

Особенности повышения эффективности генерации третьей гармоники при неколлинеарной геометрии возбуждения поверхностного плазмона на металлической дифракционной решётке

А.В.Андреев, А.А.Корнеев, И.Р.Прудников

На основе теоретического моделирования проведено исследование эффективности генерации третьей гармоники в условиях неколлинеарной геометрии возбуждения поверхностного плазмона на металлической дифракционной решётке. Рассмотрены основные каналы нелинейного взаимодействия поверхностных плазмонов, определяющие интенсивность сигнала нелинейного отклика решётки на частоте третьей гармоники. Проанализировано влияние периода и глубины штриха дифракционной решётки на эффективность генерации третьей гармоники.

Ключевые слова: третья оптическая гармоника, поверхностный плазмон, дифракционная решётка.

1. Введение

Процесс генерации третьей гармоники (ГТГ) является одним из эффективных способов исследования свойств тонких металлических плёнок и наночастиц, находящихся на поверхности подложки [1]. В связи с этим следует отметить эксперименты по определению толщины металлической плёнки и значений компонент тензора нелинейной восприимчивости третьего порядка [2, 3] на основе анализа сигнала ГТГ. Спектры нелинейного отклика на частоте третьей гармоники (ТГ) содержат информацию о форме и размерах одиночных наночастиц [4], а также об их местоположении на поверхности [5].

Основной трудностью при использовании ГТГ является ее малая эффективность: например, в случае золотой плёнки на подложке отношение интенсивности регистрируемого сигнала на частоте ТГ $I(3\omega)$ к интенсивности падающего на среду излучения накачки $I(\omega)$ составляет $\sim 10^{-11}$ [6]. Одним из возможных методов усиления сигнала ТГ, помимо непосредственного увеличения интенсивности падающего излучения, является усиление нелинейного отклика металла с помощью возбуждения поверхностного плазмона (ПП) [7]. ПП представляет собой поверхностную электромагнитную волну, распространяющуюся вдоль границы раздела металл – вакуум [8]. Причина возникновения ПП – коллективные колебания электронов проводимости в металле. ПП является частично продольной волной ТМ-типа. Электрический вектор E в такой волне имеет две составляющие – вдоль волнового вектора ПП и перпендикулярно поверхности металла [9].

При возбуждении ПП происходит «перекачка» энергии от возбуждающей объёмной волны к поверхностной электромагнитной волне. Поскольку ПП существует лишь

в тонком приповерхностном слое (толщина слоя ~ 10 нм), то плотность энергии его электромагнитного поля в несколько раз превышает плотность энергии возбуждающей волны накачки. Именно это обуславливает значительное усиление интенсивности нелинейного отклика, а значит и процесса ГТГ, в случае эффективного возбуждения ПП [10].

Следует отметить, что при использовании ПП для увеличения эффективности ГТГ возникает препятствие – невозможность прямого возбуждения ПП объёмной волной на гладкой металлической поверхности. Из дисперсионного соотношения для ПП

$$K_{SP} = K \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где ε_1 и ε_2 – диэлектрические восприимчивости металла и диэлектрика соответственно, видно, что модуль его волнового вектора K_{SP} всегда больше модуля волнового вектора объёмной электромагнитной волны в вакууме $K = \omega/c$ [9]. К настоящему времени разработано несколько эффективных методов, позволяющих компенсировать разность волновых векторов ПП и возбуждающей волны для выполнения условия фазового синхронизма: призмный метод (геометрии Отто [11] и Кречмана [12]) и решёточный метод (возбуждение при помощи дифракционной решетки (ДР) [13]). В последнем случае металлическая плёнка наносится на дифракционную решётку из диэлектрика, а возбуждение ПП происходит с помощью какого-либо из порядков дифракции возбуждающей волны.

Различают две геометрии возбуждения ПП на ДР: коллинеарную и неколлинеарную [14]. При коллинеарной геометрии возбуждения штрихи дифракционной решётки перпендикулярны плоскости падения волны накачки. Наибольшая эффективность возбуждения ПП в этой геометрии достигается в том случае, когда падающая волна имеет р-поляризацию. При неколлинеарной геометрии возбуждения ПП штрихи решётки параллельны плоскости падения света, а падающая волна имеет

А.В.Андреев, А.А.Корнеев, И.Р.Прудников. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: korneev_anton@inbox.ru

s-поляризацию. Отличительной особенностью неколлинеарной схемы является возможность одновременного возбуждения двух разных ПП с использованием двух порядков дифракции волны накачки [14]. Это значительно расширяет спектр нелинейных взаимодействий различных ПП, а также предоставляет дополнительные возможности для управления эффективностью возбуждения ПП и пространственным распределением его электромагнитного поля вблизи поверхности металла [15–18].

Настоящая статья посвящена аналитическому исследованию и численному моделированию нелинейного отклика на частоте третьей оптической гармоники в условиях возбуждения ПП при дифракции волны накачки на металлической ДР.

