

Особенности возбуждения поверхностных плазмонов при неколлинеарном рассеянии света

А.В.Андреев, А.А.Корнеев, Л.С.Мукина, М.М.Назаров, И.Р.Прудников, А.П.Шкуринов

Исследована эффективность возбуждения поверхностных плазмонов при неколлинеарном рассеянии света на металлической дифракционной решетке. Показано, что эта эффективность сильно зависит от формы профиля решетки и азимутального угла поворота. Установлена связь между пространственной конфигурацией электромагнитного поля вблизи границы раздела решетка – вакуум и возможностью возбуждения плазмонов. С учетом различных условий возбуждения плазмонов дано объяснение особенностей, наблюдаемых экспериментально в угловых зависимостях зеркального отражения.

Ключевые слова: поверхностные плазмоны, дифракционная решетка, неколлинеарное рассеяние света.

1. Введение

Поверхностные плазмоны представляют собой поверхностную электромагнитную волну (ПЭВ), которая при определенных условиях может быть возбуждена на границе раздела двух сред [1, 2]. Указанная волна распространяется вдоль границы раздела, и ее амплитуда экспоненциально затухает при удалении от границы в глубину обеих сред. Возбуждение ПЭВ сопровождается значительным (в десятки раз) увеличением интенсивности электромагнитного поля в тонком слое (несколько десятков нанометров) вблизи поверхности раздела и проявляет себя в виде минимума в угловых или частотных зависимостях зеркального отражения. Для дифракционных решеток это явление известно с 1902 г. как «аномалии Вуда» [3]. С момента первого наблюдения и до настоящего времени ПЭВ являются предметом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований [4–6], что связано с перспективами развития новых методов исследования поверхности, основанных на возбуждении поверхностных плазмонов. Среди этих методов отметим, например, плазмонную микроскопию поверхности [7] и плазмонную флуоресцентную спектроскопию тонких пленок, нанесенных на металлическую дифракционную решетку [8]. Существует также многообещающая возможность создания волновода на основе двумерной поверхностной решетки из наночастиц, в котором могут распространяться поверхностные плазмонные волны [9].

Локальное увеличение интенсивности электромагнитного поля вблизи границы раздела, которое вызвано распространяющейся поверхностной волной, приводит к усилению нелинейно-оптического отклика поверхности [10] и, тем самым, к возрастанию эффективности генерации оптических гармоник, суммарной частоты и много-

волнового смещения (см., напр., [4] и ссылки в этой работе). Поэтому определение оптимальных условий возбуждения поверхностных плазмонов имеет несомненное значение и для изучения нелинейно-оптического отклика поверхности.

В настоящей статье проведено аналитическое исследование эффективности возбуждения плазмонов для случая неколлинеарной геометрии: штрихи металлической дифракционной решетки параллельны плоскости падения, ПЭВ возбуждается S-поляризованной световой волной (вектор электрического поля перпендикулярен плоскости падения). Интерес к такому исследованию вызван нашими недавними экспериментами [4], в которых при неколлинеарном возбуждении ПЭВ наблюдалось значительное усиление нелинейно-оптического отклика металлической дифракционной решетки.

Данная статья является продолжением работы [4] и объясняет несимметричную форму угловых зависимостей ПЭВ резонанса при малой отстройке от симметричной неколлинеарной геометрии эксперимента. Следует отметить, что к настоящему времени достаточно подробно исследован как теоретически, так и экспериментально случай возбуждения плазмонов только в коллинеарной схеме (штрихи решетки перпендикулярны плоскости падения) при практически нормальном падении света на образец. В качестве примера приведем работы [11, 12], где показано, что вторая пространственная фурье-гармоника профиля решетки вызывает дифракционное взаимодействие плазмонов и появление запрещенной зоны – области частот падающего света, в пределах которой невозможно возбуждение плазмонов. В случае рельефа синусоидальной формы и строго нормального падения света на образец, при изменении частоты света в спектре зеркального отражения света появляется лишь один минимум, связанный с возбуждением плазмона. Отличие формы рельефа от синусоидальной приводит к расщеплению плазмонного резонанса и к появлению в общем случае двух провалов-минимумов в спектре зеркального отражения [5, 11–14]. Расстояние между этими двумя минимумами и определяет ширину запрещенной зоны.

А.В.Андреев, А.А.Корнеев, Л.С.Мукина, М.М.Назаров, И.Р.Прудников, А.П.Шкуринов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: prudnik@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 12 июля 2004 г., после доработки – 3 ноября 2004 г.

