



Nanophotonics (I)

Section.3: Plasmonics

Mohammad Ali Mansouri-Birjandi

Faculty of Electrical and Computer Engineering
University of Sistan and Baluchestan (USB)

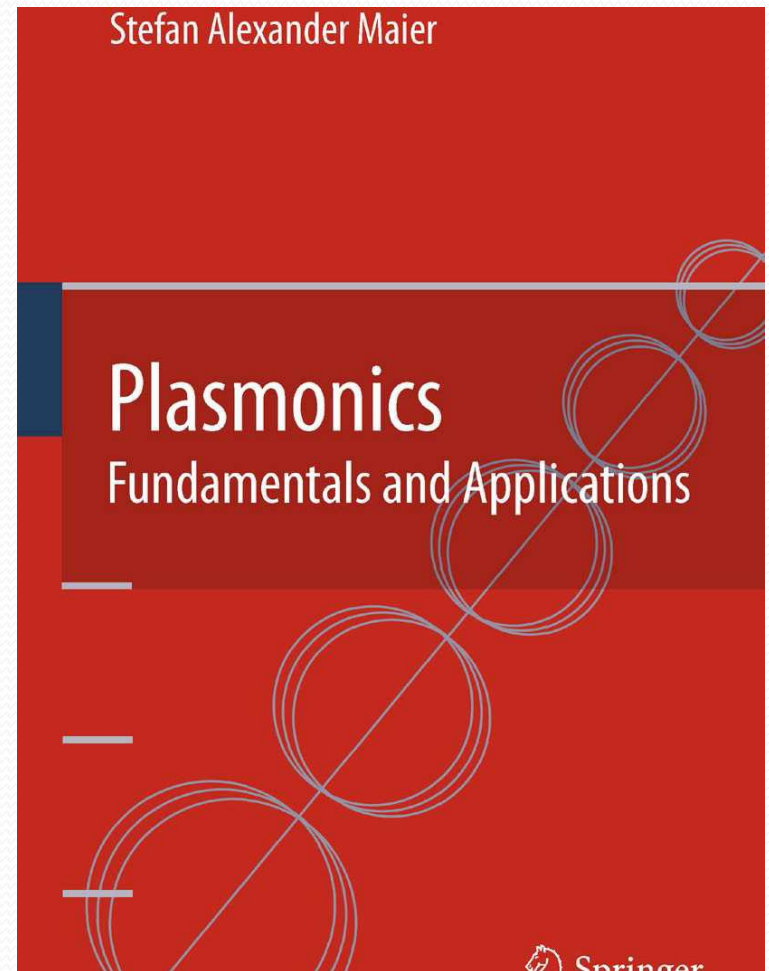
mamansouri@yahoo.com

mansouri@ece.usb.ac.ir

مرجع اصلی:

[1] Stefan A. Maier,
Plasmonics: Fundamentals and Applications
Springer, New York, 2007

Centre for Photonics & Photonic Materials
Department of Physics
University of Bath, United Kingdom
ISBN 0-387-33150-6 e-ISBN 0-387-37825-1
ISBN 978-0387-33150-8 e-ISBN 978-0387-37825-1



- ۱- مقدمه
- ۲- تاریخچه مختصر
- ۳- پلاسمون
- ۴- خواص نوری فلزات
- ۵- پلاریتون پلاسمون سطحی
- ۶- معادلات ماکسول و انتشار امواج الکترومغناطیس در محیط پلاسمونیک
- ۷- مثال هایی از نانوفوتونیک

۱- مقدمه مشکل کجاست؟

❖ **مشکل اصلی**، فشرده سازی و مجتمع سازی افزاره های الکترونیکی نیست، بلکه محدودیت **پهنای باند** آنهاست.

❖ **استفاده از نور** به جای سیگنال های الکتریکی به عنوان حامل اطلاعات، بهترین راه حل برای غلبه بر معضل سرعت و پهنای باند است.

❖ اما مشکل اساسی در استفاده از سیگنال های الکترومغناطیسی در افزاره و مدارهای مجتمع نوری، محدود بودن ابعادشان به **حد پراش نور** (Diffraction Limit) در محیط دی الکتریک است.

❖ **حد پراش نور**، اجازه محبوس سازی امواج الکترومغناطیسی در نواحی ابعاد نانو (یعنی کوچکتر از **طول موج نور**) در ماده را نمی دهد که این محدودیت راه را برای **موجبرهای پلاسمونیک** باز می کند.

چرا پلاسمونیک؟

- ❖ محدود کردن امواج الکترومغناطیسی در ناحیه ای بسیار کوچکتر از طول موج تا حدی دست نیافتنی به نظر میرسید، اما پلاسمونیک این امکان را فراهم آورد.
- ❖ یکی از راه های ساده برای غلبه بر حد پراش و رسیدن به محبوس سازی انرژی الکترومغناطیس (در فرکانس های نوری) در نواحی با ابعاد نانو، استفاده از مواد با ضریب دی الکتریک منفی است.
- ❖ فلزات (زیر ω_p) آسانترین مواد قابل دسترس برای هدایت نور در ابعاد کمتر از طول موج را فراهم میکنند.
- ❖ در حوالی فرکانسهای نوری، مدل الکترون آزاد برای فلزات به ضریبی گذردهی منفی منجر میشوند که در این صورت رفتار فلزات به اصطلاح، "پلاسمونی" میشود.
- ❖ در محدوده فرابنفش، فلزات خاصیت دی الکتریک با اتلاف پیدا میکنند، یعنی بخش حقیقی ضریب گذردهی آنها مثبت میشود و به امواج امکان انتشار میدهد.
- ❖ فلزات نجیب مانند طلا و نقره اتلاف زیادی دارند.

چرا پلاسمونیک؟

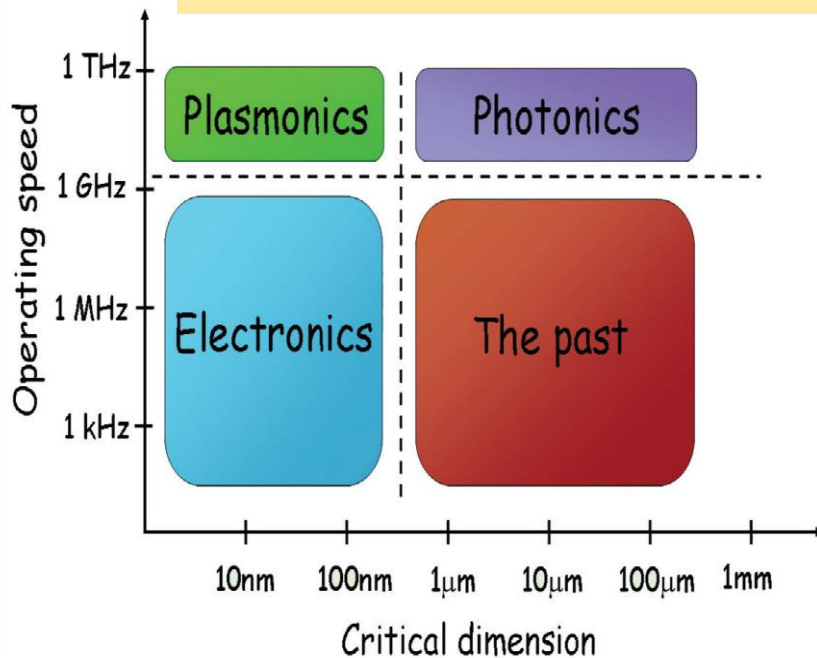
❖ هدایت در موجبرهای پلاسمونیک، بر اساس هدایت امواج سطحی توسط پلاریتون پلاسمون های سطحی صورت می گیرد. (پلاریتون پلاسمون های سطحی (Surface Plasmon Polariton)

✓ ابعاد مدارهای الکترونیک
 ✓ سرعت مدارهای فوتونیک

چرا پلاسمونیک؟

۱ - مقدمه

پلاسمونیک پلی بین الکترونیک و فوتونیک



شکل ۱. محدودیت اندازه و سرعت برای فناوری های مختلف

الکترونیک:
 ✓ ابعاد کوچک
 ✓ سرعت کم
 ✓ تاخیر زمانی اتصالات داخلی

فوتونیک:
 ✓ سرعت زیاد
 ✓ ابعاد بزرگ
 ✓ محدودیت پراش

✓ پلاسمونیک محدودیت سرعت در مدارهای الکترونیک و محدودیت اندازه در مدارهای فوتونی را از بین می برد و در نتیجه امکان دستیابی به مدارهایی با سرعت مدارهای فوتونی و ابعاد نانومتری مدارهای الکترونیک را فراهم می کند.
 ✓ بنابراین مدارهای پلاسمونیک می توانند به طراحان تراشه های کامپیوتری کمک کنند اتصالات و قطعات سریع بسازند که بتوانند مقادیر زیادی از داده ها را در یک تراشه جای دهند.

۱- مقدمه: پلاسمونیک چیست؟

- پلاسمونیک به مجموعه فناوری هایی اطلاق می شود که بررسی انتشار، محبوس شدگی و هدایت نور در اطراف نانوساختارهای فلزی و روش های کاربرد آن ها می پردازد.
- پلاسمونیک موضوعی قدیمی در الکترومغناطیس است و دانشمندان از سال ۱۹۰۰ پلاسمون سطحی را می شناختند، اما به دلیل پیشرفت های تکنولوژی علم نانو، به مبحثی جذاب و کاربردی تبدیل شده است.



● جام لیکرگوس (Lycurgus cup) مربوط به قرن چهارم میلادی

● خاصیت پراکندگی که مواد تشکیل دهنده جام دارند، زیبایی خاصی به آن می بخشد که در هنگام بازتاب نور، در سبز به نظر می رسد و هنگامی که درون آن چراغی روشن کنیم و نور از آن عبور کند، قرمز دیده می شود.

● رنگ جام را فرکانس تشدید پلاسمون های سطحی محلی نانوذره های فلزی بکار رفته درون شیشه آن تعیین می کنند.

(الف) تابش از بیرون جام (ب) تابش از درون جام

۲- تاریخچه مختصر (۱)

❖ ۱۹۰۴: اولین تحقیق هایی که آثاری از پلاسمون های سطحی در آن ها دیده شد. در این سال رنگ های درخشان شیشه های آلاینده با فلز که توسط رایلی کشف شده بود به کمک نظریه درود (Drude) توضیح داده شد

❖ ۱۹۵۶: چندین سال بعد، علت اتلاف انرژی الکترون هایی که در فلزات به سرعت در حرکتند بطور نظری توضیح داده شد و آن را ناشی از نوسان های گروهی الکترون های آزاد فلز عنوان کردند که آنرا پلاسمون نامیدند.

❖ ۱۹۵۶: در همین سال برای تزویج نور و نوسان الکترون های مقید عنوان پلاریتون انتخاب شد.

❖ ۱۹۵۷: در سال ۱۹۵۷ نخستین تحقیق در رابطه با توصیف نظری پلاسمون های سطحی انجام شد و نشان داده شد که در سطح فلزات مدهای پلاسمونی می توانند وجود داشته باشند.

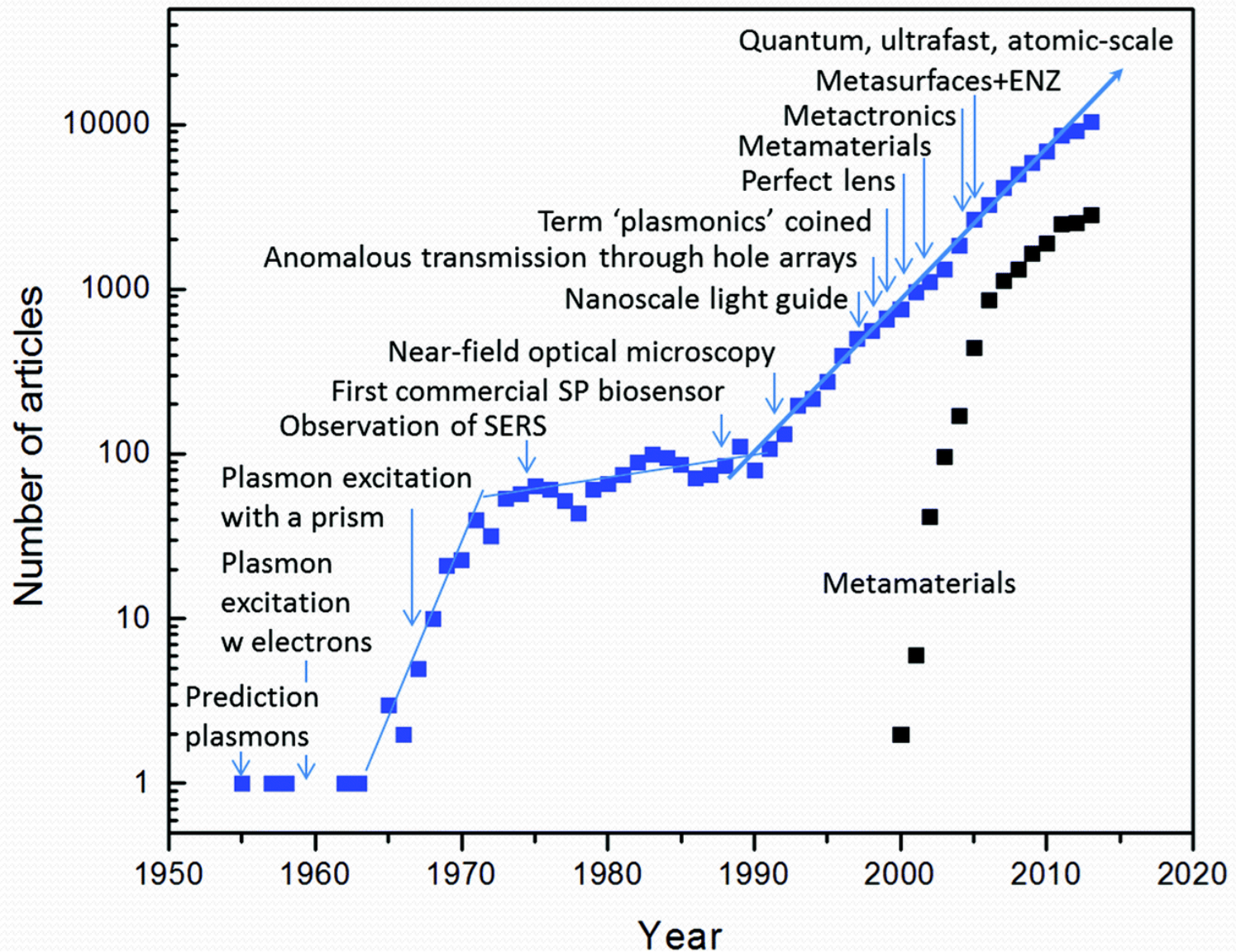
۲- تاریخچه مختصر (۲)

- ❖ ۱۹۶۷: (آغاز تحولات عظیم در عرصه پلاسمون های سطحی) اتو و همکارانش، گامی مهم در پیشرفت مفاهیم پلاسمون های سطحی برداشتند و روش هایی برای تحریک نوری پلاسمون های سطحی در ورقه های فلزی معرفی کردند.
- ❖ اگرچه تا این زمان خصوصیات پلاسمون های سطحی به خوبی بررسی شده بود ولی ارتباط آن با ویژگی های نوری نانوذره های فلزی کشف نشده بود و مشکلات پیاده سازی این ساختارها، پیشرفت آن ها را دچار مشکل کرده بود.
- ❖ ۱۹۷۰: برای اولین بار، خواص نوری نانوذره های طلا و نقره به کمک پلاسمون های سطحی تشریح شد که در نتیجه مقایسه خواص الکتریکی و نوری این نانوذره ها بدست آمد.
- ❖ ۱۹۸۹: توماس ابرسن در نتیجه آزمایش هایی متوجه شد که میزان نور عبوری از سطح ورقه نازک طلا که پوشیده از میلیون ها حفره ریز بود، بسیار بیشتر از حد مورد انتظار نظریه اپتیک بوده است و نشان داد تقریباً طلا (فلز) می تواند تمام نور برخوردی به سطح خود را به داخل یک روزنه یا منفذ باریک کانال بزند.
- ❖ طبق نظریه اپتیک تنها درصد خیلی کمی از نور تابیده شده به حفره با قطر چند صد نانومتری در سطح فلز می تواند عبور کند.

