

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ**



*имени
П.Н.Лебедева*

Ф И А Н

ПРЕПРИНТ

В.С. ЗУЕВ

27

**СУБВОЛНОВАЯ ФОКУСИРОВКА СВЕТА
С ПОМОЩЬЮ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ**

МОСКВА 2006

Субволновая фокусировка света с помощью поверхностных плазмонов

В.С.Зуев

Физический ин-т им. П.Н.Лебедева РАН
119991 Москва, Ленинский пр-т, 53

Рассмотрены два варианта устройств субволновой фокусировки света. Первое устройство представляет собой тонкую пленку хорошо отражающего свет металла, на которой возбуждается сходящийся пучок поверхностных плазмонов с волновым числом $k \gg \omega_0 / c$. Перетяжка этого пучка имеет сечение много меньше λ_0^2 . Второе устройство представляет собой линейную антенну наноразмеров с разрезом посередине. В антенне возбуждается резонансный поверхностный плазмон. Поле в разрезе концентрируется на площадке много меньше λ_0^2 . Как в первом, так и во 2-м случае эффект интенсификации поля в пятне субволновой фокусировки значительно ослабляется в 1-м случае в силу потерь распространения, в 2-м случае в силу малого сечения возбуждения наноантенны. Предложено улучшить эффект возбуждения пленки и наноантенны посредством возбуждения прилегающего атома или квантовой точки.

В последнее время появились два интересных предложения, касающиеся того, как сфокусировать свет в пятно, размером много меньше длины волны. Первое из предложений содержится в Internet'e в виде сообщения о докладах, читаемых проф. Е.Яблоновичем, известным своими работами по фотонным кристаллам. Речь идет о докладах "Plasmonics: Optical Frequencies but with X-ray Wavelengths" и "What is the Limit of Focusing Light ?" /1/. Упомянутые доклады доступны лишь по названию и аннотациям, которые, к сожалению, малосодержательны. Существенную информацию дает фотография на сайте Симпозиума по активным нанофотонным устройствам, реконструкция которой приведена ниже на рис.1. Из рисунка видно, что речь идет об устройстве с поверхностными оптическими плазмонами.

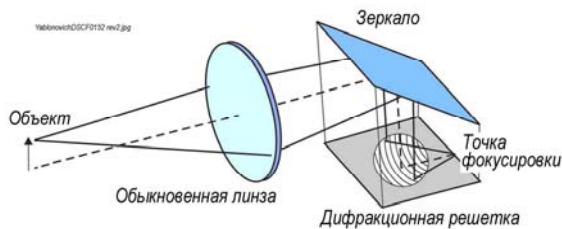


Рис.1.

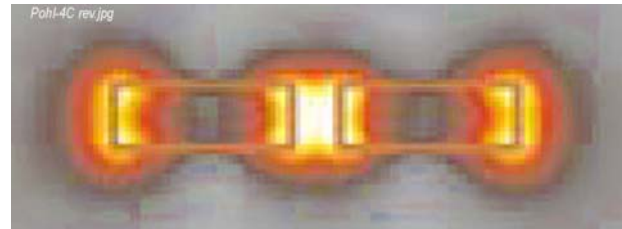


Рис.2.

Второе предложение содержится в работе /2/ проф. Поля с соавторами, известного, в частности, благодаря своей приоритетной работе по SNOM – Scanning Near-field Optical Microscope. Поля и соавторы демонстрируют локализацию света на площадке $20 \text{ nm} \times 45 \text{ nm}$ с помощью устройства, названного ими резонансной оптической антенной. Эта антенна, изображенная на рис.2, представляет собой малую тонкую полосу золота с разрезом в середине на стеклянной подложке. Поле значительно увеличено в разрезе.

В устройстве Яблоновича пучок света фокусируется на тонкую металлическую пленку. В точке фокусировки диаметром $\sim \lambda_0$ имеется дифракционная решетка в виде линий - отрезков концентрических окружностей. Дифракционная решетка возбуждает в пленке сходящийся пучок поверхностных плазмонов. Плазмоны фокусируются в пятно, размеры которого много меньше исходного пятна фокусировки.

