌ها جابجا می‌شوند.



شکل ۱-۲- (a) یک ذره فلزی، (b) و (c) تابش میدان الکترومغناطیسی خارجی به ذره، باعث جابجایی الکترون‌های باند هدایت نسبت به هسته مثبت آن شده است [۱].

پلاسمون‌ها نقش عمده‌ای در توجیه خواص نوری فلزها دارند. با توجه به رابطه پاشندگی [۱۷] در سطوح فلزات، نور با فرکانس پایین‌تر از فرکانس پلازما (فرکانس نوسان پلاسمون‌ها) از سطح فلز بازتاب و نور با فرکانس بالای فرکانس پلازما از سطح فلز عبور می‌کند. فرکانس پلازما در اغلب فلزها، در محدوده-ی فرابنفش قرار دارد؛ به همین دلیل آن‌ها در برابر نور مرئی براق و درخشان (بازتاب دهنده) دیده می‌شوند.

وابسته به ابعاد فلز باید میان مدهای مختلف نوسان‌های پلاسمونیک تمایز قائل شد. پلاسمون‌های **حجمی**<sup>۱</sup> در اجسام فلزی سه بعدی اتفاق می‌افتند. **تشدید پلاسمون‌های سطحی**<sup>۲</sup> در مرز مشترک فلز-دی‌الکتریک اهمیت می‌یابند و نیز **تشدید پلاسمون نانوذره‌ای**<sup>۳</sup> تأثیر مستقیم طیف‌های نوری روی

<sup>1</sup> Volume plasmons

<sup>2</sup> Surface Plasmon Resonances: SPRs

<sup>3</sup> Nanoparticle Plasmon Resonances: NPPRs

نانوذره‌های فلزی است. گاهی اوقات تشدید پلاسمون نانوذره‌ای، تشدید پلاسمون سطحی محلی<sup>۱</sup> نیز نامیده می‌شوند. در ادامه به توضیح این سه دسته نوسان پلاسمونی به طور مجزا خواهیم پرداخت [۲].

### ۱-۲-۱- پلاسمون‌های حجمی

پاسخ یک فلز به هر نوع تابش الکترودینامیک توسط ثابت دی‌الکتریک مختلط آن، به فرم زیر، تعیین می‌شود [۲]:

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'' \quad (۱-۱)$$

که در آن بخش حقیقی،  $\varepsilon'$ ، میزان قطبی شدگی در برابر میدان الکتریکی خارجی اعمال شده را مشخص می‌کند و بخش موهومی،  $\varepsilon''$ ، تعیین کننده‌ی جابجایی فاز ناشی از این قطبی شدگی و دربردارنده‌ی میزان تلف است. ثابت دی‌الکتریک فلزات اغلب با مدل درود-سامرفلد<sup>۲</sup> تقریب زده می‌شود. در فلزهای ناب مثل طلا و نقره، باید اصلاحی در این مدل صورت پذیرد. رایج است که به جای مدل‌های ریاضی، مقادیر اندازه‌گیری شده به صورت تجربی برای  $\varepsilon$  اختیار شود، که می‌توان به این منظور از داده‌های جانسون و کریستی<sup>۳</sup> و یا پالیک<sup>۴</sup> استفاده نمود [۲]. بخش حقیقی ثابت دی‌الکتریک نقره و طلا در محدوده فرکانسی مرئی و فروسرخ نزدیک، منفی است.

پارامتر مهم دیگر در پاسخ فلزات، فرکانس پلازما است. فلز، نور با فرکانس کمتر از فرکانس پلاسمون حجمی خود را نمی‌تواند عبور دهد، اما نور با فرکانس‌های بیشتر را از خود عبور می‌دهد. مقدار فرکانس پلاسمون حجمی  $\omega_p$  طبق رابطه‌ی زیر قابل محاسبه است [۲]

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{m_{eff} \varepsilon_0} \quad (۲-۱)$$

<sup>۱</sup> Localized Surface Plasmon resonances: LSPRs

<sup>۲</sup> Drude-Sommerfeld model

<sup>۳</sup> Johnson and Christy

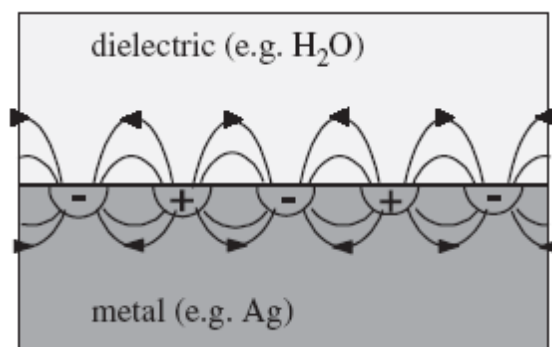
<sup>۴</sup> Palik



که در آن چگالی الکترون‌ها،  $\epsilon_0$  ثابت دی‌الکتریک خلأ،  $e$  و  $m_{eff}$  به ترتیب بار و جرم مؤثر الکترون، است.