В настоящей работе исследована эффективность возбуждения плазмонов в неколлинеарной схеме в зависимости от формы профиля несинусоидальной дифракционной решетки и азимутального угла поворота вокруг нормали к поверхности решетки, проведен расчет локальной интенсивности электромагнитного поля вблизи границы раздела дифракционная решетка – вакуум и установлено, что профиль рельефа и пространственное распределение электромагнитного поля кардинально влияют на эффективность возбуждения плазмона. Показано, что примененный нами аналитический подход правильно описывает ряд специфических особенностей, наблюдаемых в эксперименте по возбуждению плазмонов при линейном отражении света.

2. Возбуждение плазмонов в неколлинеарной схеме. Образование запрещенной зоны

Рассмотрим возбуждение ПЭВ при рассеянии света на металлической дифракционной решетке в неколлинеарной геометрии. Геометрия рассеяния света схематически изображена на рис.1. В рассматриваемой схеме угол φ между вектором обратной решетки Q и нормалью n к плоскости падения света может варьироваться в пределах $-10^\circ \leq \varphi \leq 10^\circ$ вокруг нулевого значения. Вектор обратной решетки Q направлен перпендикулярно штрихам дифракционной решетки. При условии $\varphi = 0$, когда $Q \parallel n$ и штрихи решетки параллельны плоскости падения света, для определенной частоты излучения ω существует такой угол падения ϑ , при котором имеет место неколлинеарное возбуждение ПЭВ в строго симметричной схеме (см. рис.2).

Проанализируем взаимное влияние плазмонов в случае неколлинеарной геометрии возбуждения ПЭВ при $\varphi = 0$. Для определенности будем полагать, что частота падающего света ω фиксирована и изменяется только угол ϑ . Известно [1, 2], что модуль волнового вектора поверхностного плазмона определяется выражением $K = (\omega/c)[\epsilon_1\epsilon_2/(\epsilon_1 + \epsilon_2)]^{1/2}$, где $\epsilon_{1,2}$ – диэлектрические проницаемости металла и среды над дифракционной решеткой. Для возбуждения ПЭВ необходимо выполнение условия фазового синхронизма [1, 2]

$$K_{\pm 1} = k_\tau \pm Q, \tag{1}$$

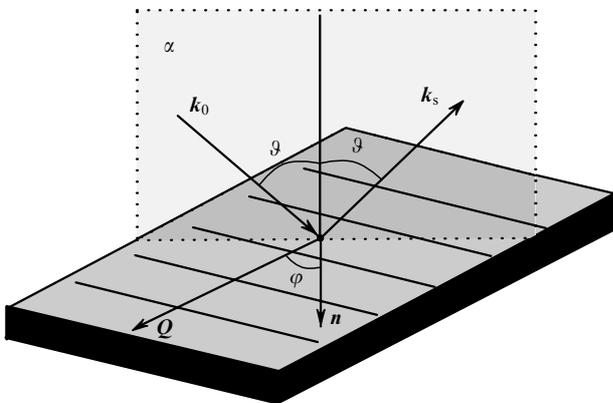


Рис.1. Схема рассеяния света на дифракционной решетке: α – плоскость падения; n – нормаль к плоскости падения; $k_{0,s}$ – волновые векторы падающей на решетку и зеркально отраженной волн; ϑ – угол падения; Q – вектор обратной решетки, перпендикулярный штрихам дифракционной решетки; φ – азимутальный угол.