۲- تاریخچه مختصر (۳)

- ❖ ۱۹۹۸: پیتر وولف، با توجه به رفتار الکترون ها در فلزات، دریافت که تابش نور به سطح فلز می تواند دریای الکترون های سطح فلز را به نوسان وادارد.
- ❖ نشان داد که اگر فرکانس نور تابشی و فرکانس تشدید پلاسمون های سطحی بر هم منطبق باشند (انرژی و تکانه فوتون و پلاسمون های سطحی یکسان باشند) پدیده مشاهده شده توسط ابرن رخ می دهد.
- ❖ در نهایت این نظریه در همان سال در مجله nature به چاپ رسید. این مقاله به همراه دو مقاله ای که در سال قبل آن به چاپ رسیده بود، سرآغازی برای مطالعه مجدد مباحث مدرن پلاسمونیک شد.
- ❖ در مقاله اول نشان داده شده بود که می توان نور را بوسیله پلاسمون های سطحی، از نانو سیم های فلزی کوچکتر از حد پراش نور عبور داد.
- ❖ در مقاله دوم، متمرکز کردن نور در ابعاد نانو (متمرکز کردن انرژی نور در نواحی با ابعاد نانو) با استفاده مدهای پلاسمونیک در ساختارهای فلزی گوه ای (Wedge-like metallic structures) بحث شد.

Number of published articles in plasmonic



خلاصه تاریخچه

رابرت وود به ویژگی های غیر قابل توضیحی از نور جذب شده در سطح یک پراشه فلزی دست یافت.

۱۹۰۲

می، نظریه خود را درباره پراکنش نور توسط ذرات کروی شکل ارائه داد.

۱۹۰۸

دیوید پینز، تلفات انرژی ناشی از حرکت الکترون ها را به نوسان تجمعی الکترون های آزاد نسبت داد.

۱۹۵۶

اتو، رایبدر و کرشمن رفتار غیر طبیعی یک پراشه فلزی را به پلاسمون های سطحی نسبت دادند.

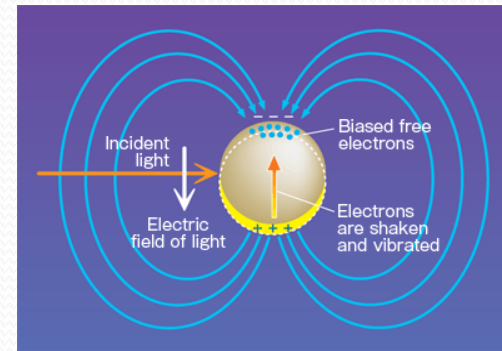
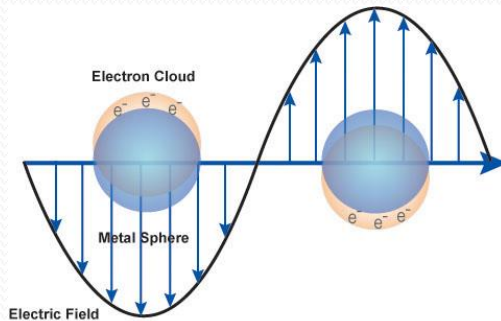
۱۹۶۸

ولف، افزایش شدت نور عبوری از ورقه طلا را با پلاسمون های سطحی توجیه کرد.

۱۹۸۹

۳- پلاسمون

نوسان های همسان و منسجم الکترون های باند هدایت فلزات، نوسان های پلازما نام دارد.



شکل ۲. نانو ذره در حضور میدان الکتریکی [۲]. شکل ۳. جابجایی ابر الکترونی اتم فلز در حضور میدان الکتریکی [۲].

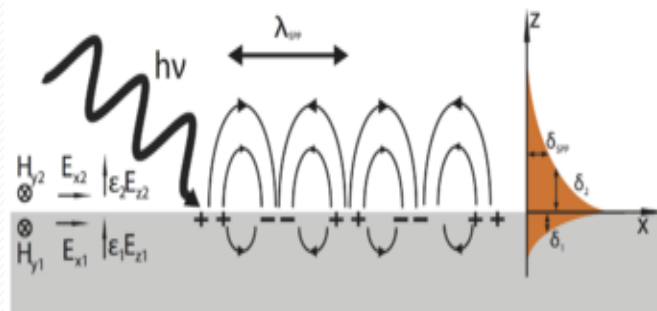
پلاسمون نانو ذره ای

پلاسمون های حجمی

پلاسمون های سطحی

۳-۱- پلاسمون پلاریتون سطحی

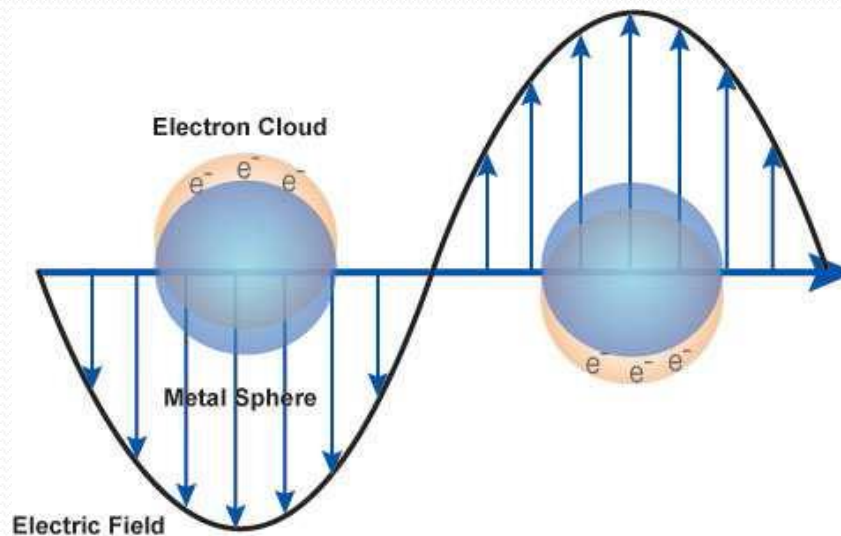
پلاسمون پلاریتون سطحی، تحریک های الکترومغناطیسی منتشر شونده در سطح تماس فلز و عایق می باشند که می توانند مدهای مختلفی را در سطح ایجاد کنند.



شکل ۴. نمایش میدان الکتریکی و عمق نفوذ میدان الکتریکی در فلز و عایق.

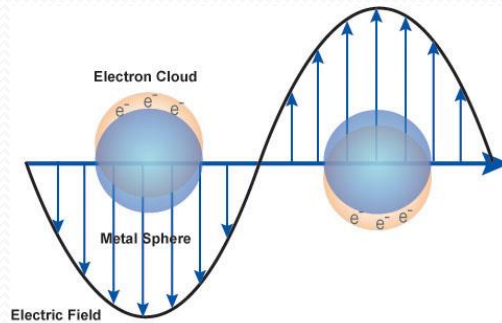
۳-۲- انواع پلاسمون

- در صورتی که میدان الکترومغناطیسی نوری با روش مناسب به سطح فلز تابیده شود، الکترون های آزاد تحت تاثیر این میدان، نسبت به یون های مثبت هسته جابجا می شوند.
- این نوسانات همسان و منسجم الکترون ها در فلزات، نوسان های پلازما (پلاسمون) نامیده می شوند.
- پلاسمونیک به دو جز تقسیم می شود که هر کدام از آنها کاربردی از فلزات و امواج الکترومغناطیسی در مشخصات نانومتری در ساختار های دو بعدی، تک بعدی و حتی صفر بعدی است. این دو حوزه عبارتند از:
- پلاسمون های سطحی موضعی (Localized Surface Plasmon)
- پلاسمون پلاریتون های سطحی (Surface Plasmon Polariton)
- پلاریتون

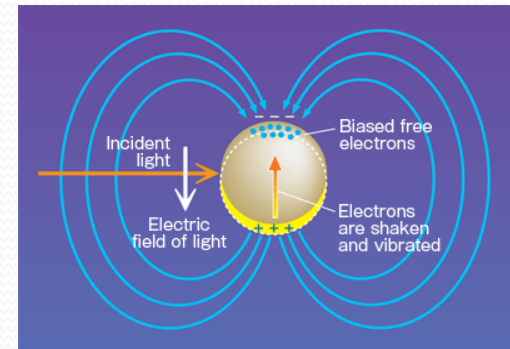


نوسان های همسان و منسجم الکترون های باند هدایت فلزات، **نوسان های پلازما** نام دارد.

میدان الکترومغناطیسی نوری که با **روش مناسب** به فلز تابیده می شود، می تواند الکترون های باند هدایت را دچار **قطبی شدگی** نماید. به این معنی که الکترون ها مطابق شکل های زیر تحت تاثیر میدان اعمالی قرار گرفته و نسبت به یون های مثبت هسته **جابجا** می شوند.



شکل ۳. جابجایی ابر الکترونی اتم فلز در حضور میدان الکتریکی



شکل ۲. نانو ذره در حضور میدان الکتریکی

وابسته به اندازه فلز، میان **مدهای مختلف نوسان های پلاسمونیک** باید تمایز قائل شد:

- تشدید **پلاسمون های حجمی** در اجسام فلزی **سه بعدی** اتفاق می افتند.
- تشدید **پلاسمون های سطحی** در مرز مشترک **فلز- عایق** اهمیت می یابند و
- تشدید **پلاسمون نانو ذره ای** تاثیر مستقیم طیف های نوری روی **نانو ذره های** فلزی است.

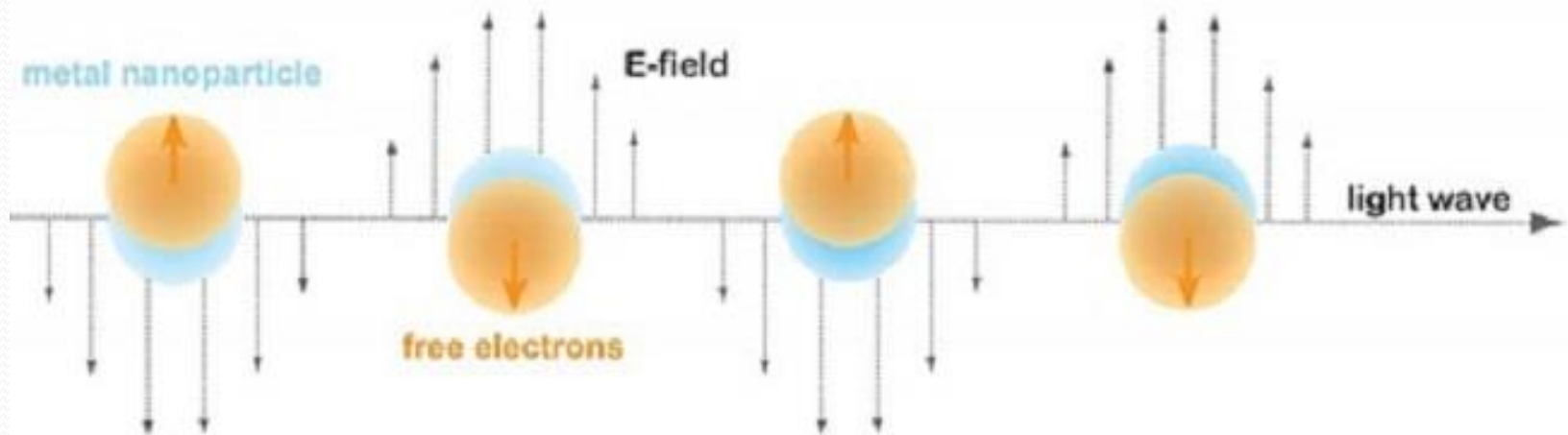
پلاسمون های حجمی

پلاسمون های سطحی

پلاسمون نانو ذره ای

۳-۳- تشدید پلاسمون های سطحی

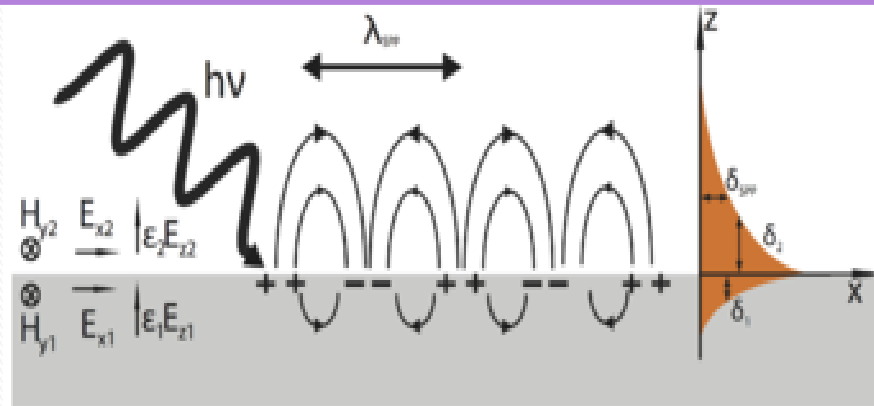
- تشدید پلاسمون های سطحی، نوسان هماهنگ و تجمعی الکترون های فلزی است که توسط پرتو تابشی تحریک شده اند.
- شرط نوسان: فرکانس فوتون های پرتو تابش شده با فرکانس طبیعی الکترون های سطحی یکسان شود.
- تشدید پلاسمون های سطحی در ساختارهای با ابعاد نانومتری، تشدید پلاسمون های سطحی موضعی نامیده می شود.
- پلاسمون های سطحی موضعی، تحریک بدون انتشار الکترون های آزاد نانو ساختارهای فلزی است که میدان الکترومغناطیسی به آن ها تزویج شده است.
- با دور شدن از سطح نانوذره فلزی، شدت میدان الکترومغناطیسی (به طور مشخص شدت میدان الکتریکی) به صورت نمایی کاهش می یابد
- نوسان الکترون های سطحی و میدان الکتریکی اطراف آنها در تشدید پلاسمون های سطحی موضعی



❖ پلاسمون های سطحی آن دسته از پلاسمون هایی هستند که محدود به سطح شده، به صورت قوی با نور بر هم کنش کرده و باعث تولید پلاریتون می شوند.

❖ پلاریتون پلاسمون سطحی، تحریک های الکترومغناطیسی منتشر شونده در سطح تماس فلز و عایق می باشند که می توانند مدهای مختلفی را در سطح ایجاد کنند، دامنه این مدهای سطحی در هر دو محیط به صورت نمایی کاهش می یابد.

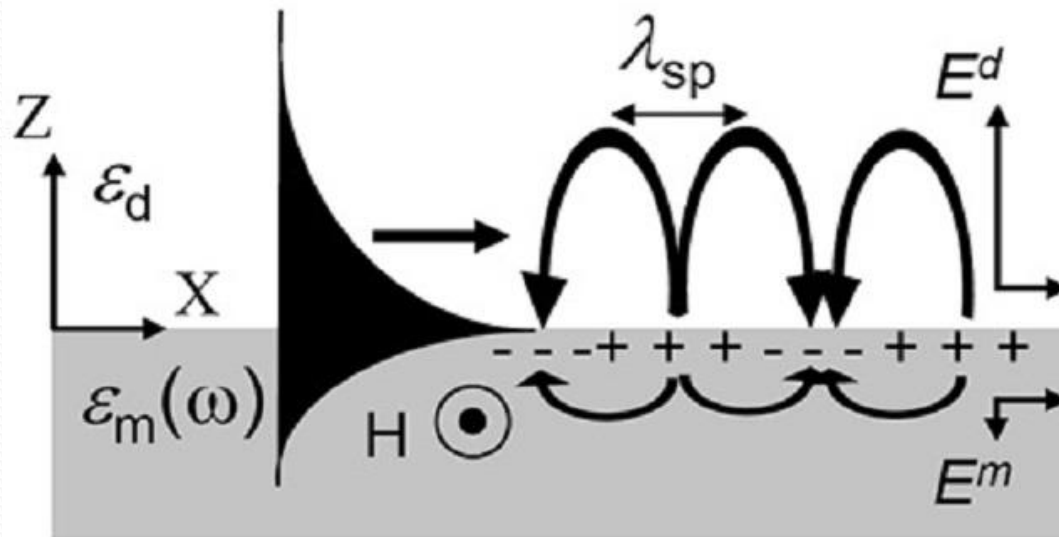
❖ پلاریتون های سطحی شکل های متفاوتی را به خود می گیرند. این شکل ها، امواج پلاسمای الکترون های آزاد که در طول فلز منتشر می شوند، تا نوسان های محلی الکترون ها در نانو ذرات فلزی را شامل می شود.



