

УДК 535.3:539.216.2:53.085.343:535.542.1

Н. А. ХИЛО

МОДИФИЦИРОВАННАЯ СХЕМА ОТТО ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ

(Представлено членом-корреспондентом В. Н. Бельям)

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь
n.khilo@dragon.bas-net.by*

Предложен и исследован новый тип резонансного возбуждения поверхностных плазмонов, который характеризуется равенством фазовых скоростей и коэффициентов затухания плазмонов и возбуждающего поля. Показано, что такой резонанс может быть реализован в модифицированной схеме Отто, особенностью которой является наличие в переходном слое периодической системы клиньев, позволяющей формировать наклонную эванесцентную волну. Расчет схемы показал, что превышение усиления в рассматриваемой схеме в сравнении со стандартной схемой Отто может достигать двух порядков и выше.

Ключевые слова: поверхностные плазмоны, эванесцентное поле, плоские линзы.

N. A. KHILLO

MODIFIED OTTO SCHEME FOR EXCITATION OF SURFACE PLASMONS

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus
n.khilo@dragon.bas-net.by*

A new type of resonant excitation of surface plasmons is proposed and investigated which is characterized by the equality of the phase velocities and attenuation coefficients of the plasmons and an excitation field. It has been shown that this type of resonance can be realized by means of the modified Otto scheme. The peculiarity of this scheme is the presence in a transition layer of the periodic system of wedges allowing one to form an inclined evanescent wave. The calculation shows that the modified scheme can provide a local power gain of two orders greater as compared with the standard Otto scheme.

Keywords: surface plasmons, evanescent field, flat lens.

Введение. Призменная схема возбуждения поверхностных световых полей, в частности поверхностных плазмонов (ПП), широко используется в настоящее время (см., напр., [1–4]). Она реализуется, как известно, в конфигурациях Отто [5] и Крэтчмана [6]. В схеме Отто в процессе возбуждения ПП внешнее поле испытывает полное внутреннее отражение (ПВО) на выходной грани призмы и трансформируется в эванесцентное поле в переходном слое диэлектрика, граничащем со слоем металла или, в общем случае, со слоистой системой металл–диэлектрик (плоской линзой [7]). Фазовый синхронизм достигается за счет подбора угла падения плоской волны и при условии, что призма полного внутреннего отражения (ПВО-призма) имеет достаточно большой показатель преломления.

Однако в схемах Отто и Крэтчмана не реализуется полное равенство постоянной распространения ПП и волнового числа возбуждающего поля. Это вызвано тем, что ПП затухают вдоль направления распространения, в то время как возбуждающее поле однородно вдоль этого направления. Другими словами, постоянная распространения ПП является комплексной, а аналогичный параметр возбуждающего поля вещественный. В сообщении предлагается вариант оптической схемы, в которой возбуждающее поле также имеет комплексную постоянную распространения в плоскости линзы. За счет этого возможно достижение так называемого комплексного резонанса (КР), характеризуемого равенством как фазовых скоростей, так и коэффициентов затухания ПП и возбуждающего поля.

Описание оптической схемы. Предлагаемая призмная схема показана на рис. 1. Здесь ПВО-призма 2 соединена с плоской линзой 4 диэлектрическим переходным слоем с клиновидным профилем 3. Толщина клина линейно возрастает в направлении, совпадающем с направлением распространения ПП. Клиновидная область является периодической, формируя некоторую дифракционную решетку. В общем случае между клиньями может располагаться непрозрачный промежуток. Плоская линза представляет собой слоистую структуру металл–диэлектрик, граничащую на выходе, например, со слоем фоторезиста 5.

Входным полем в схеме является плоская волна 1, которая трансформируется на границе призма–клин в эванесцентное поле. Это поле падает наклонно на плоскую линзу и возбуждает плазмон в режиме нарушенного ПВО. Выходное поле является эванесцентным, а его интенсивность в условиях резонансного возбуждения ПП может, как известно [7], превышать интенсивность падающего поля. Поэтому важной характеристикой плоских линз является коэффициент усиления локального поля, равный отношению интенсивностей поля непосредственно на выходе линзы и падающего поля.

Цель работы – нахождение коэффициента усиления в модифицированной схеме Отто при реализации в ней указанного выше комплексного резонанса.