В устройстве Поля исследовалась полоска из золота толщиной 40 нм, длиной $\sim 260 \text{ nm}$ и шириной 45 нм с разрезом посередине шириной $\sim 20 \text{ nm}$. Полоска помещалась в пятно фокусировки обычной линзы. В разрезе наблюдалось преобразование лазерного света (импульсы 8 пс, длина волны 830 нм) в интенсивное белое свечение. Природа белого свечения авторам не известна, но по их мнению оно указывает на большую интенсивность поля в зазоре.

Рассмотрим подробнее особенности описанных устройств. В устройстве Яблоновича ключевым элементом является пленка со сходящимся пучком поверхностных плазмонов. На пленках серебра и золота толщиной в несколько нанометров может быть возбужден оптический плазмон с длиной волны 10 нм, то есть в десятки раз более коротковолновый, чем волна в вакууме на той же частоте /3,4/. Заметное

дополнительное укорочение длины волны плазмона достигается при нанесении на пленку металла диэлектрических пленок с ε , которое меньше, но близко к модулю ε металла /4/.

Современная технология способна предложить для применений пленки золота и, по-видимому, серебра столь тонкие как 0.5 нм, причем атомно-гладкие без островковой структуры, см., например /5/. Впрочем малые неоднородности не должны приводить к затруднениям, так как они плохо излучают.

Для описания явления фокусировки света существуют различные способы. Удобно проделать это рассмотрение с помощью представления о гауссовом пучке. Гауссов пучок плоских волн возникает как решение уравнения Гельмгольца в параксиальном приближении /6,7/. На плоской границе раздела поверхностные плазмоны представляют собой плоские волны, однако волны неоднородные, волны переменной амплитуды вдоль волнового фронта, по-английски – evanescent waves. Кроме того поле плазмона описывается разными формулами по обе стороны соответствующей границы раздела. В литературе нам не встретилось рассмотрение того, как выглядит гауссов пучок применительно к поверхностным волнам.

Мы будем иметь дело с так называемым *TM* - плазмоном, магнитное поле которого имеет только одну, поперечную компоненту H_x , параллельную плоскости раздела, см. рис.3. Электрическое поле имеет две компоненты – поперечную компоненту E_y , нормальную к границе раздела, и продольную компоненту E_z , параллельную границе раздела. На тонкой пленке существуют два таких плазмона – симметричный (сокращенно с-плазмон) и антисимметричный (а-плазмон). Сильно замедленным, то есть коротковолновым является а-плазмон /3/. Именно его мы будем иметь в виду.

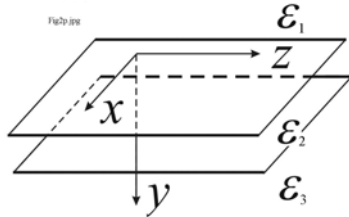


Рис.3.

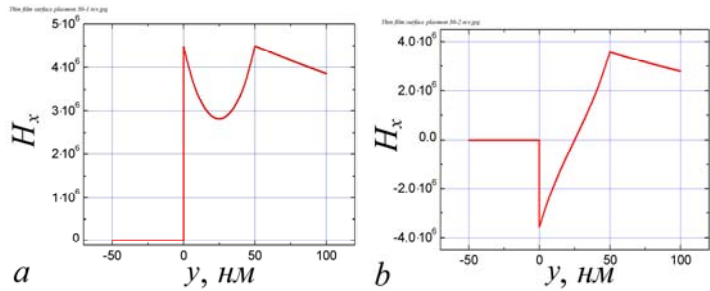


Рис.4.

Уравнением Гельмгольца называют уравнение

$$\Delta\Phi + (\omega/c)^2 \varepsilon\mu\Phi = 0, \quad (1)$$

которое следует из уравнений Максвелла для свободного монохроматического поля излучения частоты ω . В декартовых координатах $\Delta = (\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2)$, причем уравнение (1) имеет место для каждой компоненты любого из векторов поля – векторного потенциала \vec{A} , электрической напряженности \vec{E} и смещения \vec{D} , для магнитной индукции \vec{B} и поля \vec{H} .