где k_τ – тангенциальная (в плоскости дифракционной решетки) составляющая волнового вектора k_0 ($k_\tau = k_0 \times \sin \vartheta$, $k_0 = \omega/c$) падающей волны; $Q = 2\pi/T$ – модуль вектора обратной решетки; T – период дифракционной решетки. В настоящей работе для перестройки тангенциальной составляющей волнового вектора падающей волны k_τ (для достижения фазового синхронизма) мы изменяем угол падения ϑ при фиксированной частоте ω . При $\varphi = 0$ может иметь место одновременное возбуждение сразу двух ПЭВ с волновыми векторами $K_{\pm 1}$, $K_{\pm 1} = K$ (рис.2). Угол падения, при котором возможно возбуждение ПЭВ, определяется из условия $K = (k_\tau^2 + Q^2)^{1/2}$. Если рельеф поверхности отличается от синусоидального и характеризуется также второй пространственной фурье-гармоникой с вектором обратной решетки $Q_2 = 2Q$, то ПЭВ претерпевают эффективное рассеяние с вектором дифракции Q_2 : $K_{\pm 1} = K_{\mp 1} \pm Q_2$ (рис.2). В результате рассеяния той ПЭВ, которая имеет волновой вектор K_{-1} , возникает поверхностная волна с волновым вектором $K_{-1} + Q_2$. Поскольку имеет место фазовый синхронизм, $K_{+1} = K_{-1} + Q_2$ (рис.2), то указанная поверхностная волна эффективно влияет на амплитуду электромагнитного поля другой ПЭВ, распространяющейся с волновым вектором K_{+1} . Аналогичным образом можно проанализировать и процесс рассеяния ПЭВ, которая имеет волновой вектор K_{+1} . Такая взаимная связь между двумя ПЭВ приводит к снятию вырождения и образованию запрещенной зоны (см. также работу [11], где исследовано появление запрещенной зоны для коллинеарной схемы возбуждения плазмонов).

Отметим, что запрещенная зона классически определяется в частотном представлении [15], но для большинства периодических структур понятие запрещенной зоны можно также ввести и для углового представления, поскольку проекция волнового вектора падающей волны на вектор обратной решетки определяется и частотой и углом падения. По этой причине в некотором диапазоне углов падения плоская монохроматическая волна не мо-

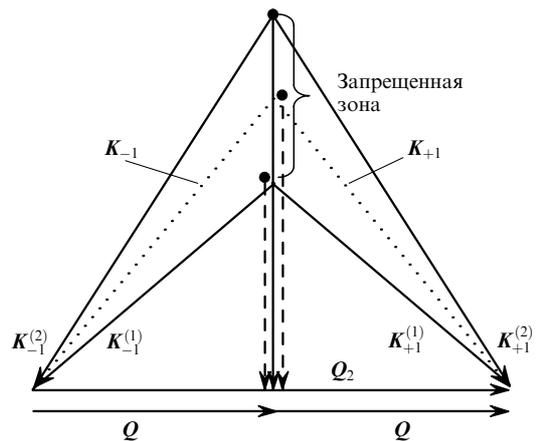


Рис.2. Схема, поясняющая образование запрещенной зоны: Q – вектор обратной решетки; $Q_2 = 2Q$ – вектор обратной решетки для второй пространственной фурье-гармоники рельефа; $K_{\pm 1}$ – волновые векторы ПЭВ в нулевом приближении (вырожденный случай). В результате дифракции на решетке с вектором Q_2 ($K_{\pm 1} = K_{\mp 1} \pm Q_2$) появляются ПЭВ с волновыми векторами $K_{\pm 1}^{(1)}$, $K_{\pm 1}^{(2)}$ и образуется запрещенная зона. Начало волнового вектора ПЭВ не может принадлежать отрезку, отмеченному фигурной скобкой. Штриховыми линиями показаны тангенциальные (в плоскости дифракционной решетки) составляющие волнового вектора падающей волны.

жет отражаться от структуры или проходить через неё. В настоящей работе мы определяем запрещённую зону как диапазон углов падения монохроматического излучения, в пределах которого, несмотря на выполнение условия фазового синхронизма (1), не может возбуждаться ПЭВ.

Снятие вырождения означает, что вместо двух ПЭВ с волновыми векторами $K_{\pm 1}$ в общем случае появляются четыре ПЭВ с волновыми векторами $K_{\pm 1}^{(1)}$ и $K_{\pm 1}^{(2)}$, $K_{+1}^{(1)} = K_{-1}^{(1)}$, $K_{+1}^{(2)} = K_{-1}^{(2)}$ (см. рис.2). Поверхностные электромагнитные волны с волновыми векторами $K_{\pm 1}^{(1)}$ и $K_{\pm 1}^{(2)}$ будем называть ПЭВ1 и 2 соответственно. Запрещенная (по углу падения) зона условно показана в пространстве волновых векторов на рис.2. Волновой вектор ПЭВ не может начинаться внутри этой зоны. Пусть ϑ_1 и ϑ_2 – углы падения, при которых возбуждаются ПЭВ1 и 2. Как следует из рис.2, $\vartheta_1 < \vartheta_2$, и величина $\vartheta_2 - \vartheta_1$ определяет ширину запрещенной зоны в единицах измерения угла. Отметим, что причиной образования запрещенных зон в результате рассеяния ПЭВ при динамической дифракции рентгеновских лучей в совершенных кристаллах [16] и при дифракции света в фотонных структурах [15] являются сходные процессы.