### ۱-۲-۲- پلاسمون‌های سطحی

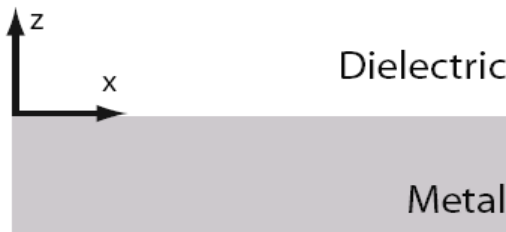
پلاسمون‌های سطحی، مودهای الکترومغناطیسی محدود به مرز مشترک فلز-دی‌الکتریک است. شدت میدان در فلز و هم‌چنین در دی‌الکتریک در جهت عمود بر مرز مشترک به صورت نمایی میرا می‌شود. این امواج سطحی نتیجه کوپل شدن میدان الکترومغناطیسی تابشی به نوسان‌های پلازما در مرز مشترک هستند [۱۸]. در صفحه مرز مشترک، مطابق شکل (۱-۳)، شدت میدان و توزیع بار در فلز به صورت یک موج طولی هم‌راستا با صفحه منتشر می‌شوند. بنابراین پلاسمون‌های سطحی درون صفحه مرز مشترک، در حالی که میدان‌های الکترومغناطیسی، انرژی و بار کاملاً در محدوده مرز متمرکز می‌شوند، انتشار می‌یابند. این تمرکز شدید انرژی الکترومغناطیسی در مرز فلز-دی‌الکتریک می‌تواند برای هدایت نور در ساختارهای کوچک به کار گرفته شود. رخ دادن این پدیده کاملاً به خصوصیات هر دو ماده فلز و دی‌الکتریک (ثابت دی‌الکتریک مختلط، شکل پراشه داشتن و ناهم‌واری) وابسته است. حساس بودن تحریک پلاسمون‌های سطحی به ساختار سطح فلز، ابزاری سودمند برای بررسی خصوصیات سطوح ایجاد کرده است. هم‌چنین حساسیت نسبت به ضریب شکست دی‌الکتریک مجاور مرز، می‌تواند در تشخیص فعل و انفعالات شیمیایی در محلول‌ها و مایعات به کار گرفته شود [۱۹].



شکل ۱-۳- تشدید پلاسمون‌های سطحی [۲]

### ۱-۲-۲-۱- امواج پلاسمون سطحی در مرز مشترک

به منظور بررسی روابط الکترودینامیک، ساده‌ترین ساختار دربردارنده امواج پلاسمون سطحی شکل (۴-۱) را در نظر می‌گیریم. یک دی‌الکتریک بی‌تلف در نیم‌صفحه ( $z > 0$ ) با ثابت دی‌الکتریک  $\epsilon_2$  و یک محیط رسانای فلزی در نیم‌صفحه ( $z < 0$ ) با تابع دی‌الکتریک  $\epsilon_1(\omega)$  واقع شده است. همان‌طور که پیش از این گفته شد منفی بودن بخش حقیقی  $\epsilon_1(\omega)$  برای تحریک پلاسمون‌ها ضروری است. اکنون می‌خواهیم پاسخ‌های امواج انتشاری در مرز و امواج میرا شونده در جهت عمود بر مرز را به دست آوریم.



شکل ۴-۱- ساختار ساده مرز میان فلز و دی‌الکتریک برای انتشار SPPها [۱۸]

از معادله‌ی موج شروع می‌کنیم. مطابق معادله موج و با توجه به غیاب جریان و بار خارجی در محیط و تقریب ثابت بودن  $\epsilon$  در مکان خواهیم داشت:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (۳-۱)$$

این معادله را برای هر دو محیط به طور جداگانه حل کرده، شرایط مرزی را اعمال می‌کنیم. با فرض وابستگی زمانی میدان الکتریکی به شکل  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$ ، معادله (۳-۱) به شکل معادله هلمهولتز در خواهد آمد:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \epsilon \mathbf{E} = 0 \quad (۴-۱)$$

که در آن  $k_0 = \frac{\omega}{c}$  ثابت انتشار در خلأ است. در این‌جا برای سادگی بیشتر، مسئله را یک بعدی فرض می‌کنیم. راستای انتشار موج، در جهت  $x$  است و با فرض نامحدود بودن بعد  $y$ ، تنها در جهت  $z$  تغییرات