На рис.3 две плоскости изображают поверхности пленки металла с проницаемостью $\varepsilon_2 < 0$, прилегающие среды имеют проницаемость ε_1 и ε_3 , $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1, \varepsilon_3$. Оси x и z лежат в плоскости раздела сред, ось y перпендикулярна к плоскости раздела. Начало координат располагается на границе раздела. Поверхностная волна распространяется вдоль оси z и не имеет зависимости от x .

Плазмон на тонкой пленке состоит из 4-х плоских неоднородных волн вида (i - индекс среды, j - индекс номера волны)

$$H_{ix} = H_{ix} e^{q_{ij}y} e^{-ihz}, \quad i=1,2,3, \quad j=1,2. \quad (2)$$

В среде $i=1$ имеется одна волна $j=1$, убывающая в сторону отрицательных значений y , в среде $i=3$ - одна волна $j=4$, убывающая в сторону положительных y , в среде $i=2$ (в металле) – две волны, одна из которых, волна $j=2$ убывает в сторону положительных y , и другая волна $j=3$, убывает в сторону отрицательных y . Амплитуды волн и дисперсионное соотношение $\omega = f(h)$ определяются из равенства

тангенциальных компонент магнитного и электрического полей на границах раздела сред. Для примера на рис.4 приведен вид магнитного поля для симметричного (a) и антисимметричного (b) плазмонов для Ag пленки толщиной 50 нм в вакууме на длине волны ~ 0.5 мкм /3/.

Все четыре волны имеют одинаковое h , для q_{ij} имеют место соотношения:

$$k_0^2 \varepsilon_i \mu_i = h^2 - q_{ij}^2, \quad k_0 = \omega / c. \quad (3)$$

При рассмотрении собственных волн пленки значения h следуют из дисперсионного соотношения. При возбуждении извне h может быть произвольным /3/.

Чтобы получить уравнение Гельмгольца для неоднородных волн в параксиальном приближении следует выбрать решение в виде $\Phi = V(x, y, z)e^{qy}e^{ihz}$ и подставить его в (1). Все составляющие волны рассматриваемой TM -волны имеют одну и ту же координатную зависимость $e^{qy}e^{ihz}$ и отличаются лишь численными множителями. В результате возникает уравнение

$$(\partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2 + 2ih\partial / \partial z + 2q\partial / \partial y)V = 0. \quad (4)$$

Отбрасываем $\partial^2 V / \partial y^2 + \partial^2 V / \partial z^2$ и получаем

$$\partial V / \partial z - (iq / h)\partial V / \partial y = (i / 2h)\partial^2 V / \partial x^2. \quad (5)$$

Если принять, что $V(x, y, z)$ не зависит от y , то $\partial V / \partial y$ исчезает, и в результате возникает уравнение

$$(\partial / \partial z)V(x, z) = (i / 2h)(\partial^2 / \partial x^2)V(x, z). \quad (6)$$

Уравнение (6) совпадает с уравнением для двумерного гауссова пучка /6/. Отличие заключается лишь в том, что в (6) вместо $(\omega / c)(\varepsilon\mu)^{1/2}$ фигурирует волновое число $h \gg (\omega / c)(\varepsilon\mu)^{1/2}$. Решением (6) является функция

$$V(x, z) = (hz)^{-1/2} e^{ihx^2 / 2z}. \quad (7)$$

Заметим, что (6) и (7) не содержат q . Вследствие этого все четыре волны вида (2), составляющие плазмон на тонкой пленке, описываются одним уравнением (7). Следуя /6/ умножаем (7) на константу $\sqrt{-iha^2}$ и делаем сдвиг $z \rightarrow z - iha^2$, в результате чего возникает выражение для гауссова пучка поверхностных плазмонов:

$$u(x, y, z) = \sqrt{-i \frac{ha^2}{z - iha^2}} \exp\left(\frac{i}{2} \frac{hx^2}{z - iha^2} + q_{ij}y + ihz\right). \quad (8)$$

Пренебрежение вторыми производными по y и z приводит к условию $ha \gg 1$, сходному с обычным условием для гауссова пучка $ka \gg 1$.