2. Особенности возбуждения ПП при неколлинеарной геометрии

Рассмотрим процесс генерации третьей оптической гармоники при дифракции лазерного излучения подробно. Принципиальная схема данного процесса представлена на рис.1. Для удобства дальнейших рассуждений на рис.1 введена декартова система координат. Ось z перпендикулярна поверхности и направлена в металл, а ось y параллельна вектору обратной решётки Q (где $Q = 2\pi/T$, T – период ДР). Падающее электромагнитное излучение с волновым вектором K дифрагирует на металлической ДР. В результате дифракции в пространственном спектре рассеянного излучения будут присутствовать дифрагировавшие компоненты поля с волновыми векторами

$$K^{(m)} = \{K_x, K_y + mQ, [K^2 - K_x^2 - (K_y + mQ)^2]^{1/2}\}, \quad (2)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – порядок дифракции; K_x, K_y – проекции волнового вектора падающего излучения на оси системы координат. При подборе соответствующих параметров решётки может быть выполнено условие фазового синхронизма, необходимое для эффективного возбуждения ПП [9]:

$$K_t^{(m)} = K_t + mQ = K_{SP}, \quad (3)$$

где $K_t^{(m)}$ и K_t – проекции волновых векторов m -го порядка дифракции и падающего излучения на подстилающую поверхность ДР (плоскость xy) соответственно. Если вероятность дифракции в m -й порядок уменьшается с ростом $|m|$, то подбор параметров решётки ведётся исходя из того, что условие (3) выполняется в ± 1 -х порядках дифракции.

Следствием возбуждения ПП на частоте накачки является увеличение интенсивности электрического поля вблизи границы раздела металл – вакуум, что приводит к возрастанию эффективности процессов нелинейного взаимодействия ПП. В результате взаимодействия трёх ПП появляется ПП на частоте третьей оптической гармоники с волновым вектором $K_{SP}^{(3\omega)} = 3K_{SP}$ (рис.1), модуль которого больше модуля волнового вектора объёмной электромагнитной волны на частоте ТГ в вакууме $K^{(3\omega)} = 3K$. Однако модули волновых векторов нелинейных волн, полученных в результате дифракции ПП на частоте третьей оптической гармоники на решётке, могут удовлетворять следующему неравенству:

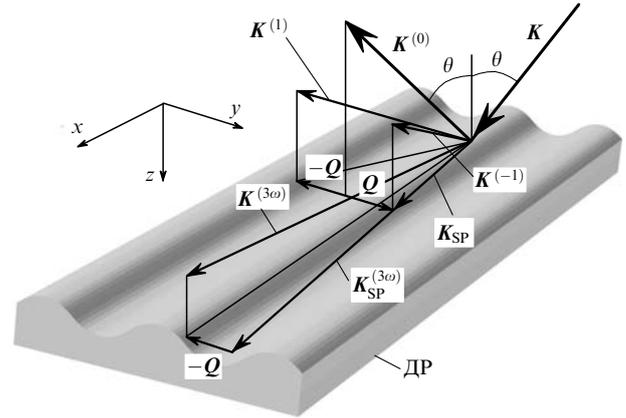


Рис.1. Принципиальная схема процесса ГТГ при возбуждении ПП с использованием ДР:

Q – вектор обратной решётки; K – волновой вектор падающей волны; $K^{(m)}$ – волновой вектор m -го дифракционного порядка; K_{SP} – волновой вектор ПП; $K^{(3\omega)}$ – волновой вектор объёмной волны на частоте ТГ.

$$K_{SP}^{(3\omega)} > K^{(3\omega)} > |K_{SP}^{(3\omega)} + mQ|. \quad (4)$$

Неравенство (4) является условием возможности переизлучения дифрагировавшей поверхностной волны в пространство над ДР. Эффективность рассеяния в m -й порядок дифракции убывает с ростом $|m|$, поэтому наибольшую интенсивность будет иметь объёмная волна, возникшая в результате однократного рассеяния ПП на частоте третьей гармоники на ДР ($m = -1$).

На рис.2 показана векторная диаграмма, иллюстрирующая процесс ГТГ при неколлинеарной геометрии возбуждения ПП. Как уже было отмечено во Введении, в случае использования неколлинеарной геометрии возбуждения ПП условие фазового синхронизма (3) одновременно выполняется для двух порядков дифракции. Таким образом, происходит одновременное возбуждение двух ПП: ПП с волновыми векторами $K_{SP} = K_t + Q$ и $K'_{SP} = K_t - Q$ в 1-м и -1-м порядках дифракции соответ-

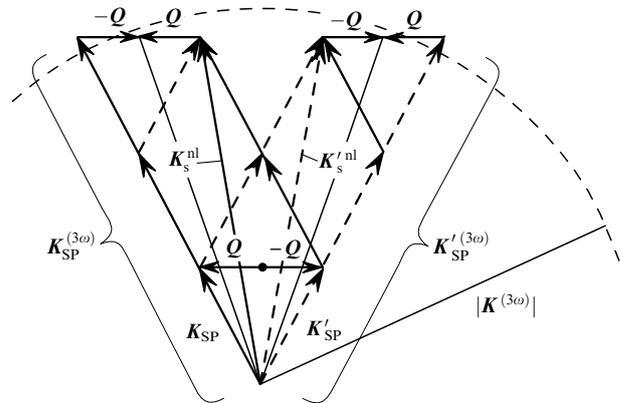


Рис.2. Векторная диаграмма, иллюстрирующая процесс ГТГ на ДР при неколлинеарной геометрии возбуждения ПП:

Q – вектор обратной решётки; K – волновой вектор падающей волны; K_{SP} и K'_{SP} – волновые векторы ПП, возбуждаемых 1-м и -1-м дифракционными порядками волны накачки соответственно; $K_{SP}^{(3\omega)}$ и $K'^SP^{(3\omega)}$ – волновые векторы ПП на частоте ТГ; K_s^{nl} и $K_s'^nl$ – волновые векторы нелинейных волн на частоте ТГ; $K^{(3\omega)}$ – волновой вектор объёмной волны на частоте ТГ; штриховая кривая – дуга окружности радиусом $|K^{(3\omega)}|$ в плоскости ДР.

ственно. В результате нелинейного взаимодействия ПП с одинаковыми волновыми векторами происходит возбуждение двух ПП на частоте ТГ с волновыми векторами $\mathbf{K}_{\text{SP}}^{(3\omega)} = 3\mathbf{K}_{\text{SP}}$ и $\mathbf{K}'_{\text{SP}}{}^{(3\omega)} = 3\mathbf{K}'_{\text{SP}}$. Рассеяние ПП на частоте третьей гармоники на металлической ДР приводит к появлению нелинейных волн, чьи волновые векторы удовлетворяют условию (4), и, следовательно, эти волны могут переизлучаться в пространство:

$$\begin{aligned} |\mathbf{K}_{\text{SP}}^{(3\omega)} - \mathbf{Q}| &< K^{(3\omega)}, \\ |\mathbf{K}'_{\text{SP}}{}^{(3\omega)} + \mathbf{Q}| &< K^{(3\omega)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Отличительной особенностью процесса ГТГ в случае неколлинеарной геометрии является наличие дополнительного канала для переизлучения нелинейной поверхностной волны в пространство. Появление этого канала обусловлено возможностью нелинейного взаимодействия ПП с различными пространственными ориентациями волновых векторов \mathbf{K}_{SP} и \mathbf{K}'_{SP} . В результате такого взаимодействия происходит возбуждение нелинейных волн с волновыми векторами, удовлетворяющими следующим неравенствам (рис.2):

$$\begin{aligned} K_s^{\text{nl}} = |\mathbf{K}_{\text{SP}} + \mathbf{K}'_{\text{SP}}| &< K^{(3\omega)}, \\ K_s'^{\text{nl}} = |\mathbf{K}'_{\text{SP}} + \mathbf{K}_{\text{SP}}| &< K^{(3\omega)}, \end{aligned} \quad (6)$$

где K_s^{nl} и $K_s'^{\text{nl}}$ – модули волновых векторов нелинейных поверхностных волн. Таким образом, одновременное возбуждение двух ПП делает возможным прямое переизлучение нелинейной волны в пространство, минуя этап рассеяния на ДР. Отметим, что при однократном рассеянии нелинейных волн с волновыми векторами \mathbf{K}_s^{nl} и $\mathbf{K}_s'^{\text{nl}}$ на ДР появляются дифрагировавшие компоненты, волновые векторы которых удовлетворяют следующим условиям (рис.2):

$$\begin{aligned} |\mathbf{K}_s^{\text{nl}} + \mathbf{Q}| &< K^{(3\omega)}, \quad \mathbf{K}_s^{\text{nl}} + \mathbf{Q} = \mathbf{K}_{\text{SP}}^{(3\omega)} - \mathbf{Q}, \\ |\mathbf{K}_s'^{\text{nl}} - \mathbf{Q}| &< K^{(3\omega)}, \quad \mathbf{K}_s'^{\text{nl}} - \mathbf{Q} = \mathbf{K}'_{\text{SP}}{}^{(3\omega)} + \mathbf{Q}. \end{aligned} \quad (7)$$

В дальнейшем канал переизлучения для волн, которые описываются выражением (6), будем называть каналом взаимодействия, а канал, связанный с выражениями (5), (7), – дифракционным каналом. Интенсивности сигналов на частоте ТГ для этих каналов в эксперименте могут регистрироваться отдельно, т. к. их пространственная ориентация совпадает с ориентацией волновых векторов различных порядков дифракции на частоте ТГ:

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_s^{\text{nl}} + \mathbf{Q} = \mathbf{K}_{\text{SP}}^{(3\omega)} - \mathbf{Q} = \mathbf{K}_t^{(3\omega)(2)}, \quad \mathbf{K}_s^{\text{nl}} = \mathbf{K}_t^{(3\omega)(1)}, \\ \mathbf{K}_s'^{\text{nl}} + \mathbf{Q} = \mathbf{K}'_{\text{SP}}{}^{(3\omega)} - \mathbf{Q} = \mathbf{K}_t^{(3\omega)(-2)}, \quad \mathbf{K}_s'^{\text{nl}} = \mathbf{K}_t^{(3\omega)(-1)}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $K_t^{(3\omega)(m)} = [(3K \sin \theta)^2 + (mQ)^2]^{1/2}$ – проекция волнового вектора m -го порядка дифракции на подстилающую поверхность для волны на частоте ТГ. Таким образом, анализ интенсивности сигналов ТГ в направлении ± 1 -го и ± 2 -го порядков дифракции позволяет исследовать эффективность дифракционного канала и канала взаимо-

действия соответственно, а также оценивать общую эффективность ГТГ, которая пропорциональна сумме интенсивностей сигналов ТГ от всех порядков дифракции ТГ при фиксированном угле падения накачки.