نمایش میدان الکتریکی و عمق نفوذ میدان الکتریکی در فلز و عایق.

۳-۴- پلاریتون پلاسمون سطحی یا SPP

- ❖ پلاریتون پلاسمون های سطحی یا SPP تحریک های الکترومغناطیسی هستند که به الکترون های آزاد نوسان کننده سطحی در فلزات تزویج می شوند تا بتوانند به طور طولی در سطح واسط فلز-دی الکتریک انتشار یابند.
- ❖ نمایی از ایجاد اجزای میدان الکترومغناطیسی پلاسمون های سطحی در سطح تماس فلز-دی الکتریک در
- ❖ البته پرتو الکترومغناطیسی تابیده شده باید دارای شرایطی باشد: از جمله طوری تابانده شود که بازتاب داخلی کامل ایجاد شود و دارای قطبش طولی (P-Polarized) باشد.



۴- مروری بر ویژگی های الکترومغناطیسی فلزات

- فلزات تعداد زیادی الکترون آزاد در نوار هدایت خود دارند، بنابراین می توان آنها را بصورت دریایی از الکترون آزاد تصور کرد که حرکتی آزادانه ولی در خلاف یون مثبت هسته دارند. این مدل که به **مدل پلاسما** معروف است تنها الکترون های آزاد فلز را در نظر می گیرد. رفتار فلز در برابر امواج الکترومغناطیسی بیشتر وابسته به همین الکترون های آزاد است.
- **پلاسمون** نقش عمده ای در توجیه **خواص نوری فلزات** دارد. با توجه به رابطه پاشندگی در سطح فلز:
- نور با فرکانس **پایینتر از فرکانس پلاسما** (فرکانس نوسان پلاسمون ها) **بازتاب** میشود، زیرا الکترونها در فلز، میدان الکتریکی نور را نمایش می دهند.
- نور با فرکانس **بالای فرکانس پلاسما** از سطح فلز **عبور** می کند، زیرا الکترون ها نمی توانند به اندازه کافی سریع، به نمایش آنها پاسخ دهند.
- بسیاری از فلزات که **فرکانس پلاسما** آنها در ناحیه **فرابنفش** قرار دارد، در ناحیه مرئی براق هستند.
- برخی از فلزات مانند **مس و طلا**، در ناحیه **مرئی** دارای گذارهای باند الکترونی هستند، در نتیجه انرژی های نوری خاص جذب می شوند.
- در نیمه رساناها، **فرکانس پلاسمای** الکترون ظرفیت، معمولاً در **اعماق فرابنفش** است، به همین دلیل آنها نیز بازتابنده هستند.

۴-۱- معادلات ماکسول و انتشار امواج الکترومغناطیس در محیط پلاسمونیک

❖ بر همکنش بین فلزات و میدانهای الکترومغناطیس را می توان در چارچوب **کلاسیک** مبتنی بر معادلات ماکسول توصیف کرد.

❖ حتی نانوساختارهای حدود چندین **نانومتر** را نیز می توان **بدون** آنکه نیاز به ورود به مباحث مکانیک کوانتومی باشد، توصیف کرد.

❖ بنابراین خواص نوری فلزات در قلمرو **تئوری های کلاسیک** قرار می گیرد، اگر چه این مطلب به معنای عدم وقوع پدیده های نوری مختلف که ناشی از وابستگی شدید خواص نوری به فرکانس است، نمی باشد.

(1) به ازای فرکانس های تا بخش **مرئی طیف**، فلزات به شدت امواج را **بازتاب** نموده و اجازه وارد شدن امواج را به داخل فلز نمی دهند. در این گستره فرکانس های پایین، تقریب **هادی ایده آل** با هدایت بی نهایت یا مقداری مشخص برای اغلب مقاصد معتبر می باشد، زیرا تنها مقدار اندکی از امواج الکترومغناطیس به درون فلز نفوذ می کنند.

(2) در فرکانس های بالاتر نزدیک به **قسمت فرورسرخ و مرئی طیف**، میزان **نفوذ** میدان ها به شکل قابل ملاحظه ای افزایش می یابد که این پدیده منجر به **افزایش میزان تلفات** توان می شود.

(3) در نهایت، در فرکانس های **فرابنفش**، فلزات خواص **دی الکتریکی** کسب کرده و **اجازه انتشار امواج**، البته با میزان تلفات مختلف وابسته به ساختار باند الکترونیکی را می دهند

۴-۲- معادلات ماکسول و انتشار امواج الکترومغناطیس

این معادلات، چهار میدان ماکروسکوپیکی D (بردار جابجایی دی الکتریک)، E (بردار میدان الکتریکی)، H (بردار میدان مغناطیسی) و B (بردار القای مغناطیسی یا چگالی شار مغناطیسی) را با "چگالی بار خارجی ρ_{ext} " و "چگالی جریان خارجی J_{ext} "، مرتبط می‌سازد. توجه شود که ما از روند معمول که معادلات ماکروسکوپی را توسط تقسیم کردن "چگالی بار کلی ρ_{tot} " و "چگالی جریان کلی J_{tot} "، به دو قسمت "آزاد" و "مقید" ارائه می‌دهد، پیروی نمی‌کنیم که البته آن روش هم یک دسته‌بندی دلخواه است ولی می‌تواند (بخصوص در زمینه‌ی سطح تماس‌های فلزات) باعث پیچیده شدن کاربرد شرایط مرزی برای بردار جابجایی دی الکتریک شود [2]. در عوض، در روش ارائه شده در این تحقیق، بین چگالی بار و جریان خارجی (J_{ext}, ρ_{ext}) و چگالی بار و جریان داخلی (J, ρ) تمایز قائل می‌شویم بطوریکه در مجموع $\rho_{tot} = \rho_{ext} + \rho$ و $J_{tot} = J_{ext} + J$ ، می‌باشد. مجموعه‌ی خارجی، سیستم را تحریک می‌کند در حالیکه مجموعه‌ی داخلی به تحریک خارجی پاسخ می‌دهد

$$\nabla \cdot D = \rho_{ext}$$

$$\nabla \cdot B = 0$$

$$\nabla \times E = -\partial B / \partial t$$

$$\nabla \times H = J_{ext} + \partial D / \partial t$$

چهار میدان ماکروسکوپیک، بوسیله‌ی بردارهای "قطبی شدگی P" و "مغناطیش شدگی M"

نیز بصورت ذیل به یکدیگر مرتبط می‌باشند:

$$D = \epsilon_0 E + P$$

$$D = \epsilon_0 \epsilon E$$

$$P = \epsilon_0 \chi E$$

$$J = \partial P / \partial t$$

$$H = \frac{1}{\mu_0} B - M$$

$$B = \mu_0 \mu E$$

$$J = \sigma E$$

$$(\nabla \cdot J = -\partial \rho / \partial t)$$

که ϵ_0 و μ_0 ، به ترتیب ضریب گذردهی الکتریکی و ضریب نفوذپذیری مغناطیسی می‌باشند. از

آنجاییکه ما در این تحقیق بر روی محیط‌های غیرمغناطیسی کار می‌کنیم، دیگر نیازی نیست که پاسخ

مغناطیسی M را در نظر بگیریم و می‌توانیم بحث خود را بر روی پدیده‌های قطبی شدگی محدود

نماییم. بردار P، ممان دو قطبی الکتریکی در واحد حجم در درون ماده را، که بوسیله‌ی هم راستا

شدن ماکروسکوپیک دو قطبی‌ها با میدان الکتریکی پدید می‌آید، توصیف می‌نماید. این بردار به

چگالی بار داخلی بوسیله‌ی رابطه‌ی $\nabla \cdot P = -\rho$ ، مرتبط می‌گردد. اصل بقای بار $(\nabla \cdot J = -\partial \rho / \partial t)$

$$D(K, \omega) = \varepsilon_0 \varepsilon(K, \omega) E(K, \omega)$$

$$J(K, \omega) = \sigma(K, \omega) E(K, \omega)$$

$$\varepsilon(K, \omega) = 1 + i \frac{\sigma(K, \omega)}{\varepsilon_0 \omega}$$

در برهم کنش بین نور و فلزات، شکل کلی پاسخ دی‌الکتریک $\varepsilon(K, \omega)$ را می‌توان به حد "پاسخ موضعی مکانی" به صورت $\varepsilon(K=0, \omega) = \varepsilon(\omega)$ ساده کرد. این ساده سازی تا زمانی اعتبار دارد که طول موج λ در ماده، بسیار بلندتر از همه‌ی ابعاد مشخصه مثل اندازه‌ی سلول واحد یا "مسیر میانگین آزاد الکترون‌ها" باشد. این شرط بطور کلی، هنوز در فرکانس‌های فرابنفش نیز برقرار است.

در کل، $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ و $\sigma(\omega) = \sigma_1 + i\sigma_2$ توابع مختلطی از فرکانس‌های زاویه‌ای می‌باشند

مشخصات پاشندگی را می توان توسط یک تابع دی الکترونیک مختلط توصیف کرد

$$\varepsilon(K, \omega) = 1 + \frac{i\sigma(K, \omega)}{\varepsilon_0 \omega}$$

خواص نوری مواد در یک بازه فرکانسی گسترده توسط مدل های پاشندگی تعیین می شود.

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\gamma\omega}$$

تابع دی الکترونیک برای الکترون های آزاد، به دست آمده توسط مدل درود به صورت ذیل است: که در رابطه فوق ω فرکانس پلاسمای فلز و γ ضریب میرایی نوسان کننده ها است.

✓ به دلیل وجود الکترون های مقید، این مدل به تنهایی قادر به ارائه توصیف دقیقی از خواص نوری بسیاری از فلزات نیز نمی باشد. بنابراین مدلی که برای توصیف این فلزها صدق می کند به شکل ذیل خواهد بود: (مدل لورنتس)

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + i\gamma_e \omega} + \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j \omega}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_f + \delta\varepsilon_b$$

ε_f تابع دی الکترونیک الکترون های آزاد.

$\delta\varepsilon_b$ تابع دی الکترونیک ناشی از نوسان کننده های لورنتس.

خواص نوری مواد در یک بازه فرکانسی گسترده توسط مدل های پاشندگی تعیین می شود.

تابع دی الکتریک برای الکترون های آزاد، به دست آمده توسط مدل درود به صورت ذیل است:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\gamma\omega}$$

که در رابطه فوق ω فرکانس پلاسمای فلز و γ ضریب میرایی نوسان کننده ها است.

✓ به دلیل وجود الکترون های مقید، این مدل به تنهایی قادر به ارائه توصیف دقیقی از خواص نوری بسیاری از فلزات نیز نمی باشد.

بنابراین مدلی که برای توصیف این فلزها صدق می کند به شکل ذیل خواهد بود:

$$\varepsilon = \varepsilon_f + \delta\varepsilon_b \quad \varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + i\gamma_e\omega} + \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j\omega}$$

ε_f تابع دی الکتریک الکترون های آزاد.

$\delta\varepsilon_b$ تابع دی الکتریک ناشی از نوسان کننده های لورنتس.

۴-۲- تابع دی الکتریک گاز الکترون های آزاد

در صورت اعمال میدان الکتریکی به فلز، الکترون های آزاد به نوسان در می آیند و در اثر برخورد با هم با فرکانس برخورد $\gamma = \frac{1}{\tau}$

(Collision Frequency) ارتعاشات آنها میرا می شود. زمان استراحت (relaxation time) گاز الکترون های آزاد تعریف می شود.

جابجایی الکترونی به جرم m در دریایی از الکترون و در اثر اعمال میدان الکتریکی E از رابطه زیر بدست می آید:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + m\gamma \frac{dx}{dt} = -eE$$

که در آن x جابجایی الکترون و e بار الکترون است. با فرض اینکه میدان تابیده شده بصورت $E = E_0 e^{-j\omega t}$ باشد، جواب

خصوصی معادله دیفرانسیل فوق از رابطه ی زیر بدست می آید:

$$x = x_0 e^{-j\omega t}$$

$$x_0 = \frac{e}{m(\omega^2 + j\gamma\omega)} E_0$$

جابجایی الکترون‌ها با چگالی حجمی n باعث ایجاد بردار قطبشی برابر $P = -nex$ خواهد شد.

$$P = -\frac{ne^2}{m(\omega^2 + j\omega\gamma)}E \quad D = \epsilon_0\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\omega\gamma}\right)E$$

که در آن $\omega_p = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m}$ بسامد پلاسمای گاز الکترون‌های آزاد نامیده می‌شود. بنابراین تابع دی‌الکتریک گاز الکترون‌های آزاد بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\epsilon(\omega) = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\omega\gamma}\right)$$

رابطه $\epsilon(\omega)$ بدست آمده در معادله بالا به مدل درود (Drude) برای پاسخ نوری فلزات مشهور است. مقادیر حقیقی و موهومی آن به ترتیب به شکل زیر هستند:

$$\epsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad \epsilon_2 = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)}$$

برای بررسی رفتار فلز در فرکانس های مختلف، ابتدا محدوده‌ی فرکانس‌های کمتر از فرکانس تشدید پلاسما را بررسی می‌کنیم. در این محدوده، فلزات خاصیت فلزی خود را حفظ می‌کنند. برای فرکانس‌های نزدیک فرکانس تشدید پلاسما، $\tau\omega \gg 1$ است که تابع دی‌الکتریک بصورت زیر خواهد بود:

در این ناحیه موج میرایی ناچیزی دارد و $\epsilon(\omega)$ یک مقدار حقیقی است که تابع دی‌الکتریک الکترون آزاد پلاسما بدون تلفات است. توجه شود که رفتار فلزات نجیب در این ناحیه فرکانسی بطور کامل تغییر می‌کند و منجر به افزایش قسمت موهومی تابع دی‌الکتریک می‌شود.

در فرکانس‌های پایین که $\omega \ll \tau^{-1}$ است، $\epsilon_2 \gg \epsilon_1$ که باعث می‌شود قسمت حقیقی و موهومی ضریب شکست هم‌اندازه شوند:

$$n \approx \kappa = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{2}} = \sqrt{\frac{\tau\omega_p^2}{2\omega}} \quad (29-2)$$

در این ناحیه، فلزات عمدتاً جذب هستند که ضریب جذب آن‌ها بصورت زیر تعریف می‌شود [۱۲]:

$$\alpha = \left(\frac{2\tau\omega_p^2\omega}{c^2} \right)^{1/2} \quad (30-2)$$

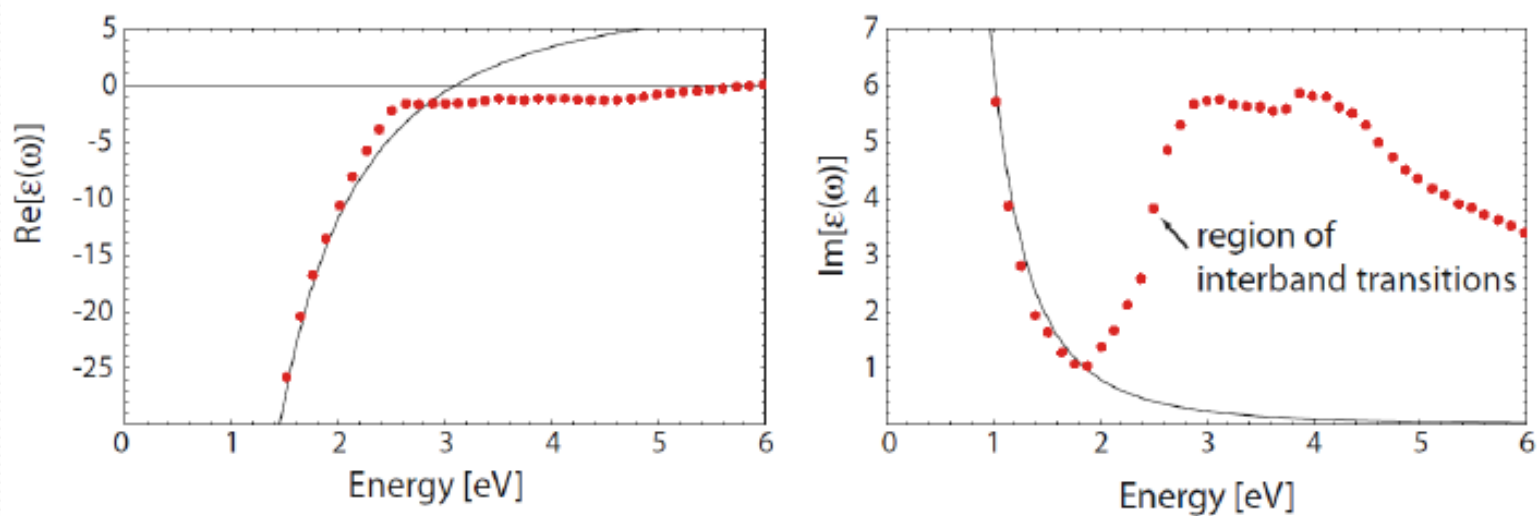
جذب بودن فلزات در فرکانس‌های پایین تا زمانی معتبر است که فاصله آزاد متوسط الکترون خیلی کوچکتر از عمق نفوذ $\delta = 2/\alpha$ باشد.