С помощью представления о гауссовом пучке плазмонов немедленно возникает оценка для наименьшего поперечного размера сходящегося пучка (для так называемой перетяжки) $2a \gg \lambda_{pl} / \pi$.

Можно считать, что $(2a)_{\min} = 3\lambda_{pl}$. Поперечный размер в перпендикулярном направлении равен $1 / q_1 + 1 / q_3 + t \approx 2 / h + t = \lambda_{pl} / \pi + t$, t - толщина пленки.

Проведем расчеты для пленки серебра толщиной 1 нм и длины волны $\lambda_0 = 514.6$ нм. Из рассмотрения, проделанного в /4/, для а-плазмона возникает следующее уравнение:

$$\left(\frac{q_2 \varepsilon_1 (1 + e^{-q_2 d})}{\varepsilon_2 (1 - e^{-q_2 d})} \right)^2 - q_2^2 = (\omega/c)^2 (\varepsilon_2 \mu_2 - \varepsilon_1 \mu_1). \quad (9)$$

При $\varepsilon_{1,3} = 1$, $\varepsilon_2 = -10.67$ /8/, $\mu_{i=1,2,3} = 1$, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = 1.221 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda_0 = 514.6 \text{ nm}$)

резонансное волновое число $h = \sqrt{q_2^2 + (\omega/c)^2 \varepsilon_2 \mu_2}$ а-плазмона оказывается равным $1.88 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$, что в 15.4 раза больше, чем k_0 . Если взять $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 6.5$, то h оказывается равным $1.42 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-1}$, что уже в 116 раз больше k_0 . В 1-ом случае $\lambda_{pl} = 33.4 \text{ nm}$, $q_{1,2} \approx 1.9 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$, во 2-м случае

$\lambda_{pl} = 4.44 \text{ nm}$, $q_{1,2} \approx 1.4 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-1}$. Размер перетяжки гауссова пучка плазмонов в 1-м случае равен $3\lambda_{pl} \times (\lambda_{pl} / \pi + d) = 100 \text{ nm} \times 12 \text{ nm}$, во 2-м случае $3\lambda_{pl} \times (\lambda_{pl} / \pi + d) = 13.5 \text{ nm} \times 2.4 \text{ nm}$.

Мы, действительно, обнаруживаем возможность произвести субволновую фокусировку света. Однако гауссов пучок плазмонов в рассматриваемом устройстве имеет довольно большие размеры, будучи измеренным в длинах волн плазмонов: 30-100 волн в поперечнике и 300-1000 волн вдоль оси. Возникает вопрос о потерях распространения.

Рассчитаем потери распространения а-плазмона. Для этого снова воспользуемся уравнением (9), подставив в него комплексное $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2''$. Вычисления дают следующий результат. При $\lambda_0 = 514.6 \text{ nm}$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2'' = -10.67 + i0.3$ /8/ пробег плазмона, который равен отношению $\text{Re } h / \text{Im } h$, составляет 35.5 волн. При $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 6.5$ пробег плазмона составляет 26 волн. При $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 10$ длина волны плазмона в 273.5 раза короче длины волны в вакууме на той же частоте, и пробег плазмона составляет всего 8.2 волн.

Большие потери распространения являются серьезной проблемой для применений. Однако имеется возможность применить прилегающие усиливающие слои $\varepsilon_{1,3} = \varepsilon_{1,3}' - i\varepsilon_{1,3}''$ для компенсации потерь распространения. Имеются сообщения о таких успешных опытах /9/. Расчет показывает, что при $\varepsilon_1 = 9 - i0.27$ оказывается, что $h = (147.4 + i5.3 \cdot 10^{-3})(\omega_0/c)$. Для предотвращения усиления мало замедленного с-плазмона усиливающий слой следует брать тонким.

Вопрос о потерях является решающим, если иметь в виду импульсы большой мощности. Сквозь плазмонный волновод с усиливающим слоем пройдет импульс с интенсивностью, приблизительно равной интенсивности насыщения усиления. Интенсивность насыщения I_s по порядку величины равна $\hbar\omega_0 / \sigma\tau$.