3. Теоретическая модель и метод расчета

Для теоретического моделирования процесса генерации третьей оптической гармоники при дифракции электромагнитного излучения на металлической ДР в настоящей статье используется метод рекуррентных соотношений [19]. Этот метод основан на разбиении исходного профиля рельефа поверхности на N неоднородных слоёв толщиной d , разделённых бесконечно тонкими вакуумными промежутками. Параметр d выбирается на основе следующих предположений:

- изменение амплитуды электрического поля падающей на слой волны при прохождении её через слой является пренебрежимо малым;
- отражение от слоя пренебрежимо мало по сравнению с пропусканием слоя.

Принимая во внимания эти допущения можно аналитически вычислить коэффициенты отражения и пропускания слоя на основе векторных уравнений Максвелла [19]. Периодическое изменение оптических параметров среды вдоль слоя даёт основание для представления падающего на него поля $\mathbf{E}^t(\mathbf{r}, t)$ в виде суперпозиции блоховских волн:

$$\mathbf{E}^t(\mathbf{r}, t) = \sum_n \mathbf{E}_n^t \exp(iK_x x + iK_y y + iQn y + iK_z^{(n)} z - i\omega t), \quad (9)$$

где \mathbf{E}_n^t – амплитуды блоховских волн; K_x, K_y – проекции волнового вектора падающего излучения на оси системы координат; $K_z^{(n)} = [K^2 - K_x^2 - (K_y + nQ)^2]^{1/2}$. Аналогичное выражение можно записать и для отраженного от слоя поля $\mathbf{E}^s(\mathbf{r}, t)$. После этого записываются рекуррентные соотношения, которые связывают падающее на слой с номером j (индекс t) и рассеянное этим слоем (индекс s) поля:

$$\begin{aligned} \hat{E}_j^t &= \hat{\tau}_{j-1} \hat{E}_{j-1}^t + \hat{s}'_{j-1} \hat{E}_j^s, \\ \hat{E}_j^s &= \hat{s}_j \hat{E}_j^t + \hat{\tau}'_j \hat{E}_{j+1}^s, \end{aligned} \quad (10)$$

где \hat{E}_j^t и \hat{E}_j^s – матрицы-столбцы из амплитуд блоховских волн, которые определяют соответственно падающее на слой j и отражённое от него поля; \hat{s}_j и $\hat{\tau}_j$ – матрицы отражения и пропускания слоя соответственно; \hat{s}'_j и $\hat{\tau}'_j$ описывают отражение и пропускание волн, падающих на обратную сторону слоя j . Рекуррентные соотношения (10) используются для вакуумных промежутков, начиная с промежутка над подложкой, для которого падающее и отражённое поля связаны коэффициентами Френеля: $\hat{E}_0^s = \hat{R}_{\text{sub}} \hat{E}_0^t$, где матрица \hat{R}_{sub} содержит коэффициенты Френеля для отражения от плоской полубесконечной подложки. Пошаговое применение системы (10) для всех вакуумных промежутков даёт возможность найти коэффициент отражения от рельефа в целом, а также напряжённость электрического поля \mathbf{E}_j на частоте накачки внутри каждого слоя. Затем вычисляется нелинейная поляризация на частоте ТГ внутри каждого слоя (расчёт ведётся в приближении заданного поля накачки):

$$P_{ij}^{nl(3\omega)} = \hat{\chi}_{ijkl}^{(3)} E_{nj} E_{kj} E_{lj}, \tag{11}$$

где $P_{ij}^{nl(3\omega)}$ – декартова компонента нелинейной поляризации на частоте третьей оптической гармоники внутри j -го слоя; $\hat{\chi}_{ijkl}^{(3)}$ – тензор нелинейной кубической восприимчивости; $i, n, k, l = x, y, z$. При расчёте нелинейной поляризации нами была использована модель однородной и изотропной среды. В этом случае тензор $\hat{\chi}_{ijkl}^{(3)}$ имеет 21 ненулевую компоненту, причём три компоненты являются линейно независимыми. Зная нелинейную поляризацию, можно рассчитать нелинейный отклик слоя. Для нахождения нелинейного отклика всей решётки записываются рекуррентные соотношения, аналогичные по форме уравнениям (10), но для полей на частоте ТГ внутри вакуумного промежутка над слоем j . При этом учитывается наличие источников нелинейного отклика внутри слоя (см. формулу (11)):

$$\hat{E}_j^t = \hat{\tau}_{j-1} \hat{E}_{j-1}^t + \hat{s}'_{j-1} \hat{E}_j^s + \hat{E}_j^{t nl}, \tag{12}$$

$$\hat{E}_j^s = \hat{s}_j \hat{E}_j^t + \hat{\tau}'_j \hat{E}_{j+1}^s + \hat{E}_j^{s nl},$$