خواهیم داشت؛ صفحه  $z=0$  مرز مشترک دو محیط است. به این ترتیب میدان الکتریکی به فرم  $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(z)e^{i\beta x}$  خواهد بود.  $\beta = k_x$  ثابت انتشار طولی موج است. با جایگزینی این رابطه در (۱-۴) داریم:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \mathbf{E}(z) = 0 \quad (۵-۱)$$

با انجام مراحل فوق، به رابطه‌ی مشابهی برای میدان مغناطیسی  $\mathbf{H}$  خواهیم رسید. با استفاده از معادلات ماکسول و نیز جایگزینی  $\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$ ،  $\frac{\partial}{\partial x} = i\beta$  و  $\frac{\partial}{\partial y} = 0$  به مجموعه روابط ساده شده‌ی زیر برای مؤلفه‌های مختلف  $\mathbf{E}$  و  $\mathbf{H}$  دست خواهیم یافت.

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega\mu_0 H_x \quad (۱-۶-الف)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - i\beta E_z = i\omega\mu_0 H_y \quad (۱-۶-ب)$$

$$i\beta E_y = i\omega\mu_0 H_z \quad (۱-۶-ج)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_x \quad (۱-۶-د)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - i\beta H_z = -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_y \quad (۱-۶-ه)$$

$$i\beta H_y = -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_z \quad (۱-۶-و)$$

با کمی دقت در روابط بالا درمی‌یابیم که دو دسته جواب مستقل با خصوصیات قطبی شدگی متفاوت در روابط (۱-۶) دیده می‌شود. دسته نخست مدهای TM یا p با مؤلفه‌های غیر صفر  $E_x$ ،  $E_z$  و  $H_y$  و

دسته‌ی دوم مدهای TE یا S با مؤلفه‌های غیر صفر  $H_x$ ،  $H_z$  و  $E_y$  است. بنابراین روابط (۶-۱) و معادله موج برای مدهای TM و TE به ترتیب به صورت زیر درمی‌آیند:

$$E_x = -i \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (۷-۱-الف)$$

$$E_z = -\frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon} H_y \quad (۷-۱-ب)$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) H_y = 0 \quad (۷-۱-ج)$$

$$H_x = i \frac{1}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (۸-۱-الف)$$

$$H_z = \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y \quad (۸-۱-ب)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) E_y = 0 \quad (۸-۱-ج)$$

حال با استفاده از روابط ساده به دست آمده، میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی مربوط به هر محیط را

جداگانه نوشته و شرایط مرزی را اعمال می‌نماییم. با مود TM آغاز می‌کنیم:

برای ناحیه‌ی  $z > 0$ :

$$H_y(z) = A_d e^{i\beta x} e^{-k_d z} \quad (۹-۱-الف)$$

$$E_x(z) = i A_d \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} k_d e^{i\beta x} e^{-k_d z} \quad (۹-۱-ب)$$

$$E_z(z) = -A_d \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} e^{i\beta x} e^{-k_d z} \quad (۹-۱-ج)$$

و برای ناحیه‌ی  $z < 0$ :

$$H_y(z) = A_m e^{i\beta x} e^{k_m z} \quad (الف-۱۰-۱)$$

$$E_x(z) = -iA_m \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_m e^{i\beta x} e^{k_m z} \quad (ب-۱۰-۱)$$

$$E_z(z) = -A_m \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i\beta x} e^{k_m z} \quad (ج-۱۰-۱)$$

که در آن‌ها  $k_i \equiv k_{z,i}$  ( $i = d, m$ )، مؤلفه‌ی عرضی بردار موج است. طول میرایی یا عمق نفوذ میدان در

راستای عمود بر مرز را طبق رابطه‌ی  $\frac{1}{|k_z|}$  تعریف می‌کنند [۱۸]. برای برقرار ماندن شرایط مرزی میدان-

ها نیاز است که:

$$A_m = A_d \quad (الف-۱۱-۱)$$

$$\frac{k_d}{k_m} = -\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_m} \quad (ب-۱۱-۱)$$

با توجه به معادله‌های (۹-۱) و (۱۰-۱)،  $\text{Re}\{k_m\}$  و  $\text{Re}\{k_d\}$  باید مثبت باشند تا مقدار میدان‌ها در

تمام نواحی محدود بمانند. بنابراین امواج سطحی تنها در مرز مشترک دو محیط با ضریب گذردهی‌های

ناهم‌علامت (فلز و دی‌الکتریک) تحقق پذیرند. با توجه به معادله (۷-۱ ج) می‌دانیم:

$$k_m^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1 \quad (الف-۱۲-۱)$$

$$k_d^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2 \quad (ب-۱۲-۱)$$

با ترکیب روابط (۱۱-۱) و (۱۲-۱) به رابطه‌ی مهم زیر که بیان‌کننده‌ی رابطه‌ی پاشندگی SPP های

منتشرشده در مرز مشترک دو نیم‌صفحه است، خواهیم رسید.