В следующих разделах статьи приведенные качественные выводы обоснованы при помощи результатов численного моделирования. Показано, что в зависимости от формы рельефа поверхности и угла φ эффективность генерации ПЭВ1 и 2 может быть кардинально различной, вплоть до принципиальной невозможности возбуждения конкретной ПЭВ.

3. Метод расчета и рекуррентное соотношение

Задача неколлинеарного рассеяния плоской электромагнитной волны на периодическом рельефе поверхности является существенно векторной. При расчетах нами использован предложенный в [4] метод решения векторных уравнений Максвелла, основанный на разбиении рельефа поверхности на N тонких слоев одинаковой толщины d ; высота рельефа $H = Nd$. Толщина слоя d выбирается такой, чтобы поле слабо менялось по глубине слоя и чтобы отражение от слоя было пренебрежимо мало. Коэффициенты отражения и пропускания отдельных неоднородных слоев вычисляются аналитически на основе уравнений Максвелла. Для определения амплитуды электрического поля, отраженного от дифракционной решетки, используется рекуррентное соотношение

$$\hat{R}_j = \hat{s}_j + \hat{t}_j \hat{R}_{j+1} (\hat{1} - \hat{s}_j \hat{R}_{j+1})^{-1} \hat{t}_j, \quad (2)$$

где \hat{s}_j , \hat{t}_j – коэффициенты отражения и пропускания отдельного слоя j , которые представляют собой матрицы. Черточки над коэффициентами означают, что они отвечают случаю падения волны на обратную сторону слоя. Сначала на основе формул Френеля определяется коэффициент отражения \hat{R}_N от однородного слоя (подложки) полубесконечной толщины. Коэффициент отражения от всей дифракционной решетки \hat{R}_0 можно вычислить, последовательно применяя рекуррентное соотношение (2).

Изложенный алгоритм позволяет рассчитать интенсивность зеркального отражения электромагнитной волны произвольной поляризации в зависимости от угла падения волны и азимутального угла вращения дифрак-

ционной решетки вокруг нормали. Кроме того, этот подход дает возможность рассчитать распределение локальной интенсивности электромагнитного поля вблизи пространственно-неоднородной границы раздела двух сред и интенсивность нелинейного отклика пространственно-неоднородной среды.

4. Влияние формы профиля дифракционной решетки на эффективность возбуждения плазмонов

Рассмотрим влияние формы рельефа дифракционной решетки на возбуждение ПЭВ при условии $\varphi = 0$. Будем полагать, что профиль решетки описывается функцией

$$\xi(x) = 0.5H_1[1 + \cos(Qx)] + 0.5H_2[1 + \cos(Q_2x + \psi)]. \quad (3)$$

Фаза ψ изменяется в пределах $0 \leq \psi \leq \pi$. Если $\psi = 0, \pi$, то $\xi(x) = \xi(-x)$ и рельеф имеет симметричную форму. При остальных значениях ψ профиль асимметричен. На рис.3 показаны рассчитанные зависимости зеркального отражения, отвечающие различным значениям фазы ψ , от угла падения ϑ . При вычислениях использовались следующие параметры решетки и падающего излучения: длина волны S-поляризованного света $\lambda = 780$ нм, материал дифракционной решетки – золото, период решетки $T = 1.12$ мкм, $H_1 = 90$ нм, $H_2 = 0.2H_1$. Из рис.3 видно, что в случае симметричного рельефа ($\psi = 0, \pi$) на кривой зеркального отражения присутствует лишь один мини-