где $\hat{E}_j^{s nl}$ и $\hat{E}_j^{t nl}$ – матрицы-столбцы, содержащие нелинейные блоховские компоненты поля на частоте ТГ, которые испускаются слоем j в вакуумные промежутки, находящиеся над и под слоем соответственно. Интенсивность падающего из вакуума на решётку поля на частоте ТГ равна нулю ($\hat{E}_N^t = 0$). Падающие и отраженные поля в вакуумном промежутке над подложкой связаны коэффициентами Френеля. Учёт этих граничных условий даёт возможность найти матрицу \hat{E}_N^s , содержащую амплитуды волн порядков дифракции ТГ, которые выходят в вакуум из решётки. Описанный выше алгоритм позволяет находить интенсивность и поляризационные составляющие сигнала ТГ для любого порядка дифракции и при любой пространственной ориентации волнового вектора падающего на ДР излучения накачки.

4. Увеличение эффективности ГТГ в условиях возбуждения ПП

На рис.3 представлены интенсивности сигналов ТГ, переизлучаемых в направлениях различных порядков дифракции ТГ, в зависимости от угла падения накачки для тонкой плёнки золота, находящейся на стеклянной подложке с синусоидальным рельефом: $z = H [1 + \sin(Qy)]$,

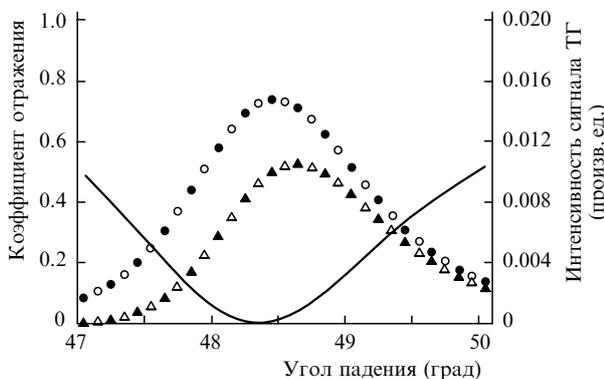


Рис.3. Зависимости интенсивностей сигналов ТГ, переизлучаемых в направлении 1-го (●), –1-го (○), 2-го (▲) и –2-го (△) порядков дифракции, а также коэффициента отражения ДР (сплошная кривая) от угла падения волны накачки при возбуждении ПП ($T = 1140$ нм).

где H – высота рельефа. Расчёт выполнен на основе алгоритма, изложенного в разд.3. Толщина плёнки 35 нм, высота рельефа 100 нм, длина волны падающего s-поляризованного излучения 810 нм, период решётки 1140 нм. (Образец с данными параметрами использовался при экспериментальном исследовании ГТГ [20].) Возбуждение ПП приводит к появлению минимума [13] у кривой зеркального отражения света от ДР (см. сплошную кривую на рис.3). Видно, что возбуждение ПП вызывает значительное усиление сигналов ТГ для всех порядков дифракции (максимумы интенсивностей сигналов соответствуют минимуму коэффициента отражения), что говорит об увеличении эффективности ГТГ. При этом интенсивности сигналов ТГ, распространяющихся в вакууме в направлениях ± 1 -х, а также ± 2 -х порядков дифракции, имеют одинаковую интенсивность. Это является прямым следствием общей симметрии задачи неколлинеарного рассеяния света на ДР относительно профиля рельефа ДР (см. рис.2). Как уже отмечалось в разд.2, волна на частоте ТГ, распространяющаяся в направлении 1-го (и –1-го) порядка дифракции, переизлучается в вакуум через дифракционный канал, а в случае 2-го (и –2-го) порядка дифракции задействован канал взаимодействия. В дальнейшем для исследования эффективности этих каналов будут использоваться 1-й и 2-й порядки дифракции ТГ.

5. Влияние периода ДР на эффективность ГТГ

На рис.4 представлены интенсивности сигналов ТГ в зависимости от угла падения накачки для периода решётки $T = 815$ нм (остальные параметры решётки и падающего излучения те же, что и для рис.3). Из сравнительного анализа кривых, приведенных на рис.3 и 4 видно, что при большем периоде решётки ($T = 1140$ нм, рис.3) сигнал на частоте ТГ для 2-го порядка дифракции имеет большую интенсивность, чем для 1-го порядка, а в случае меньшего периода решётки ($T = 815$ нм, рис.4) наибольшую интенсивность имеет сигнал ТГ для 1-го порядка дифракции. (Объяснение этого изменения интенсивностей будет дано в разд.6.) Основным же различием между рис.3 и 4 является увеличение в 10 раз интенсивности сигнала ТГ для обоих каналов переизлучения при уменьшении периода решётки.