Если сечение усиления σ взять равным $2.5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ и время релаксации возбуждения τ равным 10^{-10} s , то при $\lambda_0 = 514.6 \text{ nm}$ получаем $I_s = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ watt/cm}^2$. Это довольно умеренное значение интенсивности. Если иметь в виду импульс длительности 100 фемтосек, то вместо τ следует взять длительность импульса. В результате получим $I_s = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ watt/cm}^2$. Впрочем, такую и даже заметно больше интенсивность можно получить и без субволновой фокусировки.

Вопрос об интенсивности насыщения не возникает, если плазмонный волновод применять в приемнике пороговой чувствительности. В приемнике необходимо применять устройство пространственной селекции. Такое устройство может представлять собой две софокусные линзы с диафрагмой в общем фокусе. Другой вариант устройства содержит отрезок наноцилиндра, см. рис. 5.

Теперь рассмотрим второе устройство, резонансную оптическую антенну Поля. В устройстве Поля исследовалась полоска из золота толщиной 40 нм, длиной ~ 260 нм и шириной 45 нм с разрезом посередине шириной ~ 20 нм. При рассмотрении этого устройства возникает вопрос о том, в какой мере оптическая антенна перекрывает пятно фокусировки диаметра λ_0 , то есть о сечении рассеяния.

Проверяем, каковы должны быть по теории размеры такой полоски в условиях резонанса. Расчет продельваем приближенно, заменяя полоску отрезком наноцилиндра и пользуясь характеристическим уравнением для этого случая, см. /3/. При $a = 21.13 \text{ nm}$ резонансная длина по расчету оказывается равной $L = 244.6 \text{ nm}$. Это значение хорошо согласуется с указанным в статье значением ~ 260 нм.

Напряженность поля \vec{E} в зазоре между половинками антенны равна электрической индукции \vec{D} в материале антенны. Это утверждение возникает в результате использования граничного условия о равенстве нормальных компонент электрической индукции по обе стороны границы раздела двух сред с разным ε .

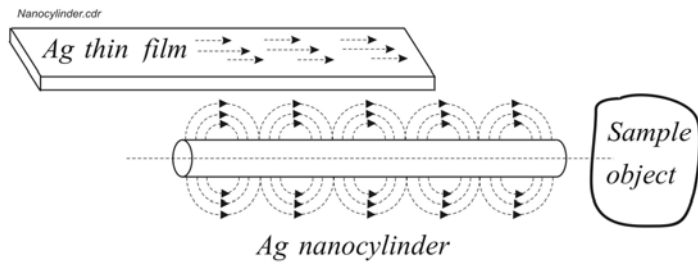


Рис.5.

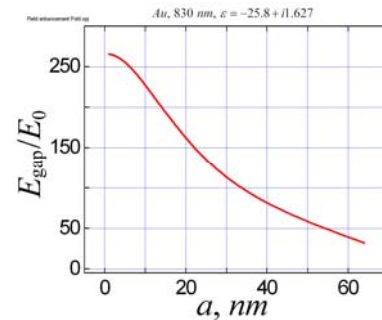


Рис.6.

Для простоты рассмотрения заменим полосу металлической частицей объема V во внешнем электромагнитном поле E_0 частоты ω_0 . Частица имеет $\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_1'(\omega) + i\varepsilon_1''(\omega)$ и представляет собой сфероид в поле, электрическая составляющая которого направлена вдоль самой длинной главной оси. Мы будем пользоваться формулами из работы /11/, где рассмотрен резонанс в наночастице. Полный дипольный момент, наведенный в частице, описывается формулой

$$P(\omega_0) = \chi(\omega_0)V \left[E_0 + i \frac{2k_0^3}{3} P(\omega_0) \right], \quad (10)$$