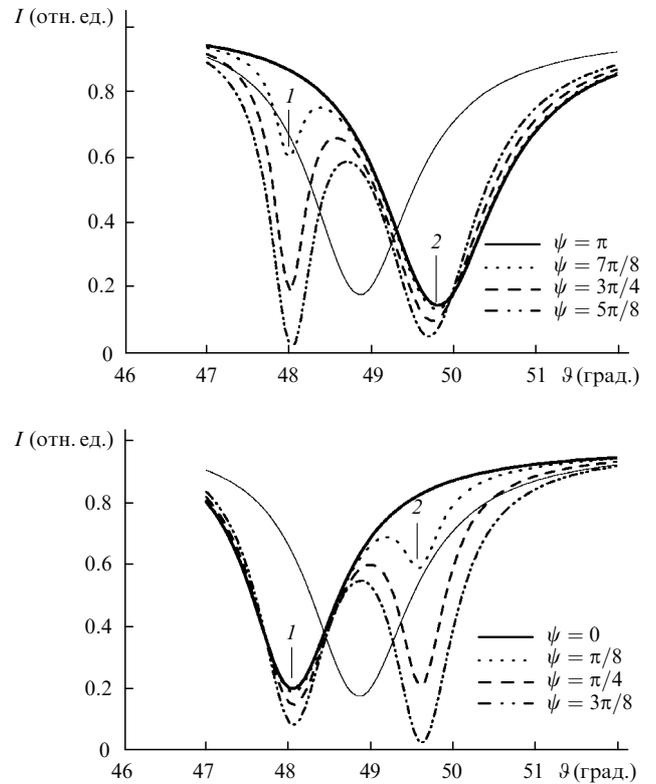


Рис.3. Расчетные зависимости интенсивности зеркального отражения света при $\varphi = 0$ (см. рис.1), рассчитанной для разных профилей дифракционной решетки (см. (3)), от угла падения ϑ . Тонкой сплошной линией показано зеркальное отражение в случае синусоидального рельефа ($H_2 = 0$), 1 и 2 – минимумы, свидетельствующие о возбуждении ПЭВ с волновыми векторами $K_{\pm 1}^{(1)}$ и $K_{\pm 1}^{(2)}$ соответственно (см. рис. 2); параметры решетки и падающего излучения приведены в тексте.

мум. Этот минимум сдвинут в сторону больших ($\psi = \pi$) или меньших ($\psi = 0$) углов падения ϑ по сравнению со случаем синусоидального профиля. Следовательно, при $\psi = 0$ можно возбудить только ПЭВ1, а при $\psi = \pi$ – только ПЭВ2. Если симметрия рельефа нарушена, то на кривой зеркального отражения присутствуют сразу два минимума, свидетельствующие о возбуждении ПЭВ1 и 2. Как видно из рис.3, эффективность возбуждения плазмонов (глубина минимумов) может быть существенно разной. Расстояние между минимумами – ширина запрещенной зоны – определяется амплитудой второй гармоники H_2 в формуле (3).

Особенности кривых зеркального отражения можно объяснить на основе анализа локальной интенсивности электрического поля $E(r)E^*(r)$ вблизи границы раздела металл–вакуум. На рис. 4 приведены двумерные карты распределения локальной интенсивности поля в окрестности одного штриха решетки, рассчитанные для разных профилей решетки (разных значений фазы ψ между первой и второй гармониками) и при углах падения ϑ_1 и ϑ_2 , отвечающих минимумам, обозначенным цифрами 1, 2 на рис.3. Плоскость рис.4 соответствует плоскости xz , при этом $x \parallel Q$, z – нормаль к поверхности решетки. На верхних изображениях рис.4 ($\vartheta = \vartheta_1$) основной вклад в поле вносит ПЭВ1, на средних ($\vartheta = \vartheta_2$) – ПЭВ2; на нижних изображениях показаны профиль второй пространственной гармоники $\xi_2(x)$ с учетом ее фазы ψ . Светлые области соответствуют металлическим штрихам решетки, куда практически не проникает электромагнитное поле.

Из рис.4 видно, что в окрестности границы раздела металл–вакуум образуется стоячее волновое поле. При этом положение пучностей стоячего поля 1 всегда совпадает с минимумами второй пространственной гармоники