Расчет и анализ схемы. Рассчитывалась оптическая схема с ПВО-призмой из сапфира ($n_{in} = 1,7937$), кварцевым переходным слоем, включающим клиновидные области ($n_w = 1,47$), плоской двуслойной линзой Ag/SiO_2 ($n_{ag} = 0,07 + 1,64i$) с толщиной слоев 15/20 нм и слоем фоторезиста ($n_{resist} = 1,65 + 7,26 \times 10^{-3}i$). Длина волны $\lambda = 365$ нм.

Расчет проводился матричным методом с учетом всех действующих границ раздела. Основной переменной в формулах является продольная компонента волнового вектора, или продольное волновое число $k_x = k_0 n_{in} \sin \theta_{in}$, где n_{in} – вещественный показатель преломления призмы ввода (рис. 1, б), $k_0 = 2\pi / \lambda$, θ_{in} – угол падения плоской волны на клин. Применительно к описанию плазмонов это число будет называться также постоянной распространения. Кроме того, для удобства анализа будет использоваться соответствующая безразмерная величина $n_x = n_{in} \sin \theta_{in}$ с сохранением названия в тех случаях, когда это не приведет к недоразумению.

На верхней грани клина (рис. 1, б) происходит ПВО, что приводит к экспоненциальному затуханию возбуждающего эванесцентного поля вдоль оси z . В схеме на рис. 1 компонента волнового вектора вдоль направления z , или поперечное волновое число в нормированном виде равно $n_z = \sqrt{\epsilon_w - \epsilon_{in} \sin^2 \theta_{in}}$ или $n_z = \sqrt{\epsilon_w - n_x^2}$, где ϵ_w – диэлектрическая проницаемость материала клина (кварц в рассматриваемом случае). В системе координат (x_1, z_1) , связанной с линзой, продольное волновое число возбуждающего поля равно

$$n_{x1} = n_x \cos \theta_w + i \sqrt{n_x^2 - \epsilon_w} \sin \theta_w, \quad (1)$$

где θ_w – угол клина.

Из (1) видим, что продольное волновое число возбуждающего поля комплексное, вещественная и мнимая части которого зависят от угла падения на клин и от угла клина. Тем самым существует возможность достижения специфического резонанса, когда имеет место равенство n_{x1} и комплексной постоянной распространения ПП.

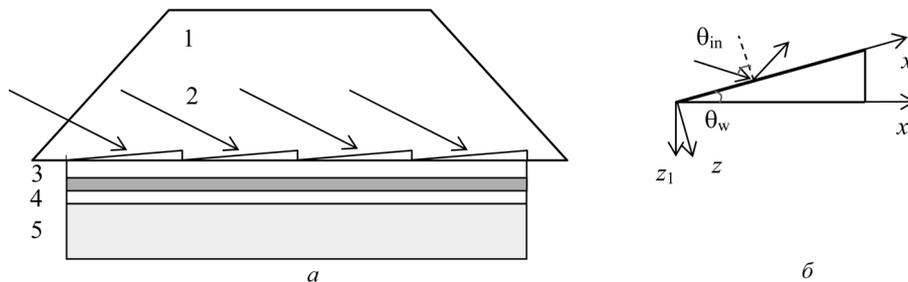


Рис. 1. Оптическая схема возбуждения поверхностных плазмонов наклонной эванесцентной волной: 1 – призма ПВО; 2 – возбуждающий световой пучок; 3 – переходный диэлектрический слой с клиновидной верхней поверхностью; 4 – слоистая МД-структура (плоская линза); 5 – выходная среда. θ_{in} – угол падения на поверхность клина; θ_w – угол клина; (x, z) и (x_1, z_1) – декартовы системы координат, связанные с клином и плоской линзой