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (۱۳-۱)$$

با روش مشابه، مؤلفه‌های مود TE را محاسبه می‌نماییم. با اعمال شرایط مرزی، به معادله‌ی زیر می‌رسیم [۱۸]:

$$A_1 (k_d + k_m) = 0 \quad (۱۴-۱)$$

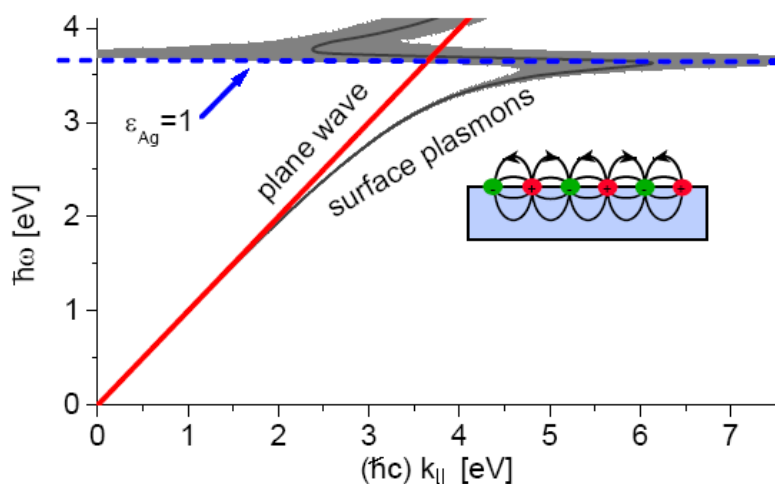
از آن‌جا که باید بخش حقیقی  $k_m$  و  $k_d$  مثبت باشد، به ناچار باید ضریب  $A_1$  و بنابراین  $A_2$  صفر باشد. بنابراین هیچ مود سطحی برای قطبش TE امکان‌پذیر نیست و به عبارت دیگر امواج پلاسمون سطحی تنها می‌توانند به ازای قطبش TM تحقق یابند [۱۸].

به رابطه پاشندگی (۱۳-۱) باز گردیم. رابطه (۱۳-۱) را به شکل زیر نیز می‌توان در نظر گرفت که در آن  $k$  ثابت انتشار نور در محیط دی‌الکتریک است.

$$\beta = k_0 \sqrt{\varepsilon_2} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} = k \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (۱۵-۱)$$

در شکل (۵-۱) مثالی از منحنی پاشندگی رسم شده است. به دلیل وابستگی ثابت دی‌الکتریک فلز به فرکانس رابطه پاشندگی به صورت خط مستقیم نیست. از آن‌جا که بخش حقیقی ثابت دی‌الکتریک فلز  $\varepsilon_1$  در محدوده‌ی مرئی منفی است، بنابراین در رابطه‌ی (۱۵-۱) اندازه مخرج کسر کوچکتر از صورت آن می‌شود و بنابراین ثابت انتشار پلاسمون‌های سطحی ( $\beta$ ) همواره بزرگتر از بردار موج در محیط دی‌الکتریک ( $k$ ) خواهد بود. فرکانسی که در آن  $\varepsilon'_m = -\varepsilon_d$  شود، فرکانس تشدید پلاسمون‌های سطحی نامیده می‌شود و در آن ثابت انتشار  $\beta$  به مقدار بیشینه خواهد رسید و تشدید رخ خواهد داد. همان‌طور که در شکل دیده می‌شود، خط نور که همان منحنی پاشندگی نور در محیط دی‌الکتریک است نیز رسم شده است. ملاحظه

می‌شود که این دو منحنی پاشندگی با یکدیگر برخوردی ندارند<sup>۱</sup>، و مفهوم فیزیکی آن است که SPR بین فلز و دی‌الکتریک نمی‌تواند در شرایط عادی با برخورد نور از سمت دی‌الکتریک تحریک شود<sup>۲</sup> [۲].