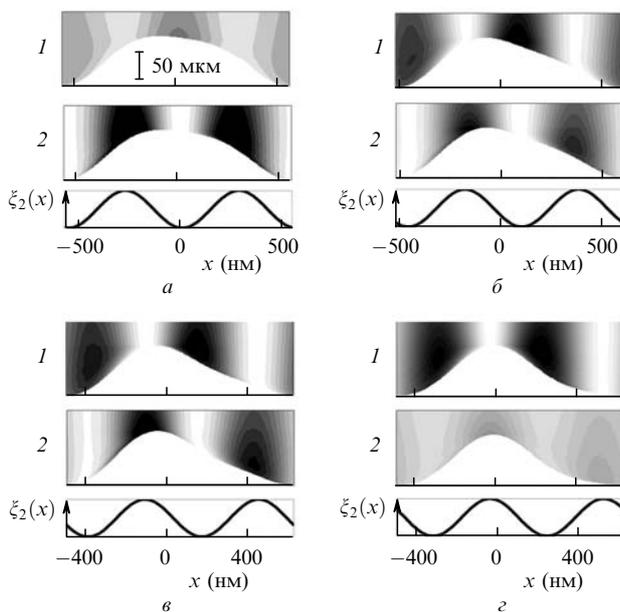


Рис.4. Распределения локальной интенсивности электрического поля в области одного штриха решетки (сечение поверхности решетки поперек штрихов), рассчитанные для разных профилей дифракционной решетки (см. (3)) и при двух углах падения, отвечающих минимумам 1 (верхние рисунки) и 2 (средние рисунки) (рис.3). Черным цветом обозначено максимальное значение интенсивности электромагнитного поля ПЭВ. На нижних рисунках показана вторая пространственная гармоника профиля $\xi_2(x) = \cos(Q_2x + \psi)$ (см. (3)); фаза второй пространственной гармоники $\psi = 7\pi/8$ (а), $5\pi/8$ (б), $3\pi/8$ (в) и $\pi/8$ (з).

ки рельефа. И наоборот, пучности стоячего поля 2 всегда «находятся» на пиках второй гармоники рельефа. Следовательно, максимумы интенсивностей полей 1 и 2 сдвинуты на расстояние $T/4$ относительно друг друга (см. рис.4). Положение пучностей поля мы определяли при помощи известных численных алгоритмов [17] для поиска экстремума функции, погрешность вычислений была меньше 1%. Для симметричного рельефа, когда $\psi = 0$, пучности волнового поля 1 расположены на склонах дифракционной решетки. Если фаза ψ стремится к нулю, то максимумы волнового поля 2 стремятся занять положение на вершинах и в ложбинах решетки (рис.4, в, з). Можно показать, что при $\psi = 0$ такая пространственная конфигурация поля 2 не может реализоваться, поскольку ей отвечает (в пределе $\psi \rightarrow 0$) несимметричное относительно плоскости $x = 0$ распределение фазы электрического поля. Иными словами, в случае $\psi = 0$ ПЭВ2 не могут возбуждаться из-за того, что задача характеризуется симметрией относительно плоскости $x = 0$. По аналогичной причине в другом «предельном» случае, при $\psi = \pi$, не возбуждаются ПЭВ1. Если симметрия рельефа нарушена, то появляется возможность для возбуждения как ПЭВ1, так и ПЭВ2 (см. рис.4). Отметим, что описанные выше пространственные моды полей 1, 2, жестко связанные с фазой второй фурье-гармоники профиля решетки, возникают и в случае коллинеарного рассеяния света [11, 12]. Интересно также отметить аналогии с динамической дифракцией рентгеновских лучей в кристаллах, когда пучности стоячей электромагнитной волны могут располагаться на атомных плоскостях и между ними [16].

5. Возбуждение плазмонов при разных азимутальных углах

Проанализируем эффективность возбуждения плазмонов при разных углах вращения φ . Для определенности подробно рассмотрим случай симметричного рельефа ($\psi = 0$, см. (3)). На рис. 5 показаны рассчитанные для разных значений угла φ кривые зеркального отражения. Видно, что с увеличением угла φ растет эффективность генерации ПЭВ2. Это связано с тем, что изменение азимутального угла нарушает «симметрию» поля, падающего на решетку, и снимает запрет на возбуждение ПЭВ2. Следовательно, любое нарушение симметрии в геометрии рассеяния дает возможность возбудить обе

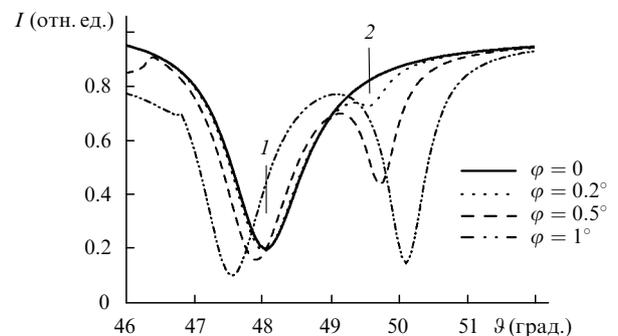


Рис.5. Расчетные зависимости интенсивности зеркального отражения света от дифракционной решетки с симметричным профилем (в формуле (3) $\psi = 0$) от угла падения ϑ при разных азимутальных углах φ ; 1 и 2 – минимумы, свидетельствующие о возбуждении ПЭВ с волновыми векторами $K_{\pm 1}^{(1)}$ и $K_{\pm 1}^{(2)}$ соответственно (см. рис.2). Значения параметров дифракционной решетки и падающего излучения приведены в тексте.