Для объяснения этого различия интенсивностей сигналов ТГ исследуем эффективность возбуждения ПП в за-

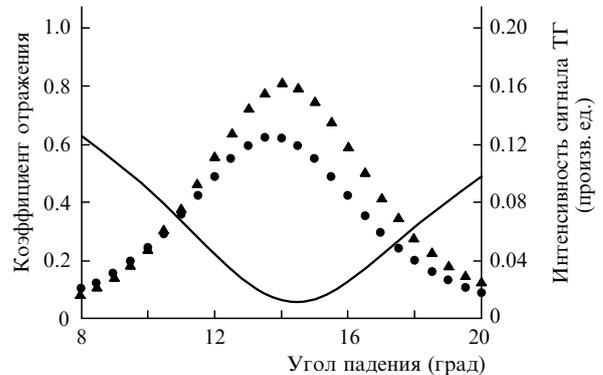


Рис.4. Зависимости интенсивностей сигналов ТГ, переизлучаемых в направлении 1-го (▲) и 2-го (●) порядков дифракции, а также коэффициента отражения ДР (сплошная кривая) от угла падения волны накачки при возбуждении ПП ($T = 815$ нм).

висимости от периода ДР. Проведённое нами численное моделирование показывает, что возбуждение ПП приводит к резонансному увеличению интенсивностей 1-го и -1-го порядков дифракции на частоте волны накачки на поверхности решетки при $z = 0$. Моделирование выполнялось на основе алгоритма, изложенного в разд.3, который также позволяет определить интенсивности s- и р-поляризованных компонент m -го порядка дифракции соответственно

$$I_s^{(m)} = \left[E_y^{(m)} \frac{K_t K_t^{(m)}}{|K_t| |K_t^{(m)}|} \right]^2 + \left[E_x^{(m)} \frac{m Q K_t^{(m)}}{|m Q| |K_t^{(m)}|} \right]^2, \quad (13)$$

$$I_p^{(m)} = E_x^{(m)2} + E_y^{(m)2} + E_z^{(m)2} - I_s^{(m)},$$

где $E_x^{(m)}, E_y^{(m)}, E_z^{(m)}$ – проекции вектора напряжённости поля m -го порядка дифракции на оси декартовой системы координат при $z = 0$. В силу симметрии задачи интенсивности порядков дифракции с номерами $m = \pm 1$ равны друг другу. Поэтому ниже мы приводим результаты для $m = 1$.

На рис.5,а приведены зависимости коэффициента зеркального отражения от ДР и интенсивности поля 1-го порядка дифракции (ППД) на частоте накачки от угла падения накачки. Интенсивность поля вычислялась при $z = 0$. Кроме того, показаны интенсивности s- и р-поляризованных компонент поля ППД. Расчёт проводился для периода решётки $T = 1140$ нм. Видно, что в точке возбуждения ПП (в окрестности минимума коэффициента зеркального отражения) интенсивность ППД имеет мак-

симум, обусловленный резонансным усилением его р-поляризованной компоненты. Последнее обстоятельство является прямым следствием типа поляризации ПП. Вектор электрического поля ПП лежит в плоскости, образованной его волновым вектором (который при выполнении условия фазового синхронизма (3) совпадает с проекцией волнового вектора ППД на подстилающую поверхность) и нормалью к подстилающей поверхности ДР. Компонента электрического поля ППД с s-поляризацией перпендикулярна этой поверхности и не может участвовать в процессе возбуждения ПП. Таким образом, возбуждение ПП происходит с помощью р-поляризованной компоненты ППД, а возрастание её интенсивности свидетельствует о возбуждении ПП.

Теперь рассмотрим, как изменяется интенсивность и поляризация ППД при уменьшении периода ДР. На рис.5,б представлена зависимость интенсивности ППД, а также его поляризационных компонент в точке возбуждения ПП от периода решётки. Видно, что уменьшение рельефа приводит к увеличению интенсивности поля ППД, что свидетельствует о росте эффективности возбуждения ПП. Одновременно наблюдается увеличение доли р-поляризованной компоненты поля ППД. Так, для периодов рельефа $T = 1140$ и 815 нм отношение $I_p^{(1)}/I_s^{(1)}$ интенсивностей р- и s-поляризованных компонент электрического поля ППД составляет соответственно 4 и 8.5.

Приведем физическое объяснение наблюдаемого возрастания р-поляризованной компоненты с уменьшением периода ДР. На рис.6 показана векторная диаграмма, иллюстрирующая пространственное положение проекций волновых векторов падающего излучения и ППД на подстилающую поверхность, а также ориентация вектора электрического поля падающей волны для двух периодов решётки. Угол падения выбирался исходя из условия фазового синхронизма (3). При уменьшении периода ДР угол ψ (рис.6) между вектором электрического поля падающего излучения и волновым вектором ППД также уменьшается. Это приводит к росту E' – проекции вектора электрического поля падающей волны на проекцию волнового вектора ППД $K_t^{(1)}$: $E' = E \cos \psi$. В результате р-поляризованная составляющая электрического поля ППД будет увеличиваться, а s-поляризованная – уменьшаться. Поскольку за процесс возбуждения ПП «ответственна» именно р-поляризованная составляющая поля ППД, то уменьшение периода решётки приводит к увеличению эффективности возбуждения ПП. Следствием это-