При использовании матричного метода основной рассчитываемой величиной является матрица передачи слоистой системы $\widehat{M}(n_x, \theta_w)$. Если эта матрица известна, то амплитудные коэффициенты пропускания (t) и отражения (r) полей определяются по формулам $t = M_{1,1}^{-1}$, $r = M_{2,1} / M_{1,1}$. КР по определению имеет место при таких значениях $n_x = n_{x,\text{res}}$ и $\theta_w = \theta_{w,\text{res}}$, которые являются решением уравнения $M_{1,1}(n_x, \theta_w) = 0$. Отметим, что величина $n_{x,\text{res}}$ здесь не является комплексной, так как относится к границе призма–клиновидный промежуточный слой. Как видим, в условиях КР имеет место полюс в коэффициентах пропускания и отражения. Поиск резонанса проводился численно сканированием плоскости (n_x, θ_w) и определением точки, в которой имеет место максимум интенсивности выходного поля $I_t(n_x, \theta_w)$ или же функции пропускания по интенсивности $T(n_x, \theta_w)$. Поиск показал, что в рассматриваемой схеме действительно наблюдается резкий пик функции $T(n_x, \theta_w)$. На рис. 2 показаны два одномерных сечения поверхности $\log(T(n_x, \theta_w))$ плоскостями $\theta_w = \theta_{\text{res}}$ и $n_x = n_{x,\text{res}}$, где $n_{x,\text{res}} \approx 1,6604$ и $\theta_{\text{res}} \approx 0,0141$, или 0,81 град. Приведенное значение $n_{x,\text{res}}$ соответствует углу падения $\theta_{\text{in}} \approx 67,77$ град. Величины $n_{x,\text{res}}$ и θ_w являются приближенными и могут быть уточнены при увеличении точности численного расчета.

Как и ожидалось, максимальная интенсивность света на выходе при приближении к резонансу неограниченно растет с увеличением точности расчета, т. е. имеет место полюс функции пропускания $T(n_x, \theta)$. К примеру, на приведенном графике максимальное значение $T(n_x, \theta)$ равно 8 в логарифмическом масштабе.

Ясно, что непосредственное принятие подобных результатов невозможно из-за нарушения закона сохранения энергии. Поэтому далее будут приведены соображения, позволяющие, по нашему мнению, привести результаты к физически обоснованным. Несложно видеть, что недостаток приведенного выше формализма состоит в том, что волновое число k_x (или n_x) предполагается заданным точно. Однако при этом игнорируется неустранимая неопределенность волнового числа, выражаемая известной формулой $\Delta n_H \approx \lambda / L$, где L – размер апертуры, поперечно ограничивающей падающую плоскую волну. Следовательно, точка полюса не может быть фиксирована, и поэтому функция $I_t(n_{x,\text{res}}, \theta_{w,\text{res}})$ не может быть интерпретирована как интенсивность прошедшего света в точке резонанса. Далее вместо интенсивности будем использовать более фундаментальную величину – амплитуду, или компоненты векторов электрического и магнитного полей волны. Рассмотрим, например, продольную компоненту электрического поля $E_{t,z_1}(n_x, \theta)$ прошедшей ТН-волны. Внутри области неопределенности эту компоненту поля будем считать находящейся в состоянии линейной суперпозиции, в которую включаются состояния со всеми возможными значениями волнового числа в пределах области неопределенности, т. е. при $n_x = (n_{x,\text{res}} \pm \Delta n_H)$. Применительно к непрерывному спектру состояний получим тогда, что эффективное поле в области неопределенности в окрестности полюса будет иметь вид

$$\bar{E}_{t,z_1}(\theta_{\text{res}}) = \frac{1}{2\Delta n_H} \int_{n_{x,\text{res}} - \Delta n_H}^{n_{x,\text{res}} + \Delta n_H} E_{t,z_1}(n_x, \theta_{\text{res}}) dn_x. \quad (2)$$

Остальные компоненты прошедшего и компоненты отраженного полей рассчитываются аналогично.

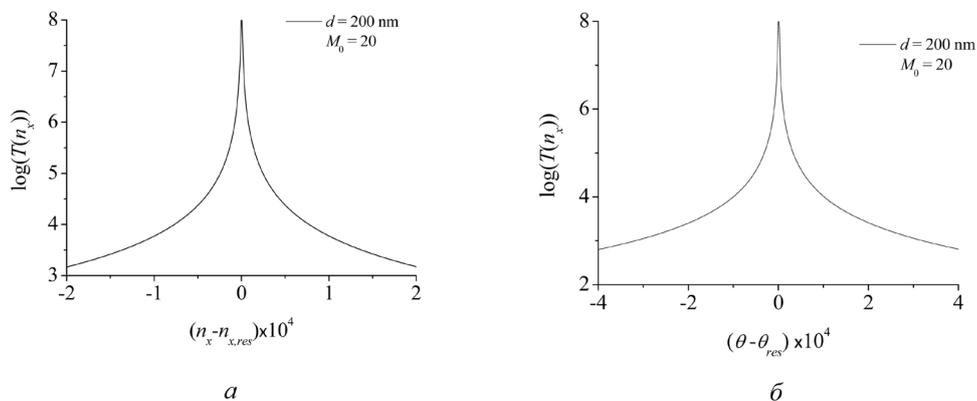


Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания плоской линзы от продольного волнового числа (а) и от угла наклона клина (б)