شکل ۱-۵- منحنی پاشندگی در مرز نقره- هوا ( $k_{||}$  همان ثابت انتشار  $\beta$ ، و  $c$  سرعت نور در فضای آزاد است). فرکانس‌های پایین (سمت راست خط چین) در این شکل نشان دهنده‌ی پلاسمون‌های سطحی هستند؛ در حالی که فرکانس‌های بالا (سمت چپ خط چین) به داخل حجم فلز منتشر می‌شوند. بنابراین در این شکل مدهای با انرژی بالا قابل بررسی نیستند، زیرا نقره در این فرکانس‌ها به عنوان فلز عمل نمی‌کند [۱۹].

### ۱-۲-۳- پلاسمون‌های نانوذره‌ای<sup>۳</sup> یا محلی

به بحث انواع تحریک‌های پلاسمونی در نانوساختارهای فلزی باز می‌گردیم. ابعاد نانوذره‌های فلزی به قدری کوچک است که نور به آسانی می‌تواند به عمق ذره نفوذ کرده و به تمام الکترون‌های باند هدایت چنگ زند. به این ترتیب دریای الکترون‌های باند هدایت نسبت به هسته‌های با بار مثبتی که تشکیل دهنده‌ی شبکه فلزی هستند، جابجا می‌شوند. همان طور که در شکل (۱-۶) دیده می‌شود، دوقطبی ایجاد شده بر روی ذره، آن را به مثابه یک نوسان گر هارمونیک در می‌آورد که به وسیله نور تابشی، هدایت شده و با تلفات گرمایشی<sup>۴</sup> و پراش<sup>۵</sup> (تشنوع) میرا خواهد شد. تنها نوری قادر به تحریک NPPR است که طول

<sup>۱</sup> انطباق رابطه‌های پاشندگی در فیزیک حالت جامد نقشی مشابه اصل پایستگی انرژی و تکانه در مکانیک کلاسیک دارد. یعنی تنها زمانی که شبه تکانه ( $\hbar k$ ) و انرژی ( $\hbar \omega$ ) پایسته بمانند، یک فوتون می‌تواند تحریک کننده‌ی پلاسمون سطحی باشد.

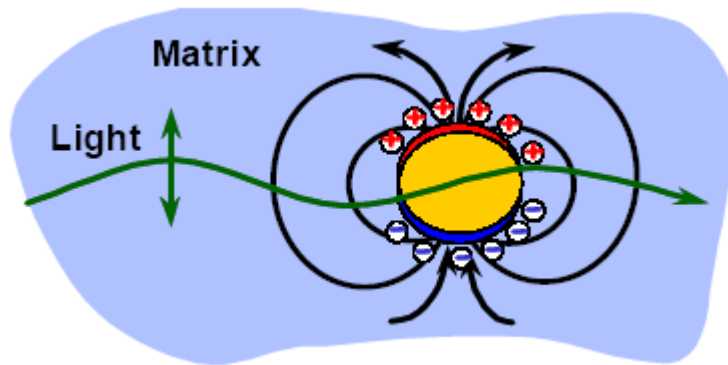
<sup>۲</sup> نحوه تحریک پلاسمون‌های سطحی در بخش‌های بعد توضیح داده خواهد شد.

<sup>۳</sup> Nanoparticle Plasmon: NPP

<sup>۴</sup> Ohmic loss

<sup>۵</sup> Scattering

موجش با یک مود تشدید NPP برابر باشد. دو نشانه‌ی پدیده‌ی NPPR حذف محدوده‌ی مشخصی در طیف پاسخ (تلف) و پخش و پراکندگی نور به میزان قابل توجه<sup>۱</sup> (تشنوع) است [۲].



شکل ۱-۶- نوسان یک پلاسمون ذره‌ای در یک نانوذره فلزی به وسیله‌ی میدان خارجی [۱۹]

یک تفاوت اساسی میان SPRها و NPPRها در این است که تحریک پلاسمون‌های سطحی کار ساده‌ای نیست و نیازمند آماده سازی شرایط خاص و تکنیک‌های ویژه‌ای همچون روش کرشمان<sup>۲</sup> است. به عبارت دیگر در بخش پیشین دیدیم که برای تحریک SPR لازم است که بردار موج SPRهای انتشاری و فوتون تابشی بر یکدیگر منطبق شوند. در حالی که در NPPRها چنین نیست و انتشاری در کار نیست و کاملاً در محل خود ثابت‌اند، به همین خاطر آن‌ها را گاهی پلاسمون‌های محلی نیز می‌نامند. در واقع برای تحریک NPPR نیازی به تطبیق بردارهای موج نیست. همیشه می‌توان بدون توجه به جهت تابش نور به یک نانوذره‌ی فلزی کروی و تنها با انتخاب صحیح طول موج نور تابشی<sup>۳</sup>، مساوی با طول موج تشدید پلاسمون نانوذره، NPPR را تحریک نمود [۲].