مدل درود، تنها الکترون‌های لایه ظرفیت را در نظر می‌گیرد. در صورتی که بخواهیم مدل دقیقتری از فلز بدست آوریم لازم است اصلاحاتی بر روی مدل انجام پذیرد. دلیل اصلی این تغییرات، انتقال‌های میان لایه‌ای (Interband Transition) الکترون‌هاست که تابع دی‌الکتریک را تغییر می‌دهد. مطلبی که در مدل درود پیش‌بینی نشده بود. انتقال میان لایه‌ای زمانی رخ می‌دهد که انرژی فوتون تابیده شده به اتم فلز به قدری باشد که بتواند الکترونی از لایه داخلی را تحریک کند و به لایه‌های بالاتر بکشد. این انتقال که در فرکانس‌های خاصی اتفاق می‌افتد، در مدل درود تداخل ایجاد می‌کند.

تا اینجا فرض بر روی فلز الکترون آزاد ایده‌ال بود. در ادامه به مقایسه مدل درود با فلزات واقعی که در بحث پلاسمونیک مهم است می‌پردازیم. در مدل الکترون آزاد، در فرکانس‌های $\omega \gg \omega_p$ داریم $\epsilon \rightarrow 1$. برای فلزات نجیب (مثل طلا و نقره) توضیحات الحاقی برای مدل درود در ناحیه فرکانسی $\omega > \omega_p$ (ناحیه‌ای که پاسخ بیشتر تحت تاثیر الکترون‌های آزاد باند s است) وجود دارد چون باندهای **d** پر شده نزدیک به سطح فرمی (Fermi surface)، محیطی خیلی قطبیده (highly polarized environment) بوجود می‌آورد. این قطبش اضافی، بدلیل بار مثبت هسته یون‌ها، می‌تواند با جمله اضافی $P_\infty = \epsilon_0(\epsilon_\infty - 1)E$ در رابطه $D = \epsilon_0 E + P$ توصیف شود. که **P** قطبش به دلیل الکترون‌های آزاد است (به تنهایی). این اثر بنابراین با ثابت دی‌الکتریک ϵ_∞ (که مقداری بین ۱ تا ۱۰ دارد) و می‌توانیم بنویسیم:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\gamma\omega}$$

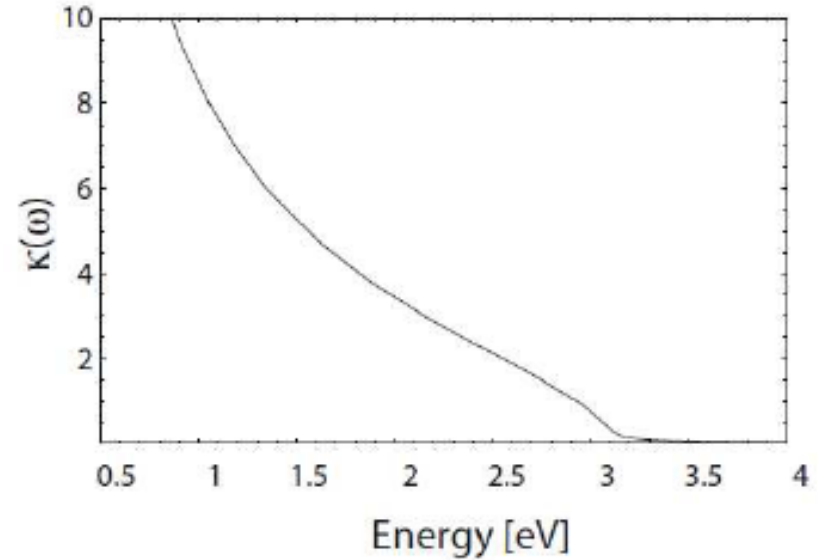
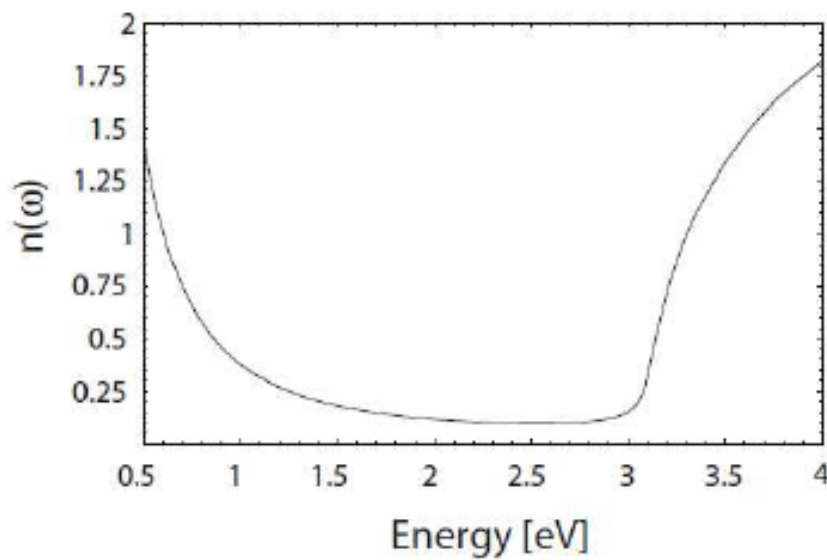
اعتبارسنجی رابطه بالا، به عنوان نمونه برای فلز طلا، در شکل ۱-۲ نشان داده شده است. این شکل مقادیر حقیقی و موهومی تابع دی‌الکتریک طلا را نشان می‌دهد که بر روی مقادیر تجربی تابع دی‌الکتریک طلا که توسط جانسون بدست آمده قرار داده شده است [۱۴].



شکل ۱-۲. تابع دی‌الکتریک گاز الکترون‌های آزاد (خط پر) تنظیم شده بر روی مقادیر گزارش شده توسط جانسون برای طلا [۱۴] (خط چین) گذارهای بین باندهای مرئی را در فرکانس‌های مرئی و بالاتر محدود می‌کند.

همانطور که از شکل پیداست، در فرکانس‌های مرئی، مدل الکترون آزاد به دلیل گذارهای بین باندهای عملی نیست و منجر به

ود. نمودار قسمت حقیقی و موهومی ضریب شکست فلز نقره مرتبط با مقادیر تنظیم شده در شکل بالا، در شکل



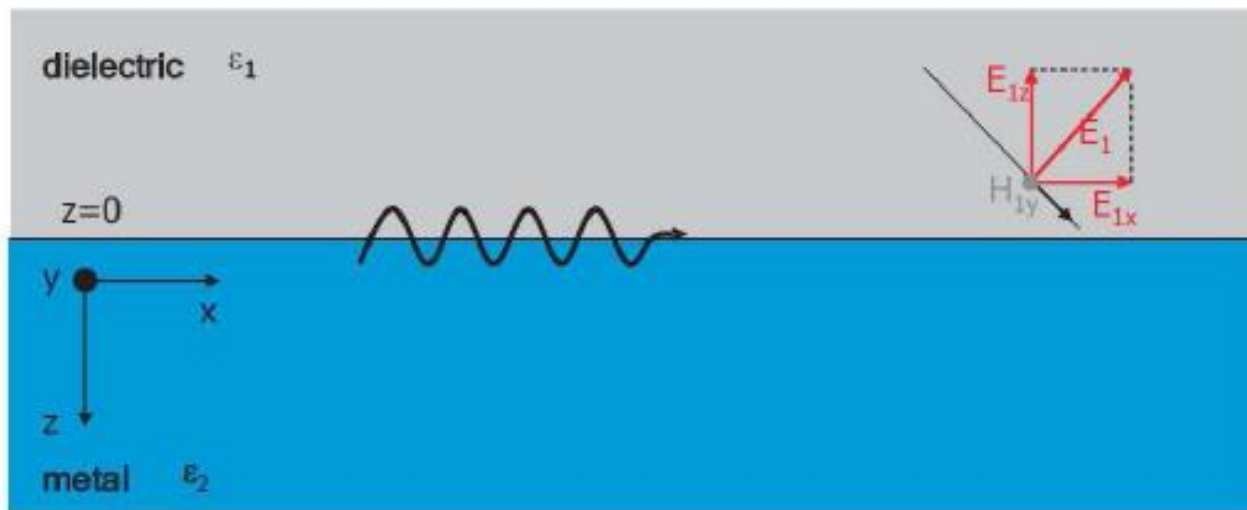
شکل ۲-۲. قسمت حقیقی (سمت چپ) و قسمت موهومی (سمت راست) ضریب شکست نقره [۱۲].

۴-۳- پلاسمون های سطحی

پلاسمون، کوانتوم ارتعاشات پلازما در نظر گرفته می‌شود. پلاسمون شبه‌ذره‌ای است که نتیجه‌ی کوانتیزاسیون نوسانات پلازما است. درست همانند فوتون برای ارتعاشات الکترومغناطیسی و فونون برای ارتعاشات مکانیکی. با این تفاوت که فوتون از ذرات بنیادی است. پلاسمون نوسانات دسته جمعی (collective oscillations) گاز الکترون‌های آزاد، بعنوان مثال، در فرکانس‌های نوری است [۱۵].

پلاسمون‌های سطحی، پلاسمون‌هایی همراه با نوسانات دسته جمعی الکترون‌ها هستند که در سطح بین یک فلز و یک دی‌الکتریک محصور شده‌اند. هنگامی که یک پلاسمون سطحی با یک فوتون (کوانتومی از ارتعاشات الکترومغناطیسی) جفت می‌شود، شبه ذره دیگری به نام پلاریتون پلاسمون سطحی (SPP) بوجود می‌آید. همانطوری که در شکل زیر نشان داده شده است، پلاریتون پلاسمون‌های سطحی، امواجی هستند که در مرز مشترک فلز و دی‌الکتریک منتشر می‌شوند و در جهت عمود بر راستای انتشار میرا می‌شوند [۱۶]. تزویج نور با پلاریتون‌های سطحی (و تشکیل پلاریتون پلاسمون سطحی) به موج کمک می‌کند تا در امتداد مرز مشترک فلز - دی‌الکتریک به پیش رود. به این ترتیب مشکل حد پراش نور حل شده و نور می‌تواند در ابعاد کوچکتر از حد پراش انتشار یابد که مهمترین نتیجه و دست‌آورد ساختارهای پلاسمونیک است.

برای استخراج معادلات انتشار پلازمتون پلاسمون‌های سطحی، دوباره از معادلات ماکسول شروع می‌کنیم و آنرا بطور جداگانه برای قسمت فلز و دی‌الکتریک حل می‌کنیم. برای شروع، شکل زیر را فرض می‌کنیم که در آن فلز و دی‌الکتریک بطور نامحدود در صفحه $x-y$ در $z=0$ قرار گرفته‌اند.



شکل ۲-۳. مرز بین صفحه $x-y$ بین دی‌الکتریک (بالا) و فلز (پایین)

شرایط پیوستگی اجزای میدان عمود و عرضی در این مرز بصورت زیر هستند [۱۷]:

$$E_{1,x/y} = E_{2,x/y} , \quad H_{1,x/y} = H_{2,x/y}$$

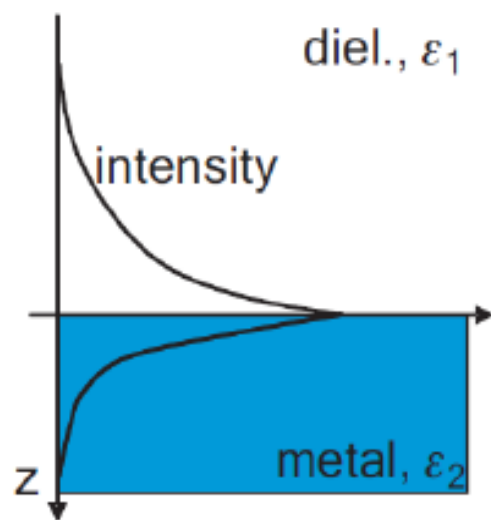
$$D_{1,z} = D_{2,z} , \quad B_{1,z} = B_{2,z}$$

که شاخص (۱) نشانگر دی‌الکتریک و (۲) نشان دهنده‌ی فلز است. تحت این شرایط هیچ مد TE (transverse-electric) وجود ندارد [۱۲]. برای مد TM با فرض اینکه بردار موج بصورت $k_i = (\beta, 0, k_{i,z})$ باشد که $\beta = k_x$ ثابت انتشار در جهت x است، داریم:

$$\frac{k_{1,z}}{\varepsilon_1} = \frac{k_{2,z}}{\varepsilon_2}$$

ما بدنبال جواب‌هایی هستیم که مدهای محبوس در مرز را توصیف کند. پس مولفه‌های $k_{i,z}$ باید موهومی و خلاف علامت باشند. یعنی $k_{1,z} = +ik_1$. در این روش، همانطور که در شکل ۲-۴ نشان داده شده است، میدان‌ها بطور نمایی در دو نیمه فضا میرا