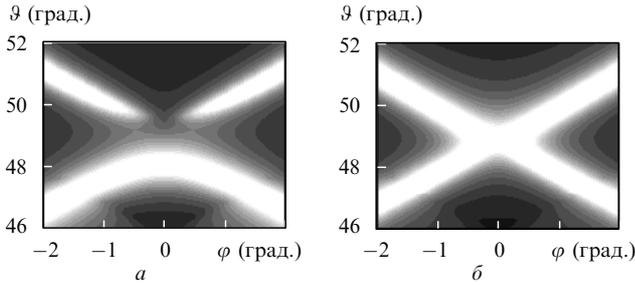


Рис.6. Рассчитанные интенсивности зеркального отражения света от дифракционной решетки как функции углов φ , ϑ при отражении от решетки с симметричным профилем (в (3) $\psi = 0$) (а) и в случае отражения от решетки с синусоидальным рельефом, $H_2 \equiv 0$ (см. (3)) (б). Черным цветом обозначена максимальная интенсивность. Параметры дифракционной решетки и падающего излучения приведены в тексте.

ПЭВ. Расчеты интенсивности электрического поля, аналогичные представленным на рис.4, показывают, что при малых углах ($\varphi \leq 0.1^\circ$), пока глубина минимума 2 невелика, пучности волнового поля 2 расположены вблизи склонов профиля. С ростом угла φ и увеличением глубины минимума 2 (см. рис.5) пучности начинают смещаться, и при $0.5^\circ \leq \varphi \leq 1^\circ$ они находятся почти в ложбинах и на пиках дифракционной решетки. Для рассматриваемых значений $\varphi \leq 1^\circ$ пучности волнового поля I расположены строго на склонах решетки.

На рис.6 показаны рассчитанные интенсивности зеркального отражения как функции углов φ , ϑ . На рис.6,б иллюстрируется интенсивность света, отраженного от синусоидального рельефа: $H_2 \equiv 0$ – случай вырождения (см. (3)). На рис.6,а отчетливо видна область углов ϑ , отвечающая запрещенной зоне (см. рис.2). В присутствии же вырождения положения минимумов на рис.6,б определяются условием фазового синхронизма (1).

Можно показать, что в другом «предельном» случае симметричного рельефа, когда $\psi = \pi$, при $\varphi \neq 0$ на кривой зеркального отражения появляется минимум 1, глубина которого растет с увеличением φ . При этом угловое расстояние между минимумами 1 и 2 также увеличивается.

6. Экспериментальные примеры

На рис.7, 8 приведены экспериментальные данные, качественно иллюстрирующие полученные выше результаты. Отметим, что обратная задача рассеяния на дифракционной решетке, которая позволяет получить строгое количественное согласие между теорией и экспериментом, в настоящей работе не рассматривалась. Экспериментальный образец представлял собой пленку из золота толщиной 30 нм, нанесенную на поверхность кварцевой дифракционной решетки. Эксперименты проводились с использованием оптического излучения с длиной волны 780 нм. Подробное описание параметров образца и экспериментальной установки можно найти в работе [4] (образец Т6).

На экспериментальной кривой зеркального отражения (рис.7), отвечающей углу $\varphi = 0$, имеет место только минимум 1, что согласуется с рассчитанной кривой, показанной на рис.5. При $\varphi \neq 0$ появляется минимум 2, и при малых углах ($\varphi \leq 1^\circ$) глубины минимумов 1 и 2 существенно различаются (рис.7). Эта асимметрия связана с кардинально различными условиями возбуждения

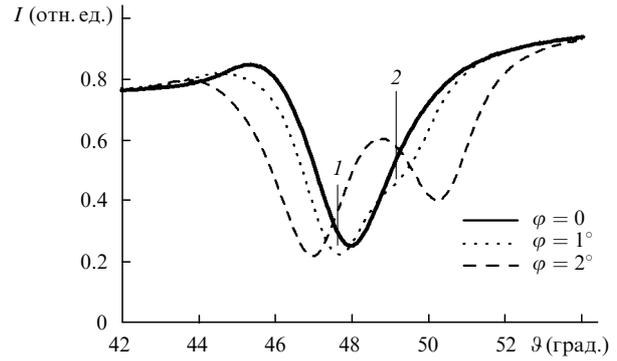


Рис.7. Экспериментальные зависимости интенсивности зеркального отражения от угла ϑ при различных азимутальных углах φ . Параметры дифракционной решетки и условия эксперимента описаны в работе [4].