Используя (2) могут быть рассчитаны соответствующие интенсивность и мощность

$$\bar{I}_{t,z1}(\theta_{\text{res}}) = |\bar{E}_{t,z1}(\theta_{\text{res}})|^2 \quad \bar{P}_{t,z1}(\theta_{\text{res}}) = |\bar{E}_{t,z1}(\theta_{\text{res}})|^2 2\Delta n_H. \quad (3)$$

Отметим, что хотя формула для мощности в последней формуле относится к спектральным компонентам, она описывает также мощность прошедшего поля в пространственной области, что следует из теоремы Парсеваля.

Источником неопределенности волнового числа в рассматриваемой схеме будем считать ограниченность поперечного размера клина, а также решетки клиньев в целом. Тогда из-за дифракции плоская падающая волна трансформируется в поле, описываемое в спектральной области функцией

$$A_{\text{in}}(n_x) = \frac{L}{\sqrt{2\pi}} \text{sinc}\left(\frac{k_0(n_x - n_{x0})L}{2}\right), \quad (4)$$

где $n_{x0} = n_{\text{in}} \sin(\theta_0)$ – волновое число, соответствующее падающей плоской волне; L – длина клина. Формула (4) описывает простейший случай одной щели (одного клина). Для линейной цепочки клиньев (дифракционная решетка) спектральная функция равна

$$A_{\text{in}}(n_x) = \frac{L}{\sqrt{2\pi}} \text{sinc}\left(\frac{\pi(n_x - n_{x0})L}{\lambda}\right) \sum_{m=-M_0}^{M_0} \exp\left(-\frac{2\pi i(n_x - n_{x0})m\Lambda}{\lambda}\right), \quad (5)$$

где число клиньев равно $2M_0 + 1$; $\Lambda = L + h$ – период решетки; h – ширина непрозрачного участка, разделяющего клинья.

Величина Δn_H , приведенная выше, соответствует первому нулю функции (4). В случае решетки применялась формула $\Delta n_H \approx \lambda / (2M_0 + 1)\Lambda$, где число $(2M_0 + 1)$ равно количеству клиньев.

Расчет по формулам (2), (3) проводился численно. Интегрирование осуществлялось методом Ромберга для быстро растущих функций с сингулярной конечной точкой и также методом теории вычетов. В пределах погрешности численного расчета оба метода дают совпадающие результаты.

Результат расчета коэффициентов усиления локальной мощности для проходящего и отраженного полей и их зависимости от отклонения угла клина от резонансного значения показан на рис. 3. Здесь принималось $M_0 = 5$, $d = 150$ нм.

Из рис. 3 видим, что максимальное усиление прошедшего поля в рассматриваемой схеме относительно велико. Для сравнения, в соответствующей рис. 1 обычной схеме Отто усиление равно примерно 5. Следовательно, относительное увеличение локальной мощности может достигать здесь нескольких сотен. Однако следует иметь в виду, что усиление значительно падает при неточной величине угла клина (рис. 3, а), т. е. при $\Delta\theta = \theta - \theta_{\text{res}} \neq 0$. Так, при $\Delta\theta \approx 0,5$ мрад усиление уменьшается в 4,6 раза. В целом закономерность такая, что уменьшение Δn_H , т. е. сужение спектра падающего поля, приводит к увеличению усиления только при уменьшении $|\Delta\theta|$.