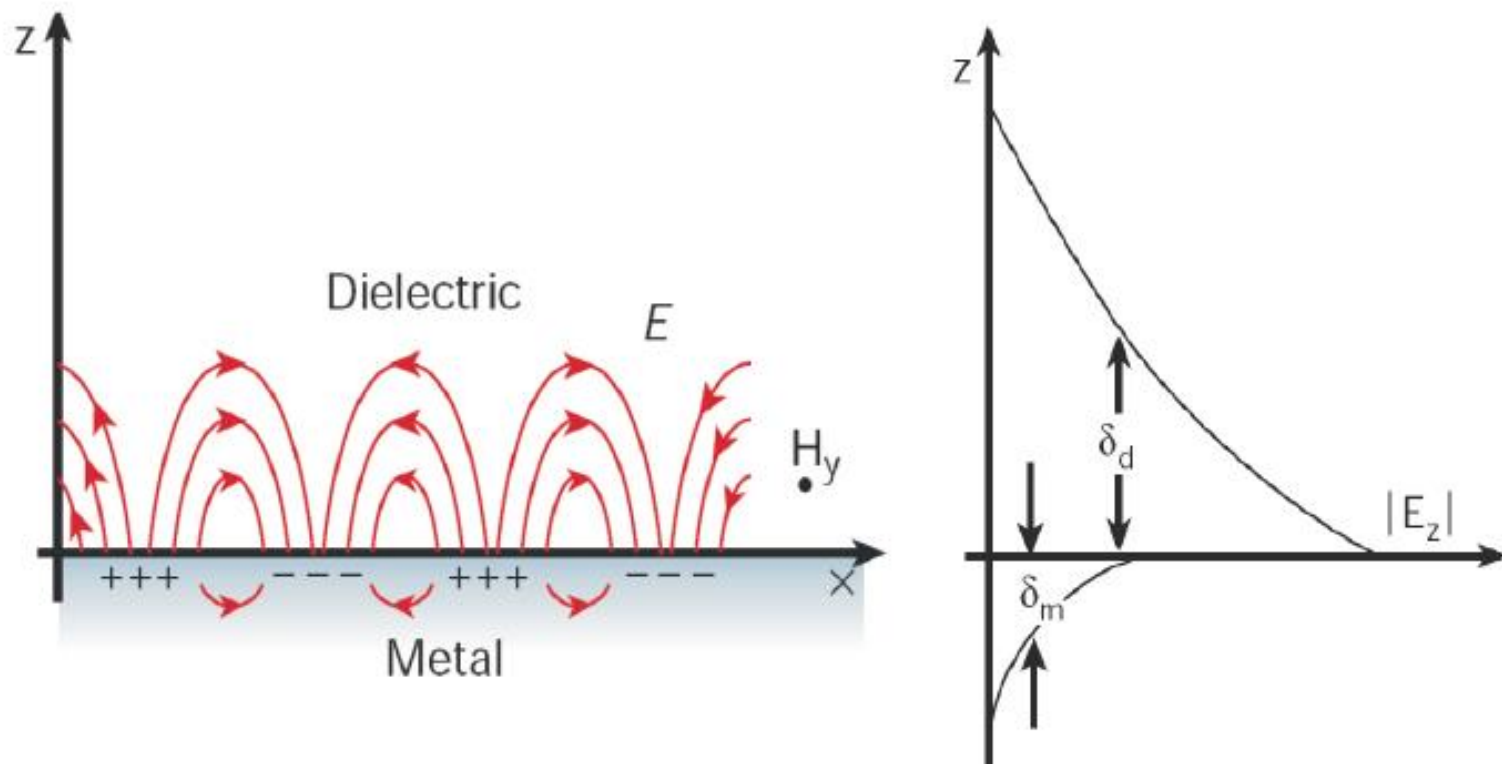
می‌شوند: $E_i \propto \exp(\pm ik_{i,z}z) = \exp(\pm ik_i z)$. در مقایسه این رابطه با رابطه بالا، نتیجه می‌شود فقط وقتی ثابت دی-الکتریک دو ماده مختلف‌العلامت باشند این عمل ممکن می‌شود (یعنی $\epsilon_1 = -\epsilon_2$). در نتیجه پلاسمون‌های سطحی فقط بین مرز فلز (با $\epsilon < 0$) و دی‌الکتریک (با $\epsilon > 0$) وجود دارد.



شکل ۲-۴. میدان ناپایدار (Evanescent field) که بصورت نمایی در دو نیم فضا میرا میشود (decay)

در مجموع، همانطور که در شکل ۲-۵ نشان داده شده، سیستمی بدست آمد که از یک موج الکترومغناطیسی در محیط دی-الکتریک و پلاسمای الکترون نوسانی در فلز تشکیل شده که هر دو مد که شکلی ناپایدار میرای نمایی (*exponentially decaying evanescent character*) دارند. به این شخصیت ساختگی، همان پلاریتون‌های پلاسمون سطحی هستند. عمق نفوذ میدان در دی‌الکتریک در مرتبه $1/2$ طول موج محیط است درحالی‌که در فلز این پارامتر با عمق پوستی داده می‌شود (*skin depth*).

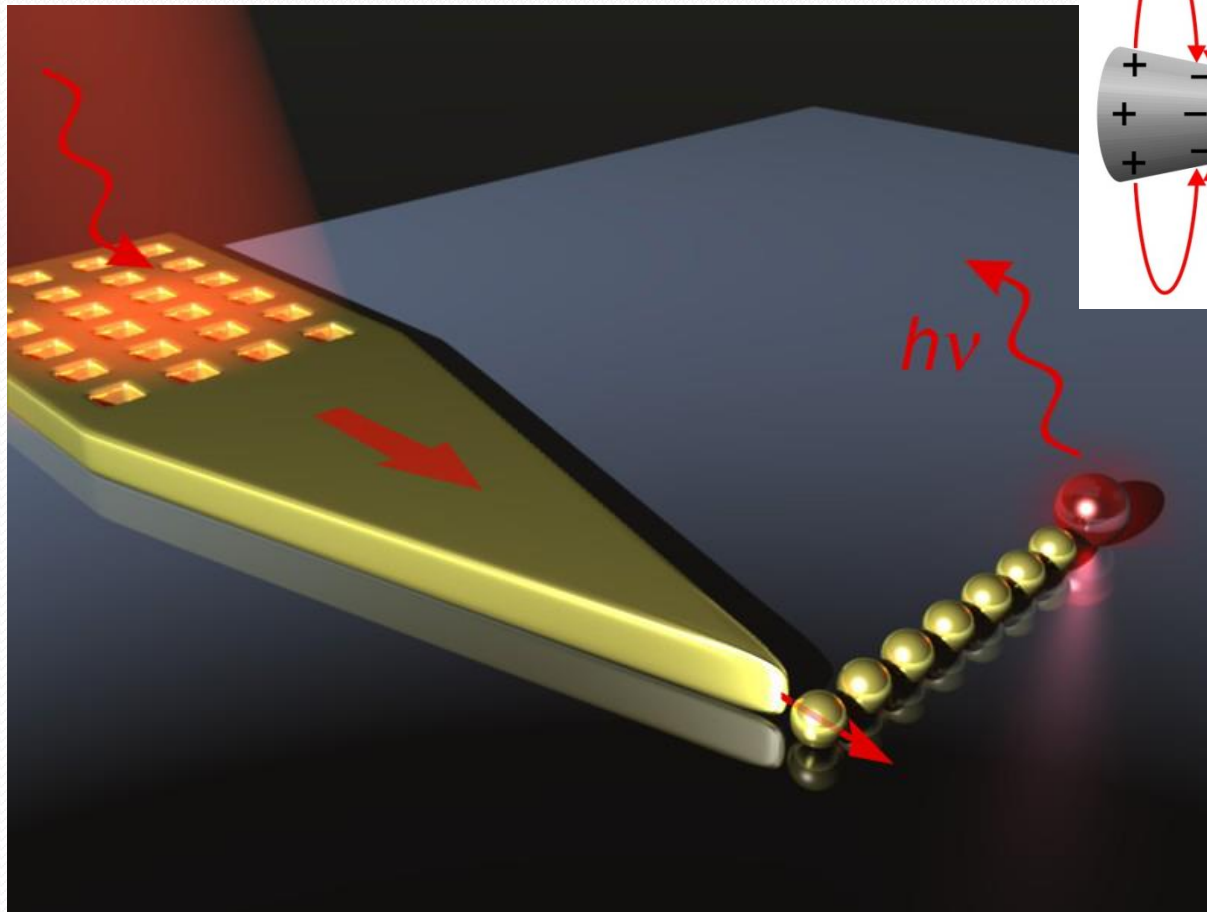
برای بررسی رابطه پاشیدگی پلاسمون‌های سطحی، ثابت انتشار بصورت زیر بدست می‌آید:



شکل ۲-۵. الف) تشدید پلاسمون سطحی در مرز بین فلز و دی‌الکتریک ب) میدان‌های ناپایدار در دو نیمه فضا [۱۸]

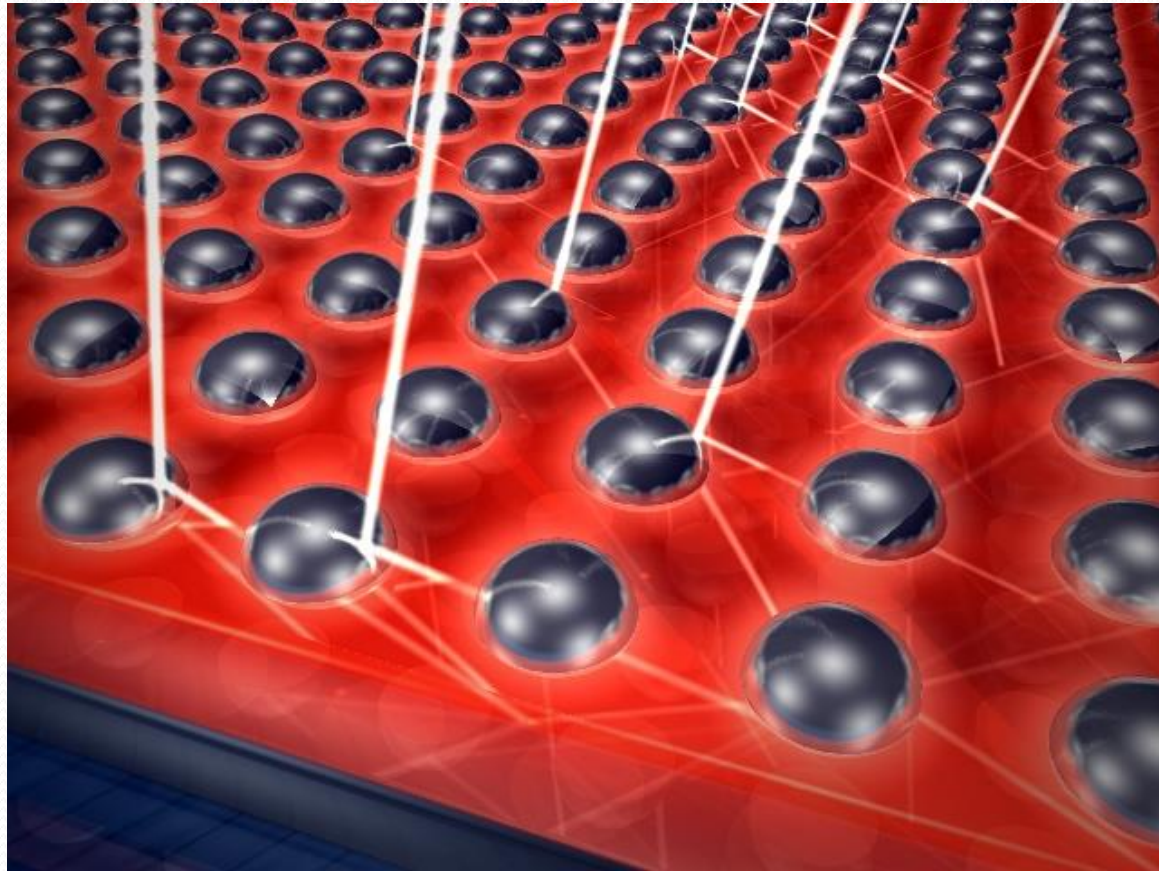
Nanophotonics examples:

1. Surface plasmons guide light to the r



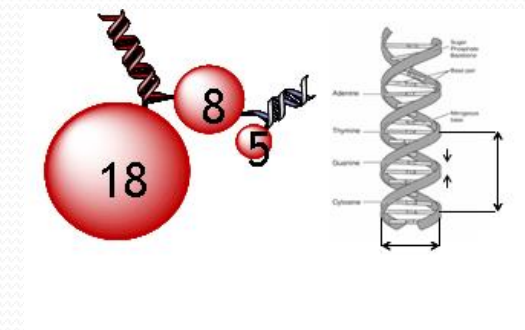
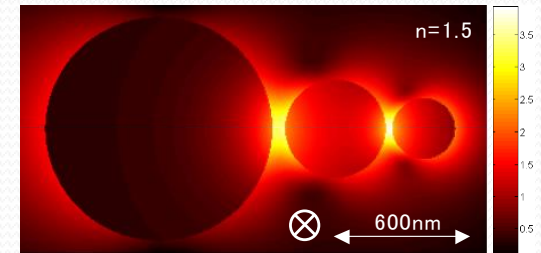
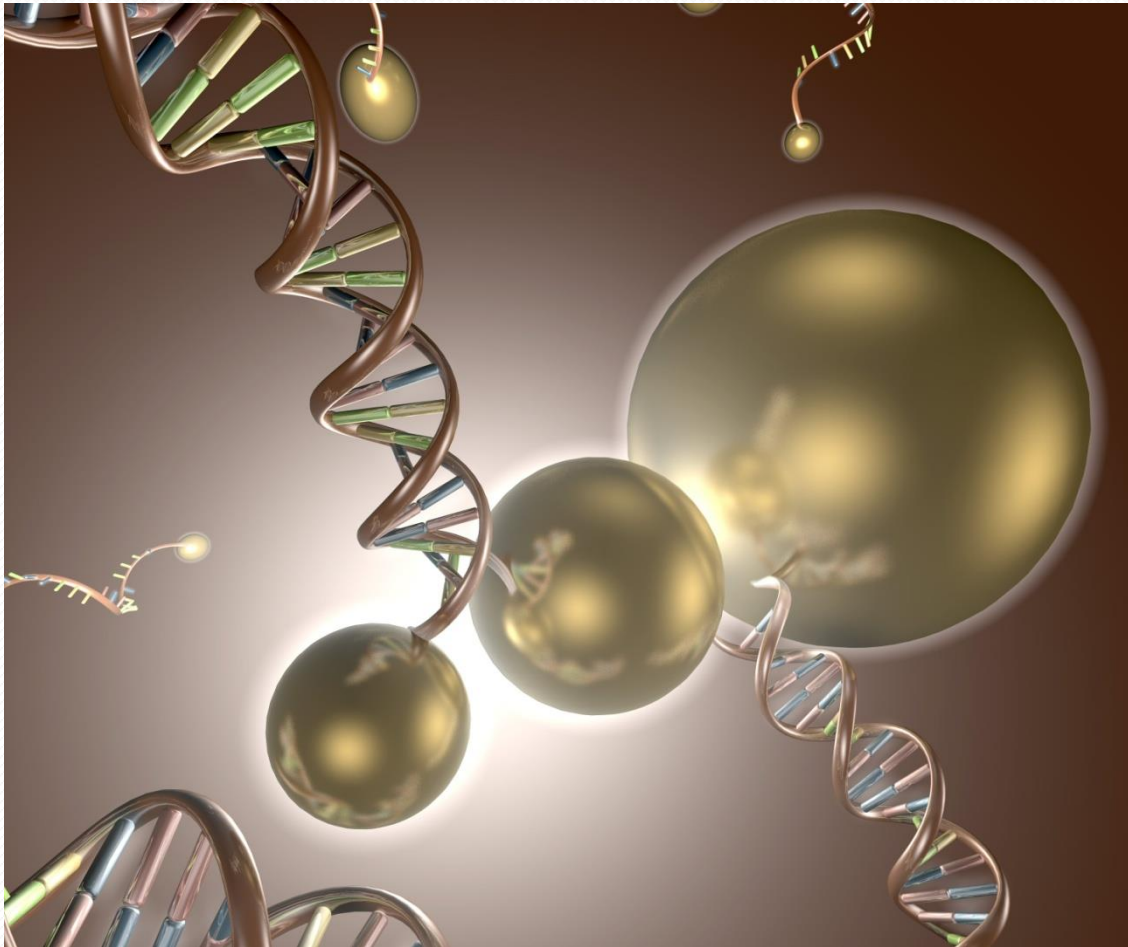
Nanophotonics examples:

2. light trapping in solar cells by metal nanoparticles



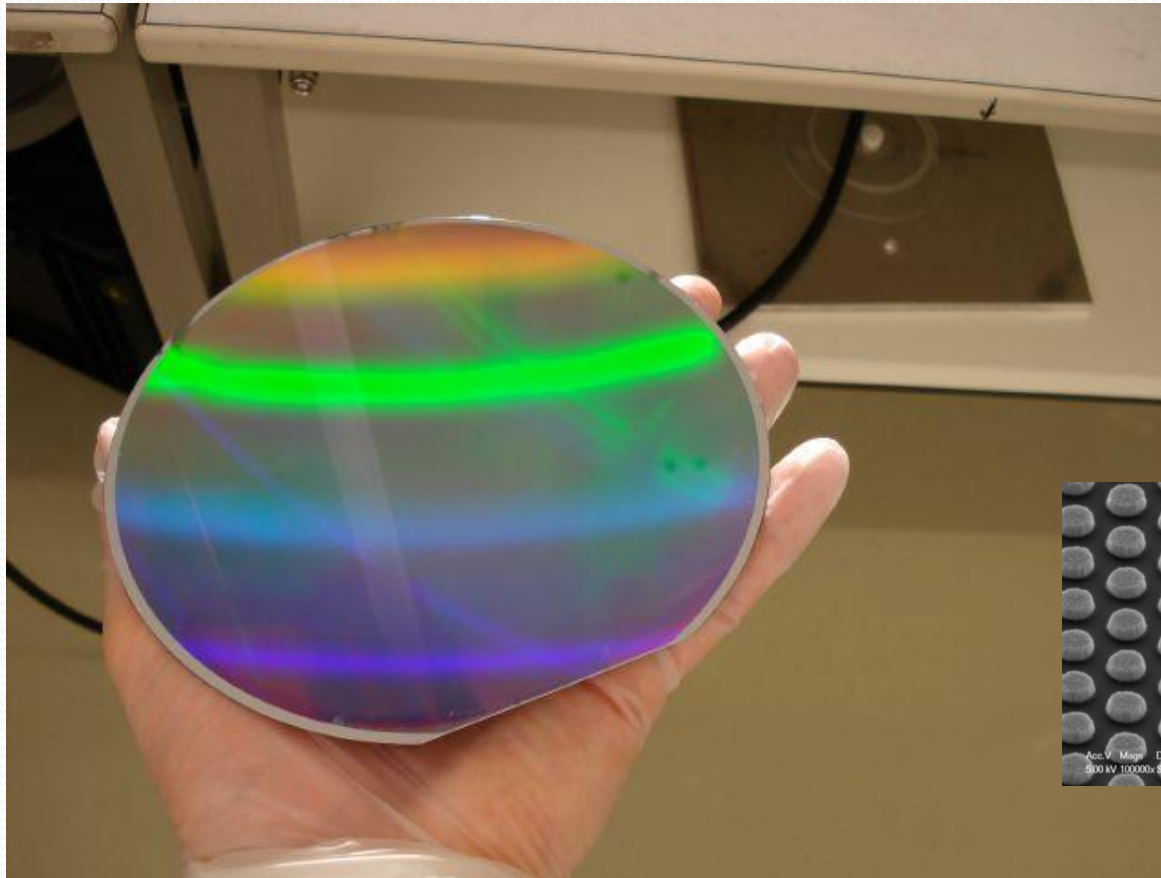
Nanophotonics examples:

3. DNA assisted assembly of metal nanoparticles



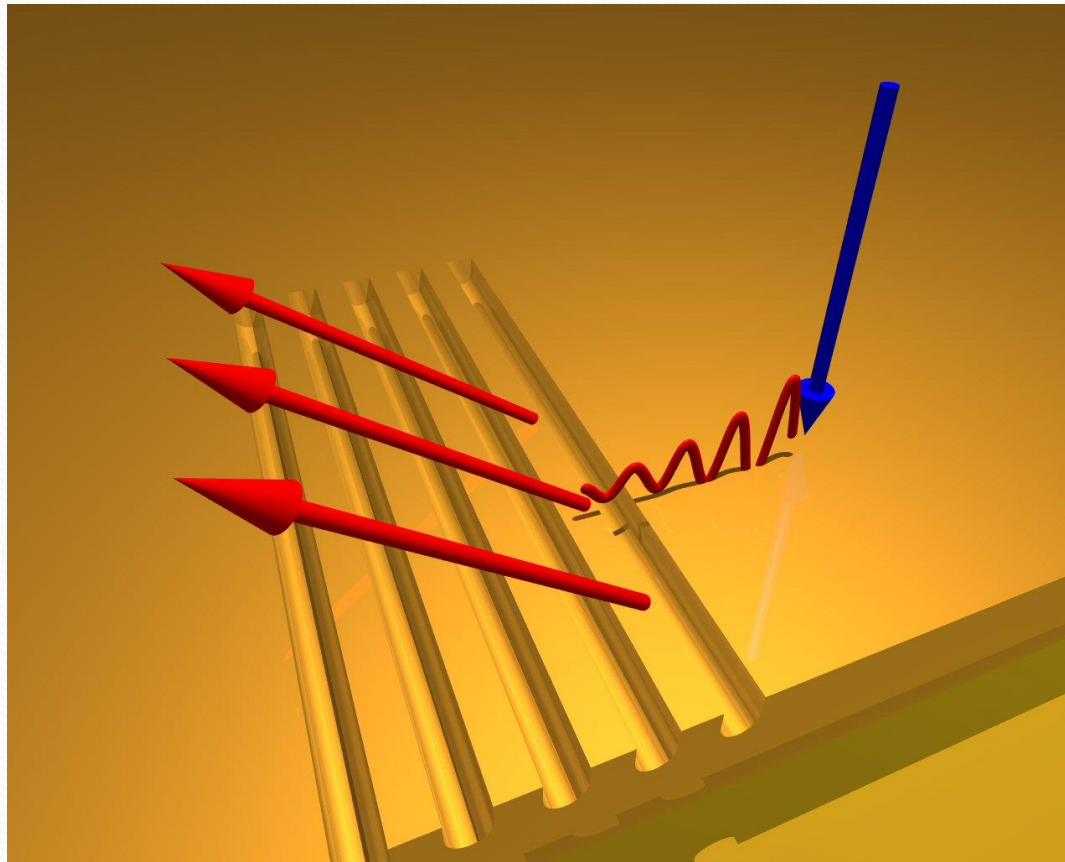
Nanophotonics examples:

4. large-area fabrication of photonic nanostructures



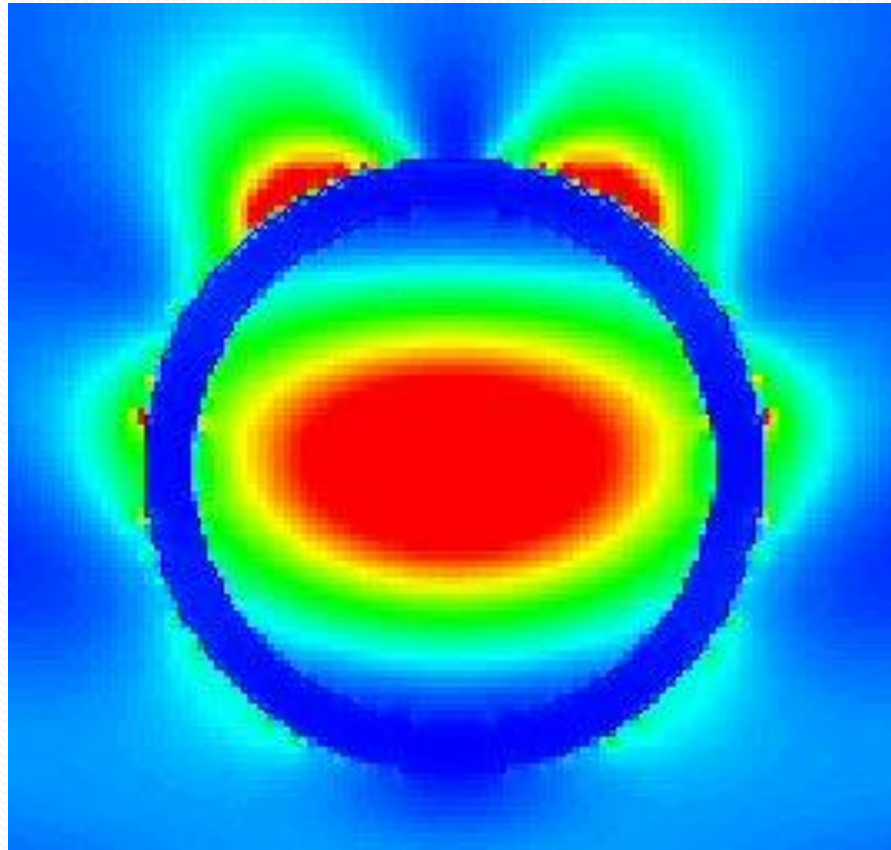
Nanophotonics examples:

5. Exciting surface plasmons with an electron beam



Nanophotonics examples:

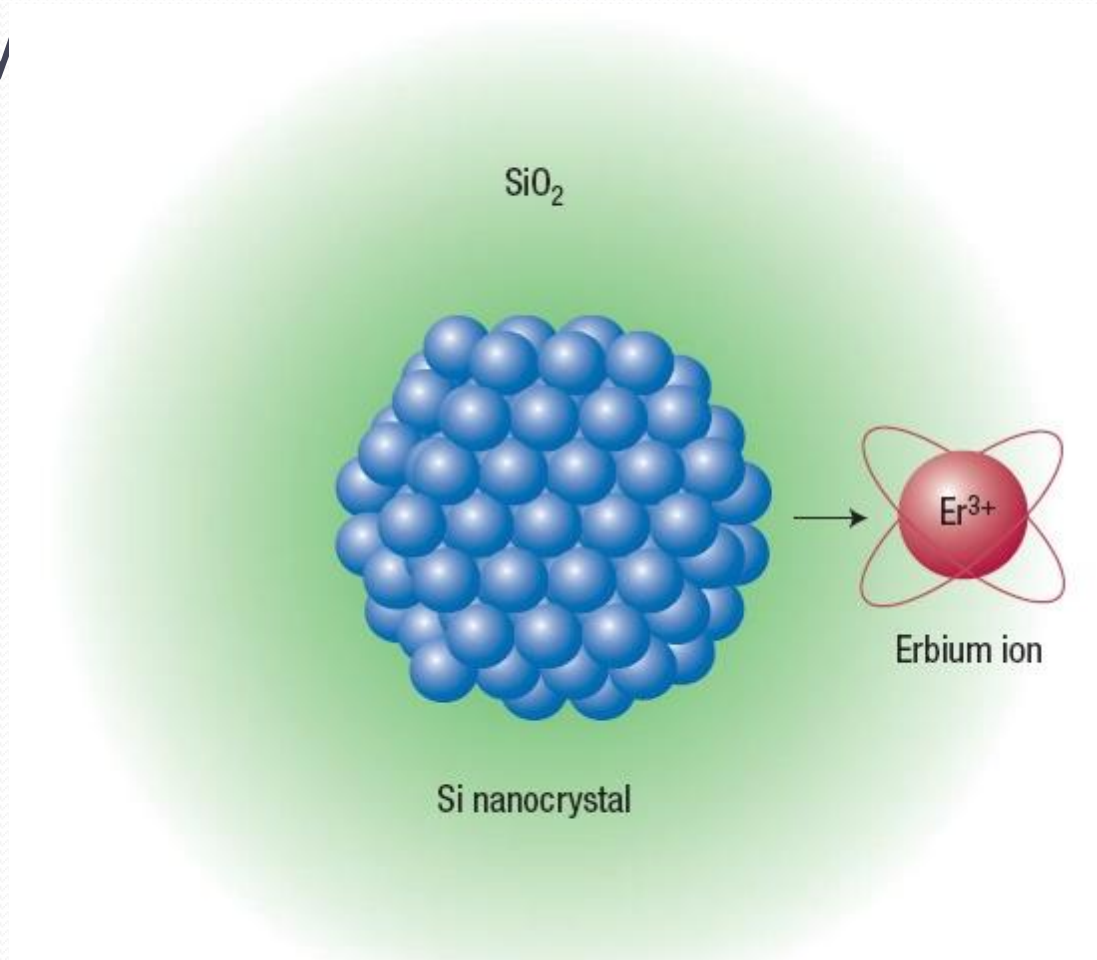
6. Light concentration in core-shell particles



Nanophotonics examples:

7. Energy

tem



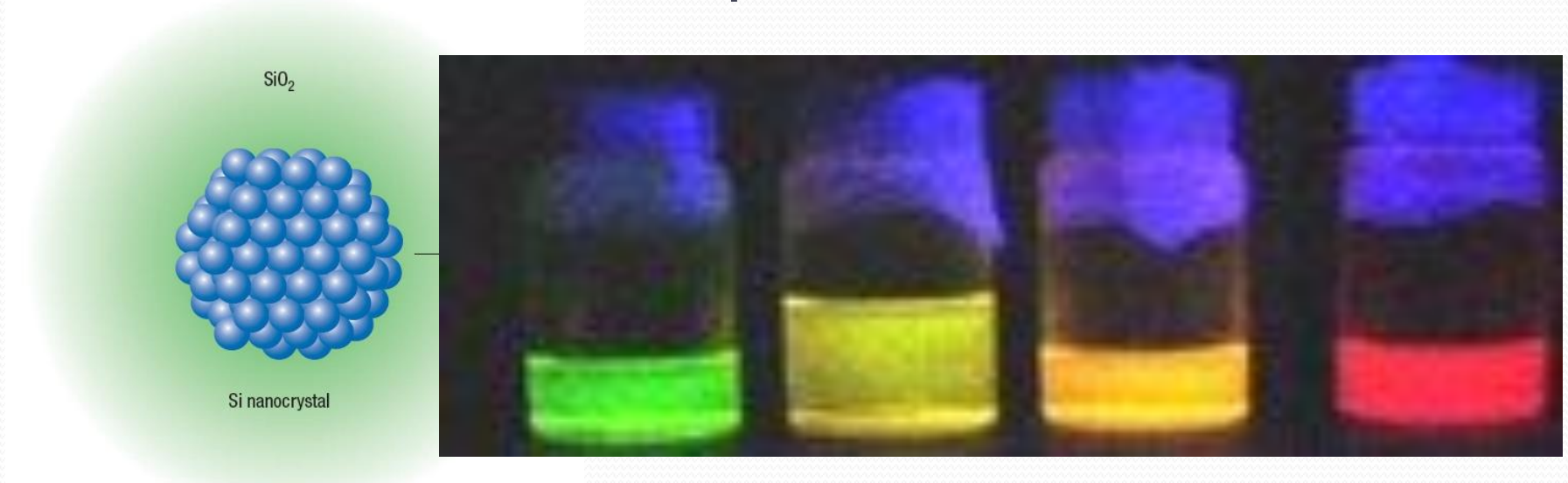
Nanophotonics examples:

8. Anomalous transmission in metal hole arrays



Nanophotonics examples:

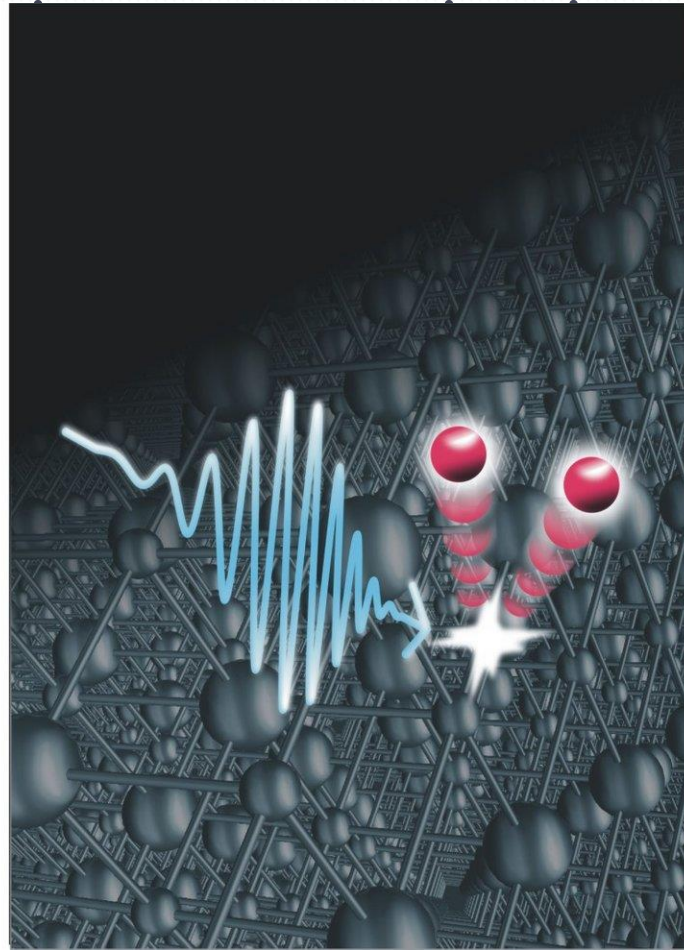
9. Light emission from quantum dots



Nanophotonics examples:

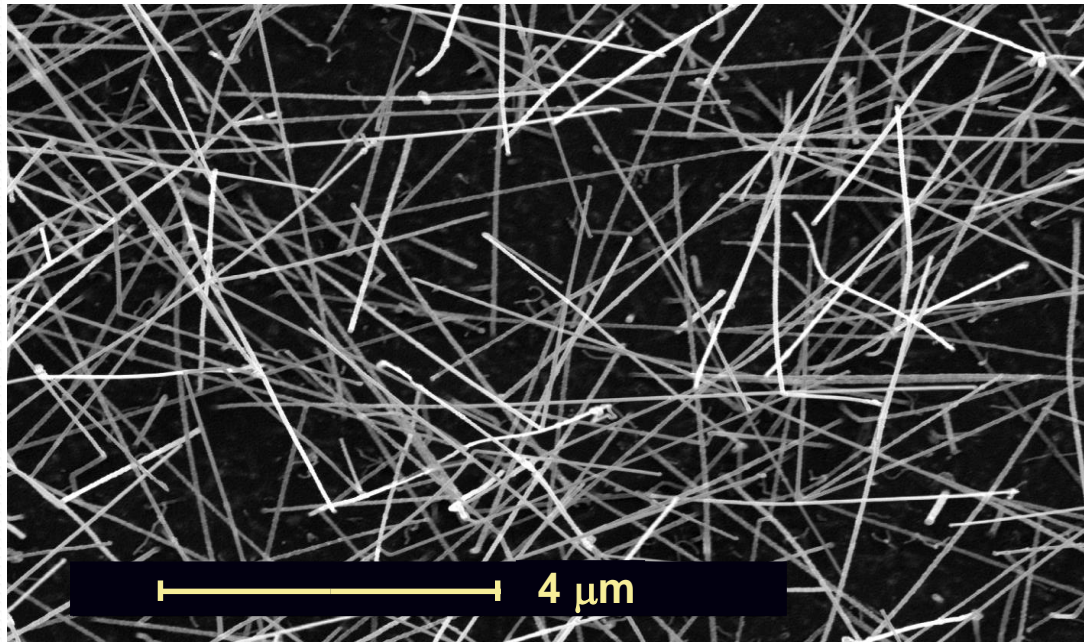
10. Multiple ex

quantum dots



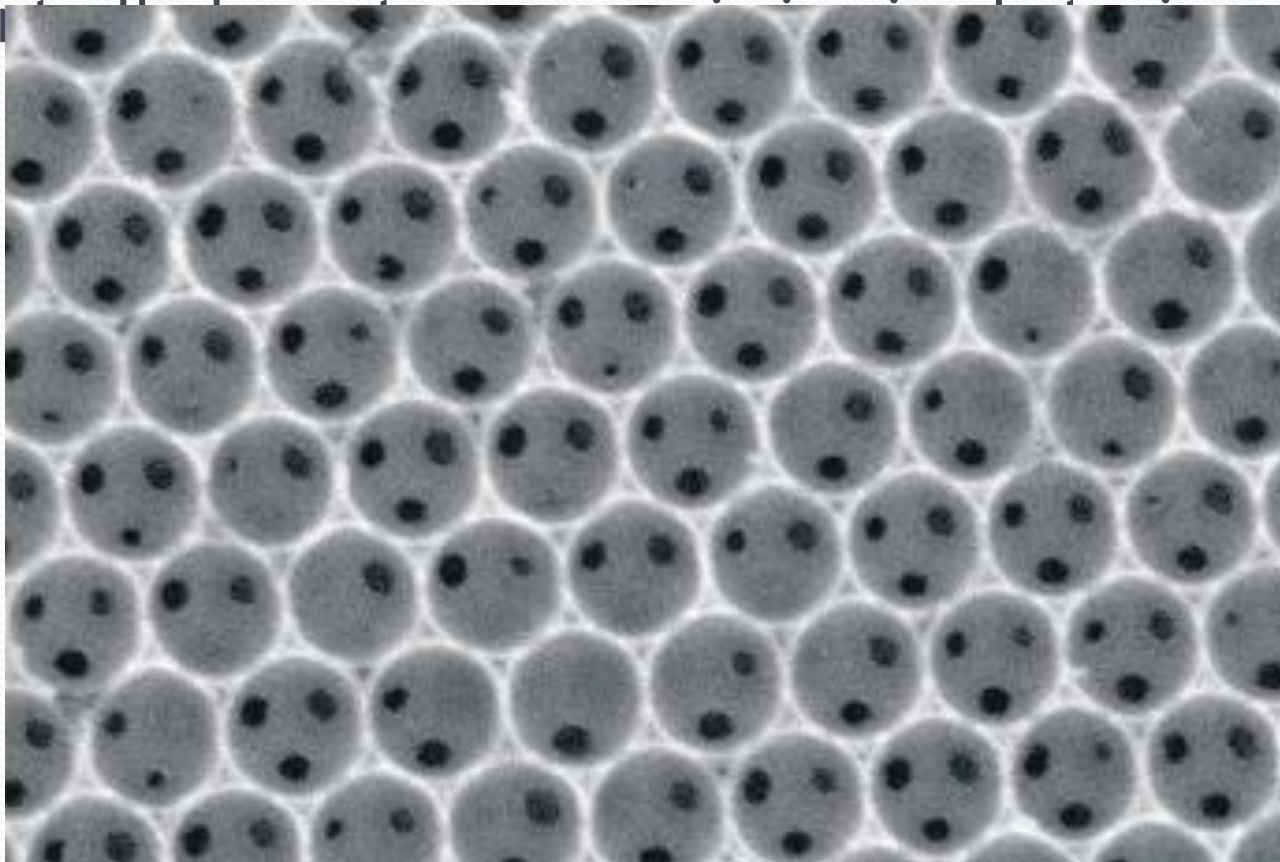
Nanophotonics examples:

11. Light emission from semiconductor nanowires



Nanophotonics examples:

12. Colloidal photonic crystals

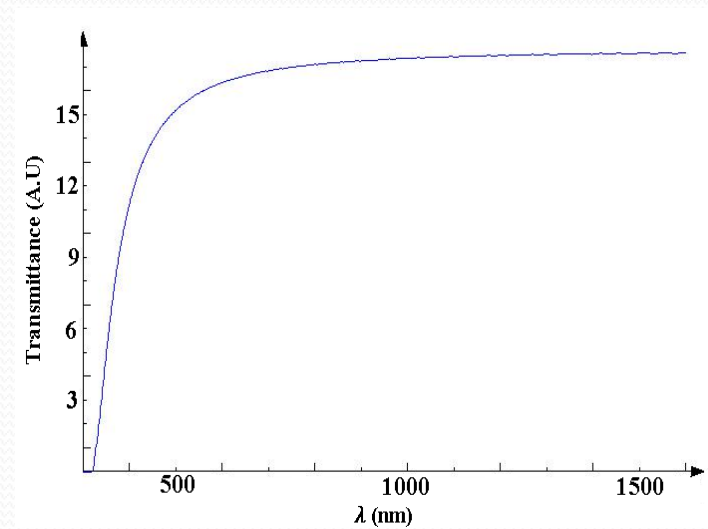


۴-۱- بررسی ساختار MIM ساده

✓ در یک موجبر ساده پلاسمونیک، مقدار انتقال برای طول موج های بالاتر از ۴۰۰ نانومتر ثابت و بیش از ۹۰٪ است.



شکل ۱۲. ساختار دو بعدی موجبر ساده پلاسمونیک.



شکل ۱۱. طیف انتقال موجبر ساده پلاسمونیک.

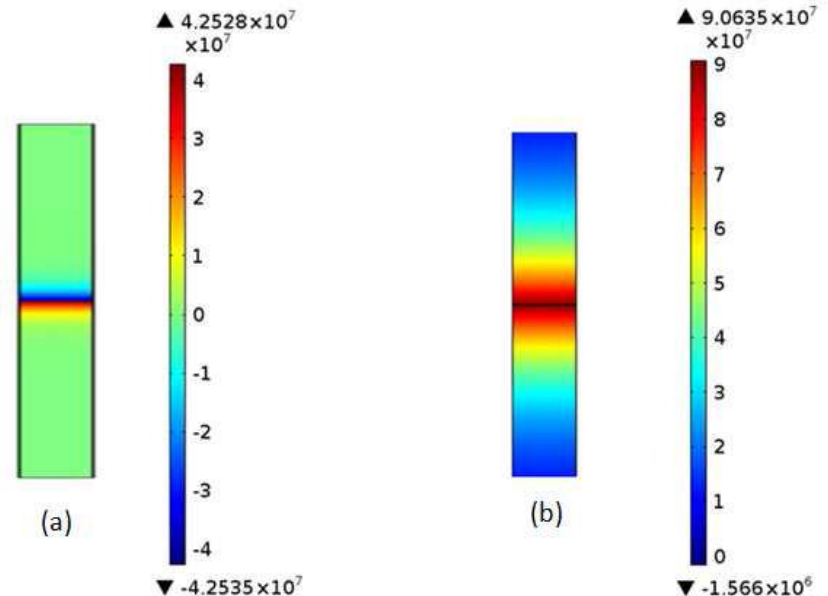
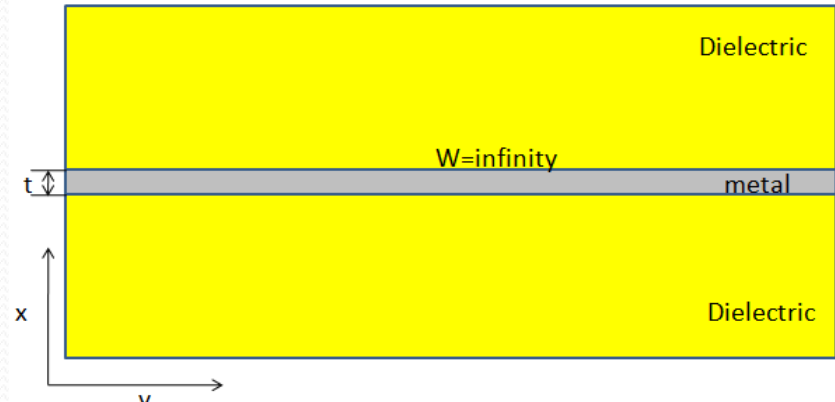
4. Plasmonic Waveguides

- The plasmonic waveguide is a potential candidate for future chip communication due to subwavelength confinement far beyond the diffraction limit, which enables its integration with electronic transistors.
- Different configurations for Plasmonic Waveguides
 - ✓ Insulator-metal-insulator
 - ✓ Metal-insulator- metal
 - ✓ Metal-insulator-semiconductor- insulator- metal

4. Plasmonic Waveguides

4.1. Insulator-metal-insulator

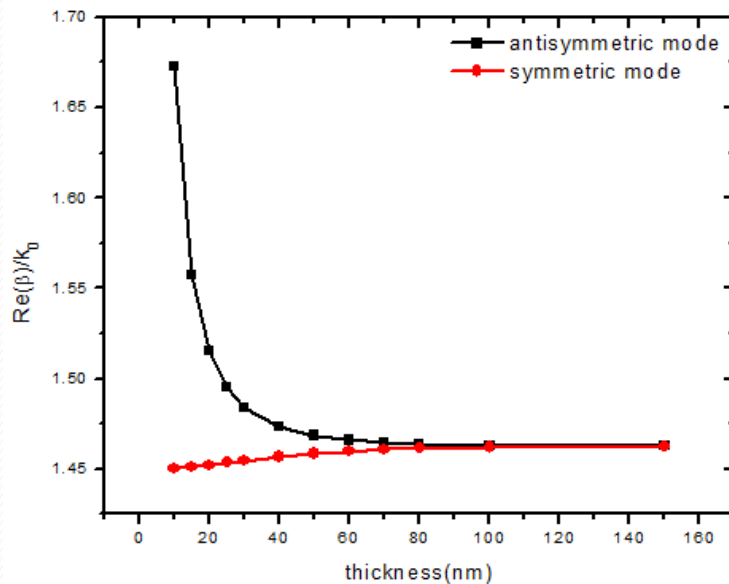
- an infinite metal film embedded in the dielectric environment.
- propagation direction: perpendicular to the paper.
- metal and dielectric materials: silver and SiO_2
- $t=20\text{nm}$
- Support two modes:
 - (a) SRSP (Short-Range Surface Plasmon)
 - (b) LRSP (Long-Range Surface Plasmon)



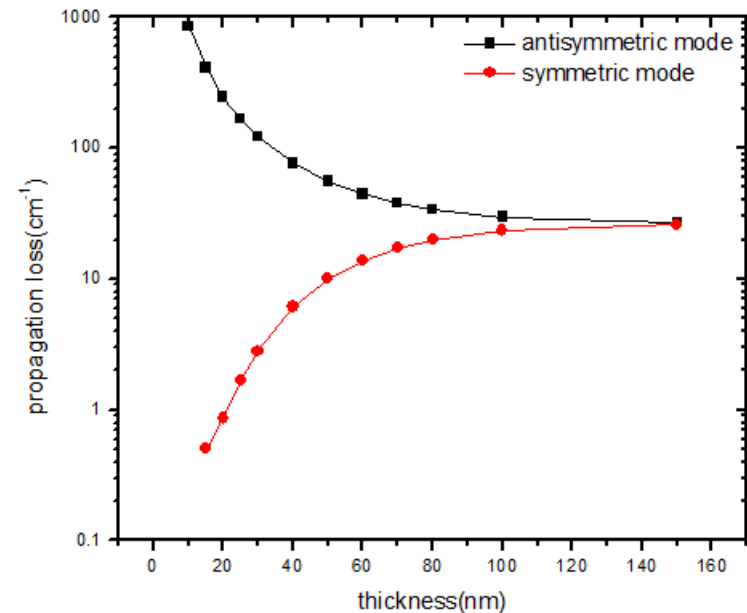
Wang H., [Modelling and Simulation of Plasmonic Waveguides and Nanolasers](#), *PhD thesis, Arizona state university, 2014*

4. Plasmonic Waveguides

- effective index of two modes with respect to metal thickness at 1.55 μm



- propagation loss of each mode with respect to metal thickness at 1.55 μm



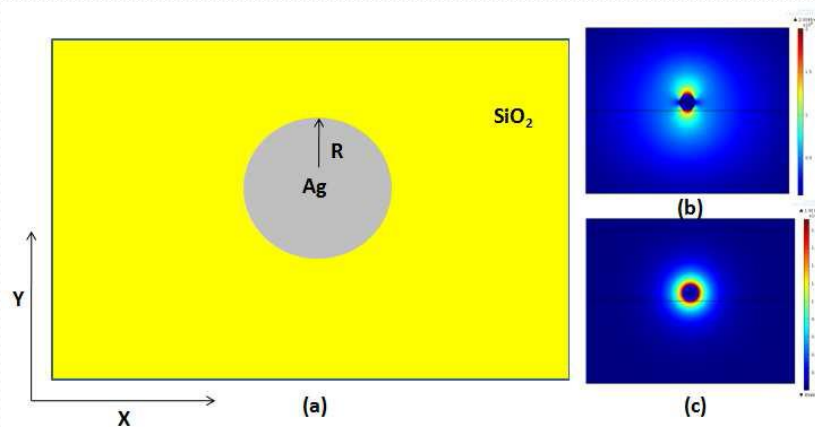
Conclusion: SRSP has a strong confinement with a short propagation length whereas LRSP owns a long propagation length but with poor modal confinement.