### ۱-۳- روش‌های تحریک امواج پلاسمون سطحی

چنان‌چه پیش از این گفته شد، انتشار و تمرکز نور در مرز فلز-دی‌الکتریک زمانی رخ می‌دهد که ثابت انتشار  $\beta$  بزرگتر از بردار  $k$  در محیط دی‌الکتریک باشد که بدین ترتیب امواج در راستای عمود بر مرز میرا

<sup>۱</sup> هر دو این نشانه‌ها در کاربردهای بیوسنسگری بسیار کارا هستند.

<sup>۲</sup> توضیح این روش و روش‌های دیگر تحریک در بخش (۱-۳) آمده است.

<sup>۳</sup> اگر ذره غیر کروی باشد، انتخاب صحیح قطبش نور تابشی نیز دارای اهمیت است.



می‌شوند. منحنی پاشندگی امواج پلاسمون سطحی سمت راست خط نور دی‌الکتریک واقع می‌شود و بنابراین تحریک به وسیله پرتو نور سه‌بعدی مگر در شرایط و تکنیک‌های خاص تطبیق فاز امکان‌پذیر نخواهد بود. در این بخش به ذکر برخی از روش‌های متداول تحریک SPPها خواهیم پرداخت.

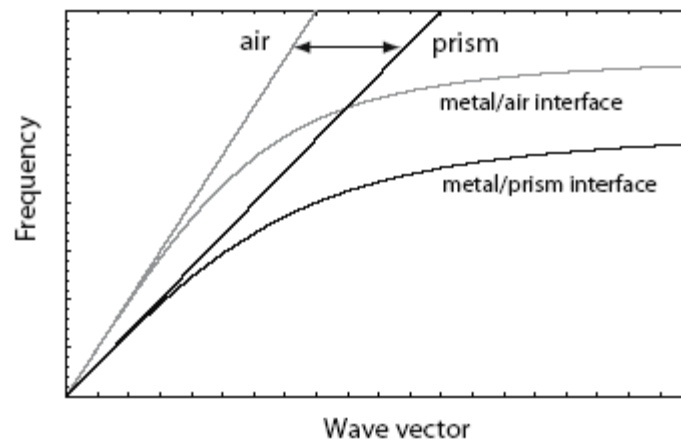
### ۱-۳-۱- تحریک به وسیله‌ی ذره باردار:

هنگامی که الکترون‌ها به سطح یک جسم جامد برخورد می‌کنند و داخل آن نفوذ می‌کنند، اندازه حرکتی برابر با  $\hbar k$  و انرژی  $\Delta E_0$  را به الکترون‌های جسم منتقل می‌کنند. در سال ۱۹۵۷ با اندازه‌گیری طیف انرژی الکترون‌هایی که به سطح فلز آلومینیوم برخورد کرده‌اند و از طرف دیگر خارج شده‌اند، مشخص شد که علاوه بر کاهش که در انرژی الکترون‌ها ناشی از تحریک پلاسمون‌های حجمی (با انرژی  $\hbar\omega_p$ ) انتظار می‌رفت، کاهش دیگری نیز در طیف، به اندازه  $\left(\frac{\hbar\omega_p}{\sqrt{2}}\right)$  وجود دارد که ناشی از تحریک پلاسمون‌های سطحی است [۱۷] و [۱۸]. در سال ۱۹۶۰، نیز با اندازه‌گیری طیف تلفی انرژی پرتو الکترونی بازتاب شده از سطح آلومینیوم و منیزیم نتیجه‌ی مشابهی به دست آمد. به علاوه نکته جالب دیگر این بود که هم‌زمان با اکسید شدن سطح فلز در طول آزمایش بیشینه کاهش انرژی به سمت انرژی‌های کمتر شیفت پیدا می‌کرد و بنابراین نتیجه گرفتند که فرکانس تحریک پلاسمون‌های سطحی علاوه بر فلز به خصوصیات ماده مجاور سطح نیز بستگی دارد [۱۸].