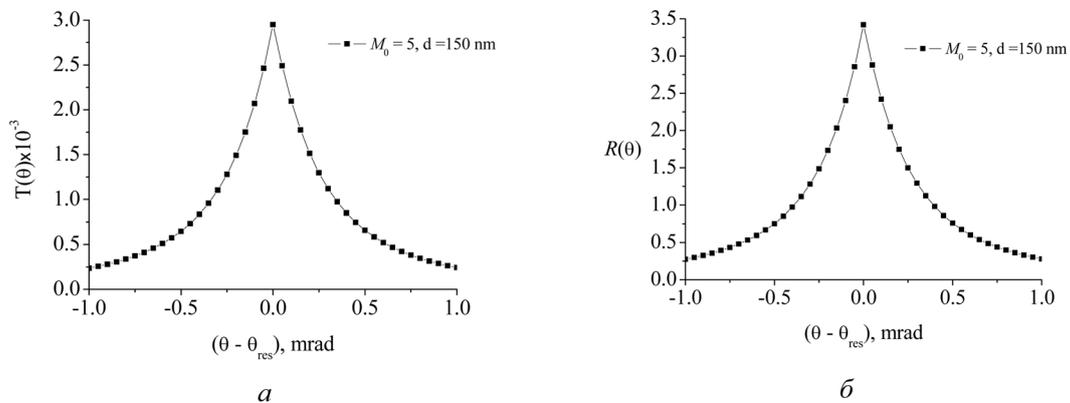


Рис. 3. Характерные значения коэффициентов усиления локальной мощности в проходящем (а) и отраженном свете (б) и их зависимость от отстройки угла конуса от резонансного. Схема содержит 11 клиньев, толщина плоского переходного слоя равна 150 нм

Усиление эванесцентного отраженного поля в рассматриваемом случае относительно мало (рис. 3, б). Однако это не является общей закономерностью. Расчет показал, что соотношение усиления в отраженном и проходящем полях можно регулировать путем изменения толщины d переходного слоя.

Заключение. В работе предложена модификация схемы Отто возбуждения плазмонов в слоистой структуре металл–диэлектрик. Основное ее отличие состоит в замене плоского переходного слоя слоем с клиновидной поверхностью. Модифицированная таким образом схема позволяет реализовать новый тип резонанса, который характеризуется совпадением двух комплексных величин – волнового числа возбуждающего поля и постоянной распространения поверхностного плазмона (так называемый комплексный резонанс (КР)). В условиях КР в френелевских коэффициентах пропускания и отражения появляется полюс, что формально приводит к бесконечной величине локальной интенсивности или мощности эванесцентных отраженного и проходящего полей.

Для восстановления конечности измеряемых величин привлечена идея о размытии точки полюса, неизбежно возникающем из-за неопределенности волнового числа. Описана процедура учета неопределенности, позволяющая устранить возникающие расходимости. Это позволило рассчитать усиление локального поля в условиях комплексного плазмонного резонанса. Оценка показала, что превышение усиления в рассматриваемой схеме в сравнении со стандартной схемой Отто может достигать двух порядков и выше. При этом для повышения усиления необходимо увеличение точности поддержания угла клина равным его резонансному значению.

Достоинством рассмотренной схемы в сравнении со схемами на основе локализованных плазмонов может быть сочетание в ней высокого усиления с плоской выходной поверхностью, что упрощает интерфейс с планарными схемами оптоэлектроники, интегральной и нелинейной оптики.

Список использованной литературы

1. *Raether, H.* Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings / H. Raether. – Berlin: Springer, 1988.
2. *Майер, С. А.* Плазмоника: теория и приложения / С. А. Майер. – М.; Ижевск, 2011.
3. *Zayats, A. V.* Nano-optics of surface plasmon polaritons / A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, A. A. Maradudin // *Phys. Reports.* – 2004. – Vol. 408. – P. 131–314.
4. *Daghestani, H. N.* Theory and Applications of Surface Plasmon Resonance, Resonant Mirror, Resonant Waveguide Grating, and Dual Polarization Interferometry Biosensors. Review / H. N. Daghestani, B. W. Day // *Sensors.* – 2010. – Vol. 10. – P. 9630–9646.
5. *Otto, A.* Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection / A. Otto // *Z. Phys.* – 1968. – Vol. 216. – P. 398–410.
6. *Kretschmann, E.* The determination of the Optical Constants of Metals by Excitation of Surface Plasmons / E. Kretschmann // *Z. Phys.* – 1971. – Vol. 241. – P. 313–324.
7. *Pendry, J. B.* Negative refraction makes a perfect lens / J. B. Pendry // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – Vol. 85. – P. 3966–3969.

Поступило в редакцию 15.06.2016