где $\chi(\omega)$ - диагональный элемент тензора восприимчивости сфероида. При $V/\lambda^3 \ll 1$ величина $\chi(\omega)$ может быть вычислена в электростатическом приближении. Второй член в (10) учитывает энергетические потери из-за излучения посредством введения реакции поля излучения $\vec{E}_r = (2/3)k_0^3 \vec{P}(\omega)$, $k_0 = \omega_0/c$. Поле \vec{E}_r выбрано так, как это делают в классической теории поля /12/: работа, которую производит \vec{E}_r над диполем \vec{P} , равна излученной энергии. Разрешив уравнение (10) относительно $P(\omega_0)$ получаем:

$$P(\omega_0) = \frac{\chi(\omega_0)}{1 - i \frac{2k_0^3}{3} \chi(\omega_0)V} V E_0. \quad (11)$$

Поправочный член в знаменателе (11) имеет сильную зависимость от частоты из-за k_0^3 и $\chi(\omega_0)$. Последняя величина становится большой при плазмонных резонансах в частице. Для восприимчивости эллипсоидальной частицы имеет место формула

$$\chi(\omega) = \frac{1}{4\pi} \frac{\varepsilon_1(\omega) - 1}{2 - [1 - \varepsilon_1(\omega)]A}. \quad (12)$$

Фактор деполаризации $0 < A < 1$ характеризует эксцентricность частицы.

Для золота ε_1'' мало в видимом спектре. Поэтому пиковое возрастание находим, максимизируя (12) по отношению к $\varepsilon_1'(\omega)$. Для $\varepsilon_1'', V/\lambda^3 \ll 1$ максимум достигается при $2 - [1 - \varepsilon_1'(\omega_{res})]A \approx 0$. Используя это условие в (12) мы видим, что радиационное затухание следует принимать в расчет всякий раз, когда $(1 - \varepsilon_1') \times (4\pi^2 V / 3\lambda^3) \approx \varepsilon_1'' A$.

Получим формулу для P в максимуме. Подставим в (11) резонансное ε_1' , определяемое условием $2 - [1 - \varepsilon_1'(\omega_{res})]A \approx 0$.

$$P_{res} = -i \frac{3}{2k_0^3} \frac{E_0}{\frac{3\lambda^3}{(2\pi)^2 V} \frac{\varepsilon_1'' A}{\varepsilon_1 - 1} - 1}. \quad (13)$$

Внешнее поле направлено вдоль самой длинной оси сфероида.

Рассчитаем поле в зазоре. Оно равно $\vec{E}_{gap} = \vec{D} = \vec{E}_0(1 + 4\pi P_{res}/V)$.

$$\left| \frac{\vec{E}_{gap}}{\vec{E}} \right| \approx \left(\frac{\varepsilon_1'' A}{(\varepsilon_1' - 1)} - \frac{4\pi^2 a^3 f}{3\lambda^3} \right)^{-1}, \quad f = \frac{L}{2a}. \quad (14)$$

Вычислим $\left| \vec{E}_{gap} / \vec{E} \right|$ для параметров опыта в /2/: $a = 21.12 \text{ nm}$, $L = 244.6 \text{ nm}$, $A = 0.091$, $f = 5.791$, $\lambda_0 = 830 \text{ nm}$, $\varepsilon_1 = -25.8 + i1.627$ /8/. Расчет дает $\left| \vec{E}_{gap} / \vec{E} \right| = 168.8$. На рис.6 приведена зависимость $\left| \vec{E}_{gap} / \vec{E} \right|$ от a для золота на длине волны $\lambda_0 = 830 \text{ nm}$.

Рассчитаем сечение рассеяния, в соответствии с определением равное $\sigma = \langle W \rangle / (cE_0^2 / 8\pi)$. Здесь $\langle W \rangle$ - среднее значение мощности излучения диполя, $\langle W \rangle = ck_0^4 d_0^2 / 2$ /12/, d_0 - амплитуда осцилляций диполя, равная в данном случае P_{res} :

$$\langle W \rangle = \frac{3cE_0^2 \lambda^2}{16\pi^2 [3\varepsilon_1'' \lambda^3 A / ((2\pi)^2 V (\varepsilon_1 - 1)) - 1]^2}. \quad (15)$$