Wang H., [Modelling and Simulation of Plasmonic Waveguides and Nanolasers](#), *PhD thesis, Arizona state university, 2014*

4. Plasmonic Waveguides

finite width case of IMI waveguide

- A silver nanowire waveguide: an IMI waveguide along any direction
- The propagation direction is perpendicular to the paper

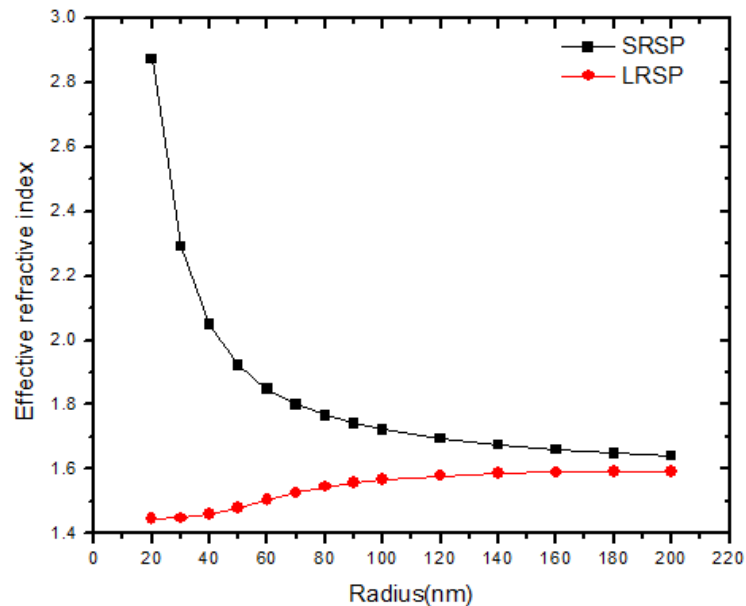


- The modes here are not purely TM modes and have all six field due to finite width, so we term these modes SRSP-like and LRSP-like modes

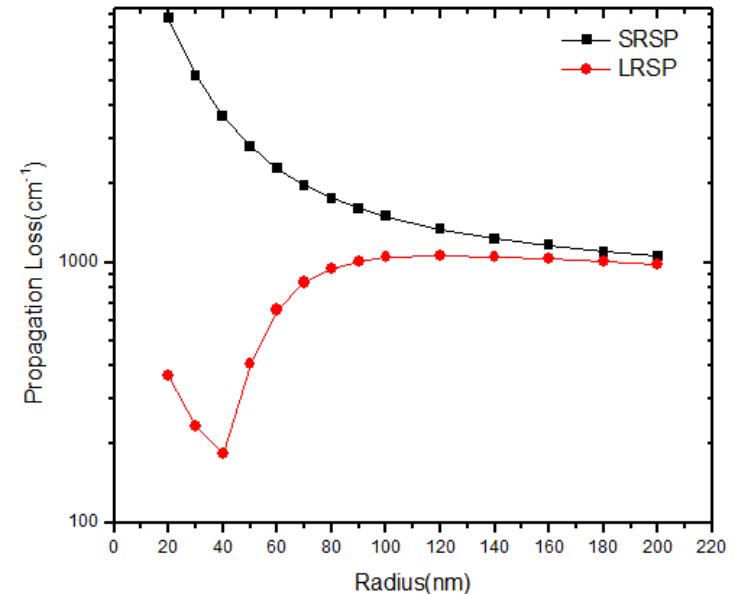
Wang H., [Modelling and Simulation of Plasmonic Waveguides and Nanolasers](#), *PhD thesis, Arizona state university, 2014*

4. Plasmonic Waveguides

- effective index of two modes as a function of radius at 600nm



- propagation loss of each mode as a function of radius at 600nm



one major difference: a cut off for LRSP-like mode in silver nanowire waveguide.



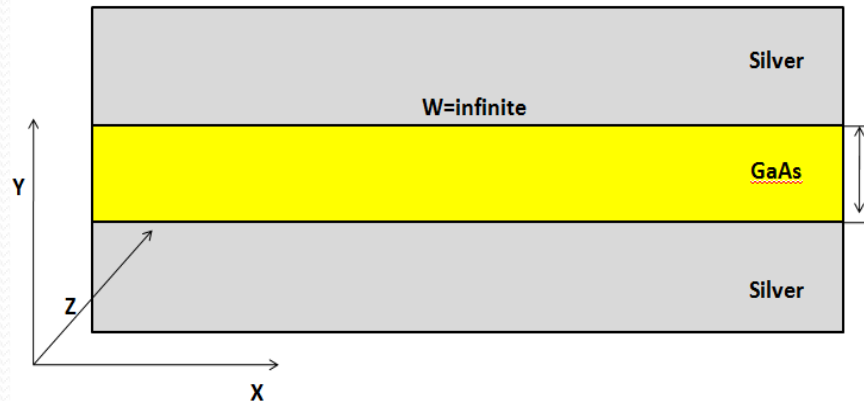
achieve one single mode operation on the silver nanowire

Wang H., *Modelling and Simulation of Plasmonic Waveguides and Nanolasers*, PhD thesis, Arizona state university, 2014

4. Plasmonic Waveguides

4.2. Metal-Semiconductor-Metal waveguide (MSM)

- An infinite Semiconductor film embedded in the metal environment.
- The propagation direction is perpendicular to the paper

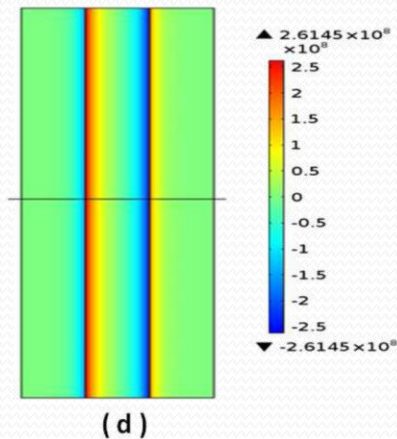
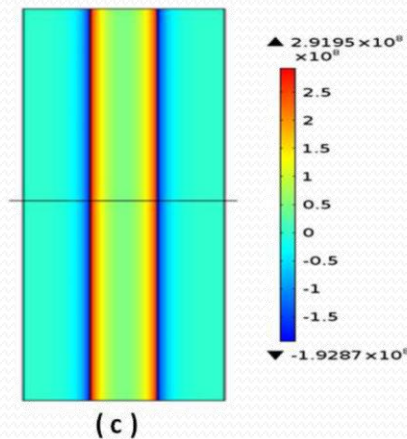
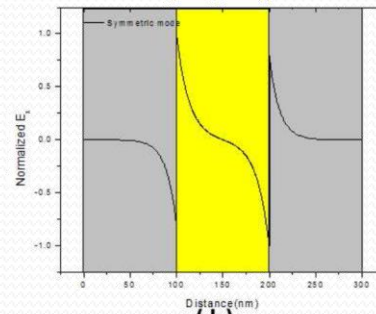
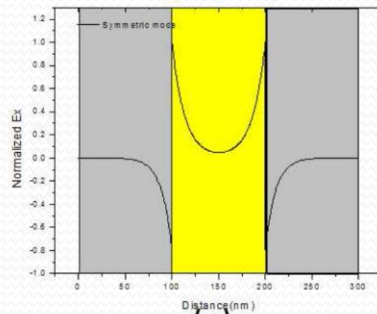


- If thickness of core layer is below to certain level, the interaction of vertical surface plasmons occurs ($t=100\text{nm}$)

Wang H., [Modelling and Simulation of Plasmonic Waveguides and Nanolasers](#), *PhD thesis, Arizona state university, 2014*

4. Plasmonic Waveguides

- Field profile E_x for (c) antisymmetric mode and for (d) symmetric mode at 650nm

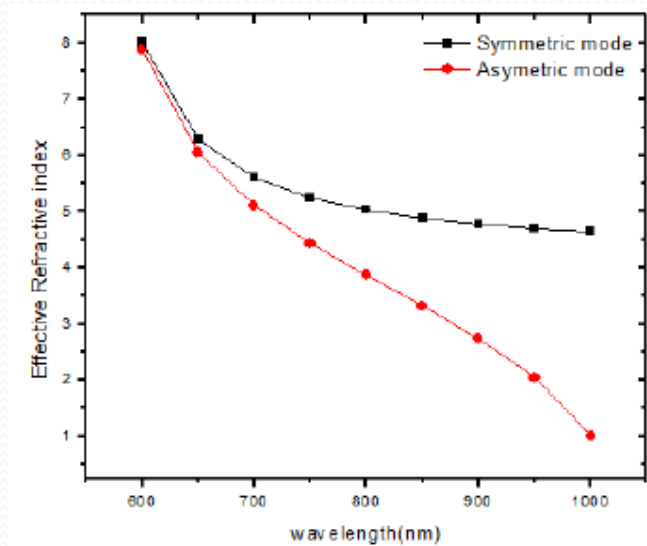


- the electric field component E_x resembles an even function or odd function for symmetric mode and antisymmetric mode respectively

Wang H., [Modelling and Simulation of Plasmonic Waveguides and Nanolasers](#), *PhD thesis, Arizona state university, 2014*

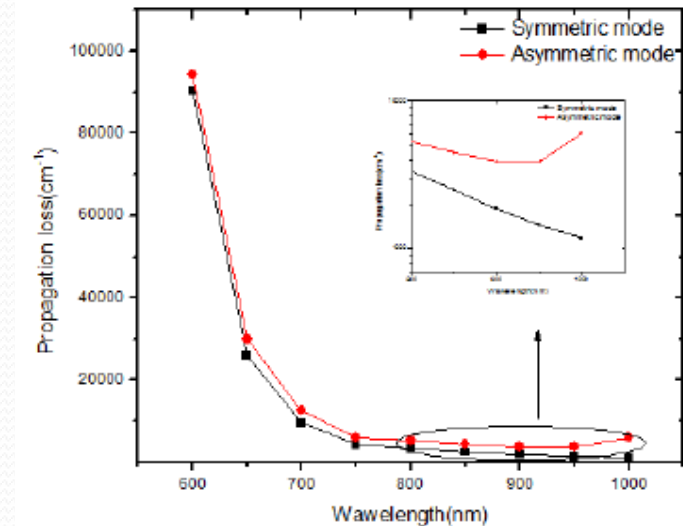
4. Plasmonic Waveguides

- effective index as a function of wavelength at a fixed thickness 100nm



- two curves approach a certain value as wavelength is close to metal plasmon resonance, (surface plasmon waves.)

- propagation loss as a function of wavelength at a fixed thickness 100nm



- both modes have a dramatic increase when wavelength approaches resonance (much more energy dissipation in to the metal at high photon energies)

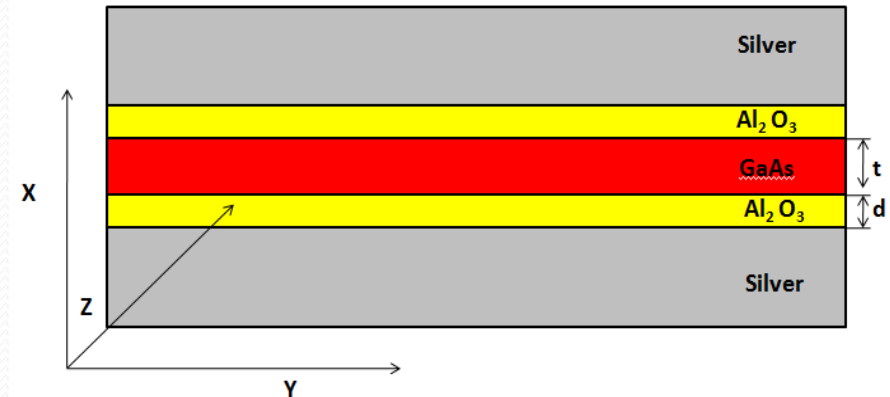
Wang H., [Modelling and Simulation of Plasmonic Waveguides and Nanolasers](#), *PhD thesis, Arizona state university, 2014*

4. Plasmonic Waveguides

4.3. Metal-Insulator-Semiconductor-Insulator-Metal waveguide (MISIM)

- a multilayer MSM structure with insulators in between at both sides
- insulator layer is used for
 - preventing short circuit while electrical pumping
 - Or acting as a buffer layer for optical modes

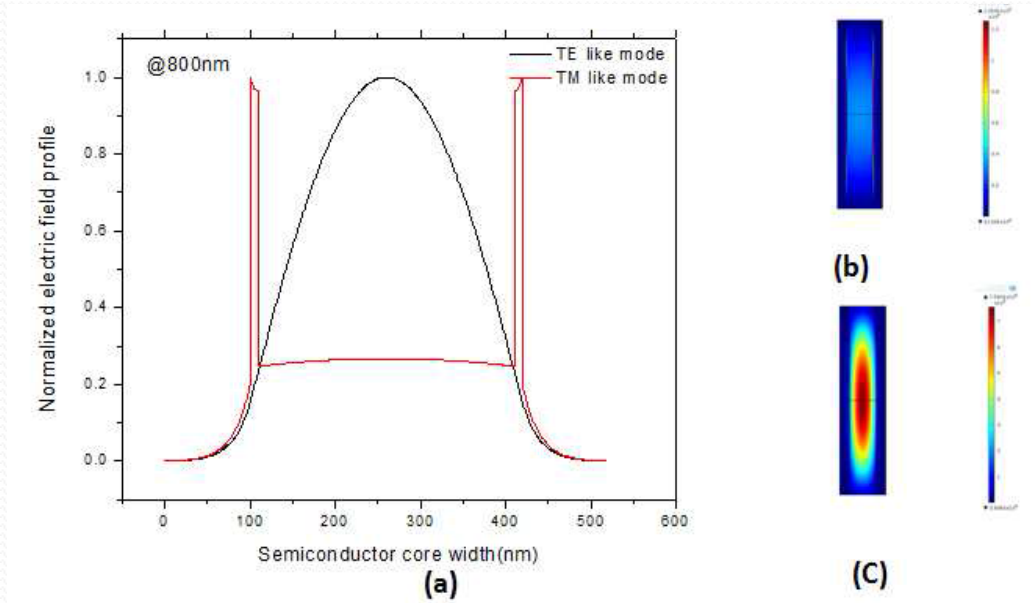
$d=20\text{nm}$ and t ; variable



Wang H., [Modelling and Simulation of Plasmonic Waveguides and Nanolasers](#), *PhD thesis, Arizona state university, 2014*

4. Plasmonic Waveguides

- The field distribution of the modes propagating in the waveguide with $t=300\text{nm}$

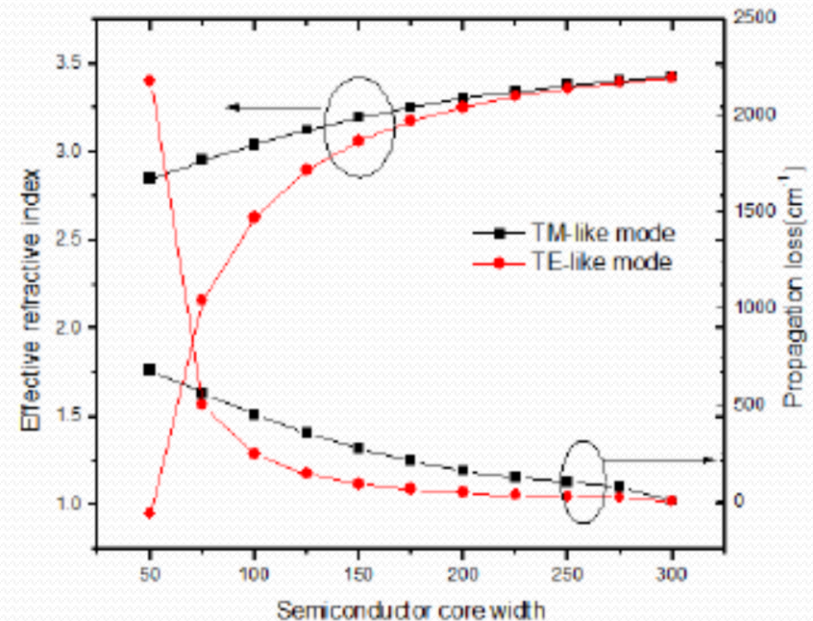


(a) Norm of electric field distribution along the black line indicated at (b) TM-like mode and (c) TE-like mode

Wang H., [Modelling and Simulation of Plasmonic Waveguides and Nanolasers](#), *PhD thesis, Arizona state university, 2014*

4. Plasmonic Waveguides

➤ effective index and propagation loss as a function of core width at 800nm



➤ TE-like mode:

a cut off around 100nm

➤ TM-like mode:

effective index, showing a possibility of indefinite shrinking of semiconductor width.
propagation loss, increase significantly with the decrease of width meaning larger gain require to achieve lossless propagation at smaller width

Wang H., *Modelling and Simulation of Plasmonic Waveguides and Nanolasers, PhD thesis, Arizona state university, 2014*