### ۱-۳-۲- تزویج از طریق منشور

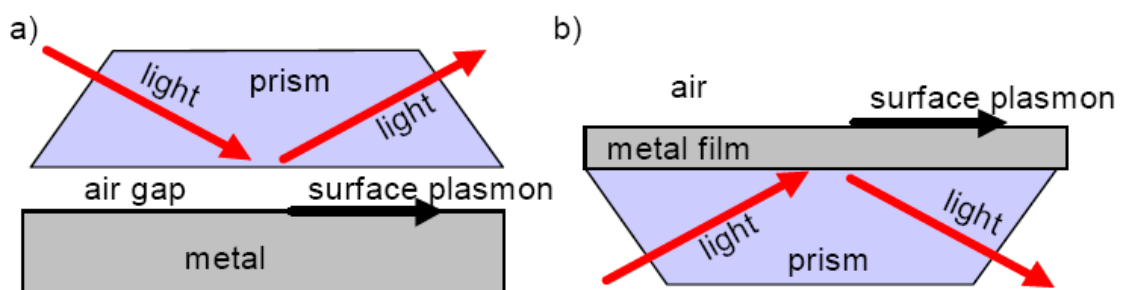
همان‌طور که اشاره شد چون  $\beta > k$  است، تحریک SPP از طریق تابش مستقیم نور به سطح امکان‌پذیر نیست. یکی از روش‌های تطبیق فاز استفاده از ساختار سه لایه‌ای است که در آن ورقه‌ی نازک فلزی در میان دو دی‌الکتریک با ثابت‌های دی‌الکتریک متفاوت قرار گرفته است. معمولاً برای سادگی یکی از این دی‌الکتریک‌ها هوا فرض می‌شود. پرتو نور به عایق با ثابت دی‌الکتریک بزرگتر  $\epsilon$  (که معمولاً به شکل منشور است) تابیده می‌شود. نور بازتابی از مرز این عایق و فلز دارای تصویر  $k_x = k_0 \sqrt{\epsilon} \sin \theta$  زاویه تابش نور با خط عمود بر مرز) خواهد بود که اندازه‌اش برای تحریک SPPs در مرز فلز و عایق با ثابت دی-

الکترونیک کمتر (مثلاً هوا) مناسب است. به این ترتیب SPPها می‌توانند با ثابت انتشاری بین خط نور هوا و خط نور عایق با ضریب شکست بیشتر تحریک شوند. همان طور که در شکل (۷-۱) دیده می‌شود، تطبیق فاز در مرز میان فلز و منشور برای تحریک پلاسمون‌های سطحی امکان‌پذیر نیست، چرا که منحنی پاشندگی SPP سمت راست خط نور مربوط به منشور واقع شده است.



شکل ۷-۱- تزویج از طریق منشور و منحنی پاشندگی SPPs [۱۸]

در این روش میدان‌های الکترومغناطیسی پرتو تحریک کننده به مرز فلز- هوا تونل زده و در آن سطح سبب تحریک SPP می‌شوند. دو ساختار ممکن تزویج از طریق منشور در شکل (۸-۱) آمده است. در ساختار کرشمان<sup>۱</sup>، که رایج‌تر است، یک ورقه‌ی نازک فلز از طریق لایه نشانی روی سطح منشور شیشه‌ای قرار می‌گیرد. در ساختار دیگر، به نام ساختار اتو<sup>۲</sup>، منشور با فاصله هوایی باریکی از فلز قرار می‌گیرد [۱۸].



شکل ۸-۱- چینش تحریک SPP با روش (a) اتو و (b) کرشمان [۱۹]

<sup>1</sup> Kretschmann

<sup>2</sup> Otto

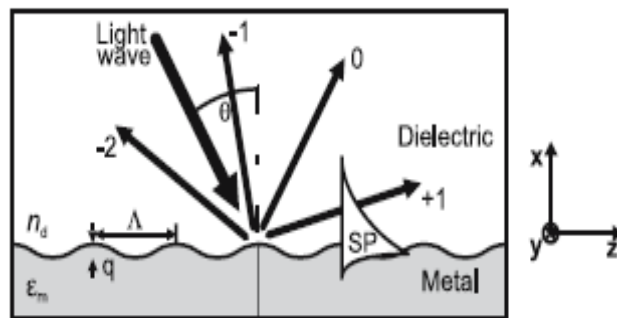
### ۱-۳-۳- تزویج از طریق پراشه

عدم تطبیق بردار موج نور تابشی و ثابت انشار SPP نیز می‌تواند با شکل دهی سطح فلز به فرم پراشه‌ای از شیارها یا حفره‌های کم‌عمق با ثابت شبکه  $\Lambda$  رفع شود. برای یک نمونه ساده پراشه که در شکل (۹-۱) نشان داده شده است، تطبیق فاز با برقراری شرط زیر اتفاق می‌افتد [۲۰]:

$$\beta = k \sin \theta \pm \nu g \quad (۱۶-۱)$$

که در آن  $\theta$  زاویه تابش موج،  $g = \frac{2\pi}{\Lambda}$  بردار وارون شبکه پراشه و  $\nu = 1, 2, 3, \dots$  است.