Поэтому

$$\frac{\lambda^2}{\sigma} = \left[\frac{2\sqrt{\pi} \lambda^3 \varepsilon_1'' A}{(2\pi)^2 V (\varepsilon_1 - 1)} - \frac{2\sqrt{\pi}}{3} \right]^2, \quad (16)$$

$$A = \int_0^\infty a^2 c (s + c^2)^{-3/2} (s + a^2)^{-1} ds, \quad f = c/a - \text{эксцентриситет.}$$

Зависимость отношения λ_0^2 / σ для для нанопроволочек различного радиуса a из золота в вакууме на длине волны $\lambda_0 = 830 \text{ nm}$ изображена на рис.7. При $a = 21.12 \text{ nm}$ отношение λ_0^2 / σ равно ~ 40 . При $a = 128 \text{ nm}$ отношение λ_0^2 / σ равно ~ 2.7 .

Из проделанного рассмотрения следует вывод: как устройство Яблоновича, так и устройство Поля, каждое способное локализовать электромагнитное поле на площадке, которая много меньше λ^2 , имеет значительные потери.

Рассмотрим усовершенствование, которое пригодно как для устройства Яблоновича, так и для устройства Поля. Возьмем резонансный атом (квантовую точку) и поместим его вблизи тонкой пленки или сфероида. Будем возбуждать атом, а он, излучая, в свою очередь будет возбуждать наноустройство. Сечение поглощения атома равно $\cong \lambda_0^2 \Delta\omega_{rad} / \Delta\omega_{inh}$. Здесь $\Delta\omega_{rad}$ - радиационная ширина, $\Delta\omega_{inh}$ - доплеровская ширина в случае атома или ширина из-за взаимодействия с фононами в случае квантовой точки. В видимом спектре для атома $\Delta\omega_{rad} / \Delta\omega_{inh} \approx 0.01$, для квантовой точки $\Delta\omega_{rad} / \Delta\omega_{inh}$ может достигать значения 0.1.

Атом вблизи наносфероида, см. рис.8, находится в объеме двух мод неоднородного пространства. Первая мода – сферическая мода \vec{n}_{10} , возбуждающая волна. Вторая мода – резонансный поверхностный

плазмон наносфероида TM_0 . Падающая волна возбуждает атом и практически не возбуждает плазмон TM_0 . Спонтанный излучательный переход атома происходит преимущественно с излучением фотона в TM_0 плазмон. Эффективность возбуждения TM_0 плазмона является 100%-ной.

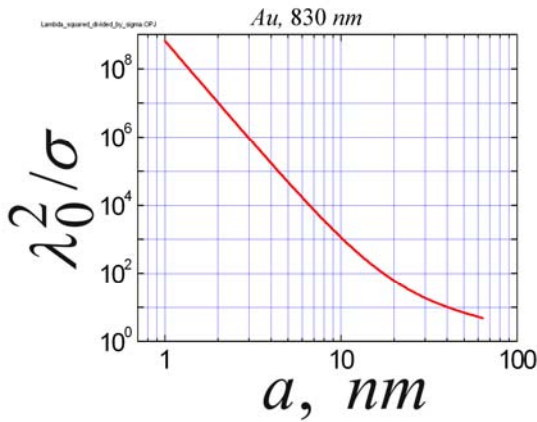


Рис.7.

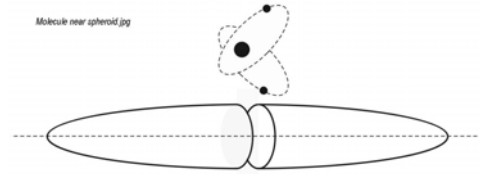


Рис.8.