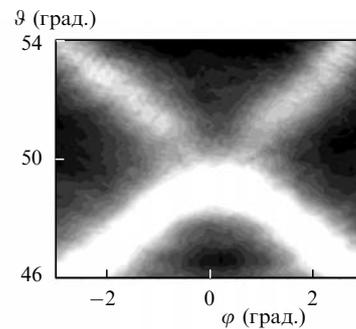


Рис.8. Экспериментально полученная интенсивность зеркального отражения от дифракционной решетки [4] как функция углов φ и ϑ . Черным цветом обозначена максимальная интенсивность отраженной волны.

ПЭВ1 и 2 (см. п.5 и рис.5). Взаимодействие ПЭВ вызывает расщепление плазмонного резонанса и появление запрещенной зоны – области углов ϑ , в пределах которой возбуждение ПЭВ невозможно. Запрещенная зона хорошо видна в эксперименте (рис.8) и подтверждается расчетами (см. рис.6,а).

7. Заключение

Проведенные в статье исследования показывают, что поверхностные плазмоны, или ПЭВ, возбуждаемые при неколлинеарном рассеянии света на металлической дифракционной решетке, испытывают рассеяние с участием второй пространственной гармоники рельефа решетки. Взаимодействие ПЭВ вызывает расщепление вырожденного плазмонного резонанса и образование запрещенной зоны – области углов падения, в пределах которой невозможно возбуждение ПЭВ. С расщеплением плазмонного резонанса связано появление двух мод стоячего волнового поля вблизи границы раздела металл – вакуум. Пучности одной моды совпадают с максимумами, а другой – с минимумами второй пространственной гармоники рельефа. Варьируя угол падения света на решетку и/или угол поворота решетки, можно последовательно возбуждать эти моды и управлять распределением поля в окрестности границы решетка – вакуум. Особенности пространственного распределения мод поля определяют эффективность возбуждения ПЭВ, вплоть до запрета на ее существование. Эти особенности могут быть использованы для увеличения нелинейно-оптического отклика,

спектроскопии неоднородных плёнок и для диагностики периодической металлической поверхности.

1. Raether H. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Berlin: Springer-Verlag, 1988, Vol.111).
2. Shalaev V.M. *Nonlinear Optics of Random Media: Fractal Composites and Metal-Dielectric Films* (Springer Tracts in Modern Physics, Berlin: Springer, 2000, Vol.158).
3. Wood R.W. *Philos. Mag.*, **4**, 396 (1902).
4. Andreev A.V., Nazarov M.M., Prudnikov I.R., Shkurinov A.P., Masselin P. *Phys.Rev. B*, **69**, 035403 (2004).
5. Сычугов В.А., Тищенко А.В., Усиевич Б.А., Салахутдинов И.Ф. *Письма в ЖЭТФ*, **62**, 794 (1995);
6. Семиногов В.Н., Соколов В.И. *Оптика и спектроскопия*, **68**, 88 (1990).
7. Somekh M.G., Liu S.G., Velinov T.S., See C.W. *Opt. Lett.*, **25**, 823 (2000).
8. Kreiter M., Neumann T., Mittler S., Knoll W., Sambles J.R. *Phys. Rev. B*, **64**, 075406 (2001).
9. Bozhevolnyi S.I., Erland J., Leosson K., Skovgaard P.M.W., Hvam J.M. *Phys. Rev. Lett.*, **86** 3008 (2001).
10. Shen Y.R. *The Principles of Nonlinear Optics* (New York: Wiley, 1984).
11. Barnes W.L., Preist T.W., Kitson S.C., Sambles J.R. *Phys.Rev.B*, **54**, 6227 (1996).
12. Kreiter M., Mittler S., Knoll W., Sambles J.R. *Phys. Rev. B*, **65**, 125415 (2002).
13. Жижин Г.Н., Сычугов В.А., Силин В.И. Яковлев В.А. *Квантовая электроника*, **11**, 1411 (1984).
14. Сычугов В.А., Климов М.С., Свахин А.С. *Труды ИОФАН*, **34**, 147 (1991).
15. Yablonovitch E. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2059 (1987).
16. Пинскер З.Г. *Рентгеновская кристаллооптика* (М.: Наука,1982).
17. Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T.,Flannery B.P. *Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing* (Cambridge: Cambridge University Press, 1992).