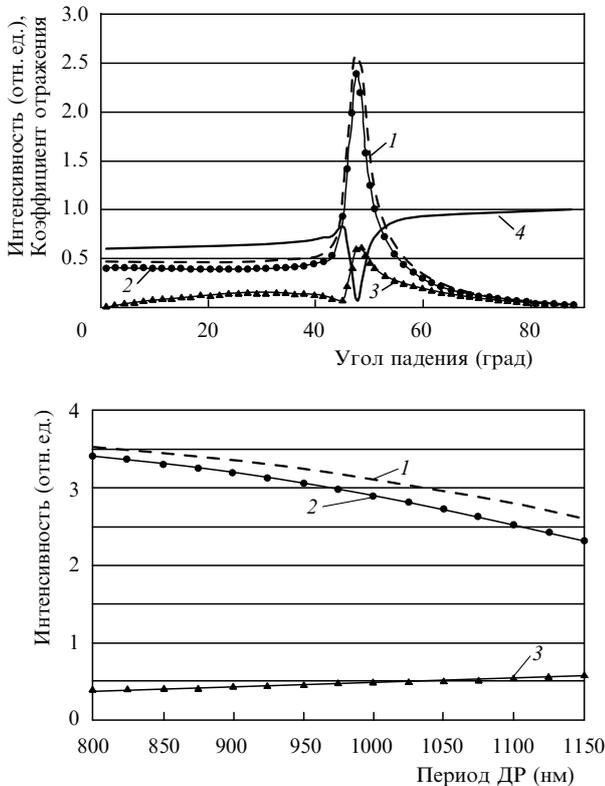


Рис.5. Зависимости интенсивности ППД на частоте накачки (1), интенсивностей р-поляризованной (2) и s-поляризованной (3) компонент поля ППД, а также коэффициента отражения ДР (4) от угла падения ($T = 1140$ нм) (а) и периода ДР (угол падения волны накачки соответствует точке возбуждения ПП) (б).

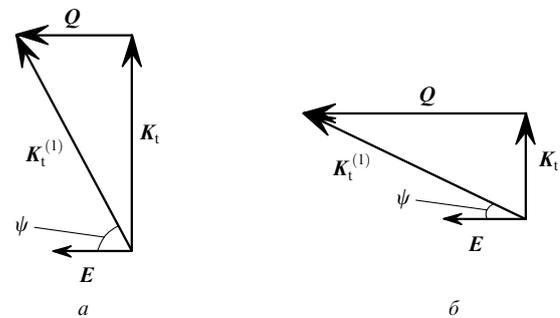


Рис.6. Векторная диаграмма процесса рассеяния падающего излучения накачки в 1-й порядок дифракции при периодах решётки $T = 1140$ (а) и 815 нм (б) в случае возбуждения ПП: Q – вектор обратной решётки; $K_t, K_t^{(1)}$ – проекции волновых векторов падающей волны и ППД на подстилающую поверхность; E – вектор напряжённости электрического поля падающей волны.

го является увеличение локального поля ПП (рассчитанные средние нормированные напряжённости электрического поля на частоте накачки в металлической плёнке $\langle E_{\text{мет}} \rangle$ для $T = 1140$ и 815 нм составляют соответственно 14 и 32), а значит и нелинейной поляризации на частоте ТГ (см. формулу (11)). В результате происходит увеличение сигнала ТГ для всех порядков дифракции.

6. Влияние высоты рельефа ДР на эффективность ГТГ

Исследуем теперь влияние высоты рельефа ДР на эффективность ГТГ. Для этого рассмотрим динамику возбуждения ПП при увеличении высоты рельефа ДР. На рис.7 представлены результаты расчёта интенсивности ППД, а также его поляризационных компонент в зависимости от высоты рельефа в точке возбуждения ПП. Видно, что кривая интенсивности ППД имеет максимум при высоте рельефа $H = 160$ нм, затем она спадает и при $H \approx 200$ нм становится равной своему начальному значению при $H = 100$ нм. Таким образом, наиболее эффективное возбуждение ПП (а следовательно, и наибольшее усиление локального поля) происходит при $H = 160$ нм. Дальнейшее увеличение высоты рельефа приводит к снижению эффективности возбуждения ПП.

Изменение эффективности возбуждения ПП при увеличении высоты рельефа связано с ростом эффективности процессов рассеяния на ДР. В случае малых высот рельефа ($H < 160$ нм) это приводит к усилению возбуждения ПП [21] (однократное рассеяние волны накачки на ДР, см. формулу (3)), а при достаточно больших высотах ($H > 160$ нм) – к взаимодействию двух возбуждаемых ПП [16] (двукратное рассеяние ПП на ДР):

$$K_{\text{SP}} - Q - Q = K'_{\text{SP}}, \tag{14}$$

$$K'_{\text{SP}} + Q + Q = K_{\text{SP}}.$$

В результате этого взаимодействия ПП уменьшается эффективность возбуждения обоих ПП [16] при высотах рельефа $H > 160$ нм. Отметим, что в отличие от зависимости, приведённой на рис.5,б, увеличение интенсивности ППД происходит почти без изменения отношения интенсивностей его поляризационных компонент ($I_p^{(1)}/I_s^{(1)} = 4$ при $H = 100$ нм и 4.3 при $H = 160$ нм). Это объясняется тем, что при увеличении высоты рельефа ДР пространствен-

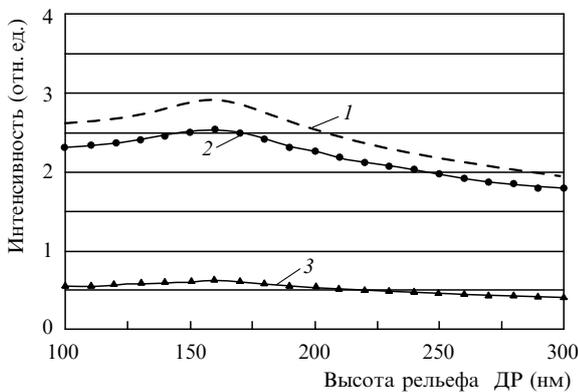


Рис.7. Зависимости интенсивности ППД на частоте накачки (1), а также интенсивностей р-поляризованной (2) и s-поляризованной (3) компонент поля ППД от высоты рельефа ДР.