Отношение вероятности излучения в плазмон к вероятности излучения в пустое пространство равно

$$F = E_{pl}^2 \rho_{pl} / E_{free}^2 \rho_{free}, \quad (17)$$

где E_{pl} , E_{free} - поле соответствующей моды поля, нормированное на энергию один фотон в моде, ρ_{pl} , ρ_{free} - плотность состояний соответствующего поля /13/. Вычисления показывают, что при максимальной связи атома с плазмоном

$$F \approx (h/k_0)^3 \varepsilon_1^2 Q, \quad (18)$$

где h - волновое число плазмона, Q - добротность плазмонного резонанса в наносфероиде длиной $L = \pi/h$, $k_0 = \omega/c$. Расчет показывает, что для наносфероида диаметром 2 nm отношение $h/k_0 \approx 33$ и $Q \approx 70$ (определяется потерями в веществе наносфероида, радиационные потери малы) для $\lambda_0 = 514.6 \text{ nm}$, $\varepsilon_1 = -10 + i0.3$ (Ag). При этих значениях входящих в выражение для F величин оно оказывается равным $3 \cdot 10^8$. Действительно, возбужденный атом излучает преимущественно в плазмон. Полученную величину F следует уточнить, не пользуясь приемами теории возмущений. Однако она и в этом случае будет чрезвычайно большой.

При большом значении F оказывается большой величина $\Delta\omega_{inh}$, которая теперь равна обратному времени излучения в плазмон, то есть равна $\Delta\omega_{rad} F$. Связь с плазмоном следует уменьшить до умеренно малой величины. Это может быть достигнуто при расположении атома на удалении от наносфероида. Выбрав F равным $2 \div 3$ получим по-прежнему практически 100%-ную эффективность излучения в плазмон практически без увеличения отношения $\Delta\omega_{rad} / \Delta\omega_{inh}$.

Подведем итог. Рассмотрены два варианта устройств субволновой фокусировки света. Первое устройство представляет собой тонкую пленку хорошо отражающего свет металла, на которой возбуждается сходящийся пучок поверхностных плазмонов с волновым числом $h \gg \omega_0/c$. Перетяжка этого пучка имеет сечение много меньше λ_0^2 . Второе устройство представляет собой линейную антенну наноразмеров с разрезом посередине. В антенне возбуждается резонансный поверхностный плазмон. Поле в разрезе концентрируется на площадке много меньше λ_0^2 . И в 1-м, и во 2-м случае наблюдается эффект значительной интенсификации поля в пятне субволновой фокусировки. Однако полная мощность в выходном пятне ослаблена в 1-м случае в силу потерь распространения, в 2-м случае в силу малого сечения

возбуждения наноантенны. Предложено улучшить эффект возбуждения пленки и наноантенны посредством возбуждения прилегающего атома или квантовой точки.

1. E.Yablonovich. The 89th OSA Annual Meeting Frontiers in Optics 2005 & Laser Science XXI Conference, October 16-20, 2005, paper FWJ1; Symposium on Active Nanophotonic Devices, California Institute of Technology, May 21, 2006
2. P.M. Hlschleger, H.-J.Eisler, O.J.F.Martin, B.Hecht, and D.W.Pohl. Science, v.308, 1607-1609 (2005)
3. В.С.Зуев. Оптические плазмоны с длиной волны 50 нм. Препринт №18, Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, 2005; V.S.Zuev and G.Ya.Zueva. J. Russian Laser Res., v.27, 167-184 (2006)
4. В.С.Зуев. Поверхностные поляритоны и плазмоны: спонтанное излучение атома вблизи тела малого размера. Препринт № 3, Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, 2006; Оптика и спектроскопия, в печати (рег. № 3906, 2006 г.)
5. X.S.Wu, P.W.Adams, Y.Yang, and R.L.McCarley. Phys. Rev. Lett., v.96, 127002 (2006)
6. Л.А.Вайнштейн. Электромагнитные волны. Москва, Радио и связь, 1988
7. В.П.Быков, О.О.Силичев. Лазерные резонаторы. Москва, Физматлит, 2003
8. P.V.Johnson and R.W.Christy, Phys. Rev. B, v.6, 4370 (1972)
9. J.Seidel, S.Grafstroem, and L.Eng. Phys. Rev. Lett., v.94, 177401 (2005)
10. F.Leonard and A.A.Talin. Phys. Rev. Lett., v.97, 026804 (2006)
11. A.Wokaun, J.P.Gordon, and P.F.Liao. Phys. Rev. Lett., v.48, 957-960 (1982)
12. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. Физматлит, Наука, Москва, 1988
13. W.Heitler. The Quantum Theory of Radiation. Oxford, Clarendon Press, 1954