وقتی که نور با ثابت انتشار  $k$  به پراشه‌ای با ثابت شبکه‌ی  $\Lambda$  برخورد می‌کند، پدیده‌ی تفرق باعث ایجاد یک دسته امواج تفرق یافته با بردار موج‌های  $k_m$  به شکل  $k_m = k + mG$  می‌شود، که در آن  $m$  یک عدد صحیح و نشان‌دهنده‌ی مرتبه‌ی پراکندگی و  $G$  بردار پراشه است. بردار پراشه در صفحه پراشه (صفحه  $y-z$  مطابق شکل (۹-۱)) و عمود بر شیارها است. اندازه این بردار برای شکل (۹-۱) برابر  $G = \frac{2\pi}{\Lambda} z_0$  است. بنابراین مؤلفه‌ی عمود بر صفحه پراشه‌ی بردار موج نور تفرق یافته،  $k_{zm}$ ، برابر مؤلفه نظیر نور تابشی است، در حالی که مؤلفه مماس بر سطح بردار موج آن،  $k_{zm}$ ، مقداری برابر  $k_{zm} = k_z + m \frac{2\pi}{\Lambda}$  اختیار می‌کند که می‌تواند باعث تحریک SPP شود. سطح شیاردار فلز باعث ایجاد پاشندگی و تغییراتی در نواحی بریلوین<sup>۱</sup> می‌شود و تغییر مقدار ثابت انتشار مماس بر سطح را به میزان  $\nu g$  ممکن می‌سازد [۲۰] و [۲۱].



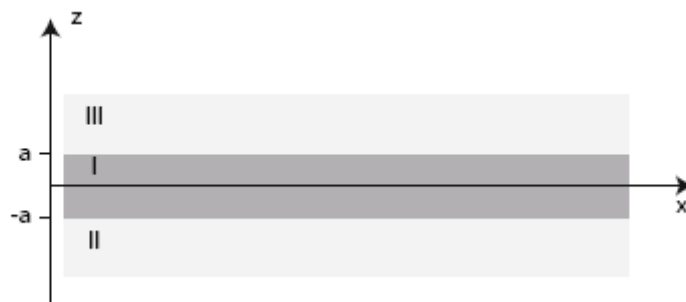
شکل ۹-۱- تحریک پلاسمون‌های سطحی از طریق تفرق نور روی یک پراشه [۲۱]

<sup>۱</sup> Brillouin

## ۱-۴- سیستم‌های چندلایه

در بخش (۱-۲-۲-۱) به حل معادلات ماکسول و اعمال شرایط مرزی برای یک ساختار ساده فلز-عایق پرداختیم که از نتایج مهم آن دستیابی به رابطه‌ی پاشندگی برای امواج پلاسمون سطحی بود. در این بخش سیستم‌های چند لایه‌ای را که در آن‌ها به تناوب لایه‌های نازک فلز و دی‌الکتریک قرار گرفته‌اند، مورد بررسی قرار خواهیم داد.

در چنین ساختارهایی هر یک از مرزهای مشترک فلز-عایق، می‌تواند در بردارنده‌ی SPPs باشد. هنگامی که فاصله‌ی بین مرزهای مجاور در حدود و یا کمتر از طول میرایی یا عمق نفوذ مود مرزی باشد، واکنش‌های میان SPPها به تزویج میان آن‌ها می‌انجامد. برای روشن شدن خصوصیات عمومی امواج پلاسمون سطحی تزویج شده، در این بخش دو ساختار سه‌لایه خاص که در شکل (۱-۱۰) آورده شده است، را به طور خاص مورد تحلیل قرار می‌دهیم. در ساختار نخست، یک لایه نازک فلزی در میان دو لایه نامتناهی عایق قرار می‌گیرد و یک ساختار عایق-فلز-عایق<sup>۱</sup> تشکیل می‌دهد. در ساختار دوم یک لایه نازک عایق میان دو لایه فلز محدود می‌شود و تشکیل یک ساختار فلز-عایق-فلز<sup>۲</sup> می‌دهد.



شکل ۱-۱۰- ساختار یک سیستم سه‌لایه ساده متشکل از فلز و عایق [۱۸]

تحلیل خود را با حل معادلات ماکسول برای مود TM آغاز می‌کنیم. میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی

با فرض میرا بودن در نواحی (II) و (III)، مطابق بخش (۱-۲-۲-۱)، برای ناحیه  $z > -a$  به شکل

<sup>۱</sup> Insulator-Metal-Insulator: IMI

<sup>۲</sup> Metal-Insulator-Metal: MIM