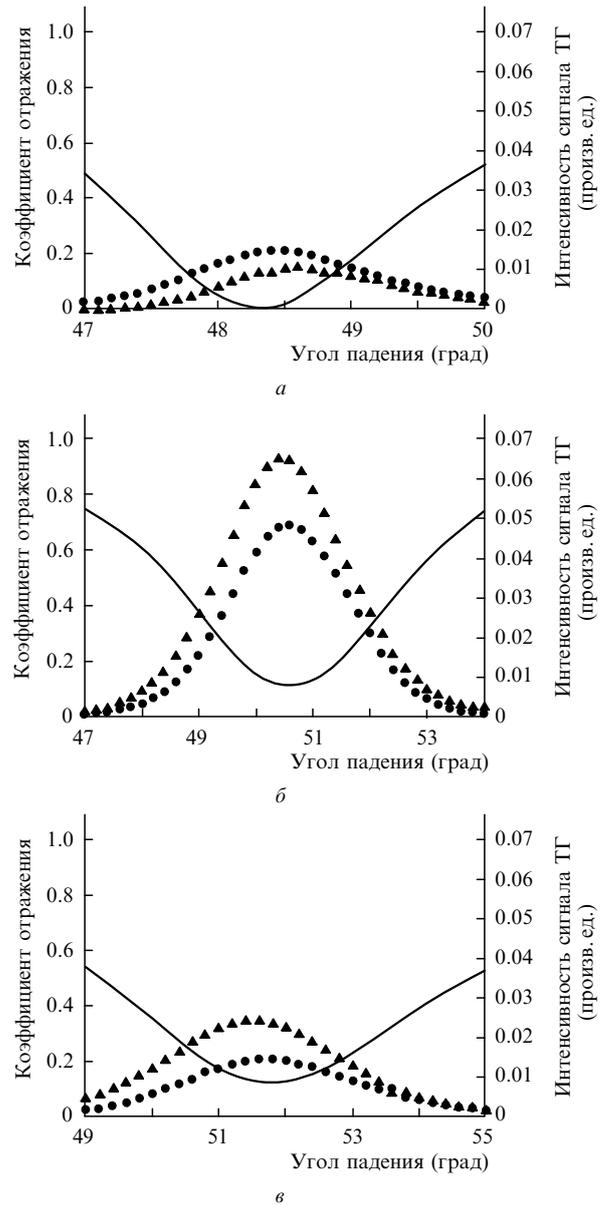


Рис.8. Зависимости интенсивностей сигналов ТГ, переизлучаемых в направлении 1-го (▲), и 2-го (●) порядков дифракции, а также коэффициента отражения ДР (сплошная кривая) от угла падения волны накачки при возбуждении ПП для высот рельефа $H = 100$ (а), 160 (б) и 240 нм (в).

ные положения вектора электрического поля падающего излучения и волнового вектора ППД остаются неизменными. Следовательно, согласно описанному в разд.5 механизму изменения поляризации ППД, соотношение интенсивностей поляризационных компонент ППД также будет оставаться неизменным.

Рассчитанные для различных высот рельефа ДР зависимости интенсивностей сигнала ТГ для двух порядков дифракции от угла падения накачки полностью подтверждают сделанные выводы (рис.8). Максимальная интенсивность сигнала ТГ для обоих порядков наблюдается при высоте рельефа $H = 160$ нм, которая соответствует наибольшей эффективности возбуждения ПП. При этом увеличение высоты ДР приводит к тому, что интенсивность сигнала ТГ от 1-го порядка дифракции становится больше интенсивности сигнала ТГ от 2-го порядка дифракции. Причина этого изменения становится понятной при учёте каналов переизлучения для каждого порядка

дифракции ТГ (см. разд.4). В случае малых высот рельефа ДР большую вероятность имеет процесс переизлучения через канал взаимодействия (6), т. к. в нём, в отличие от канала дифракции (5), (7), отсутствует рассеяние на ДР. Рост высоты рельефа ДР приводит к увеличению эффективности однократного рассеяния, что, в свою очередь, повышает вероятности процессов (5), (7), а значит и эффективность дифракционного канала. Таким образом, в случае больших высот рельефа вероятность переизлучения через дифракционный канал будет больше, чем через канал взаимодействия. Изложенный выше анализ изменения относительной интенсивности порядков дифракции ТГ позволяет предположить, что при уменьшении периода рельефа (см. рис.3 и 4) причиной увеличения интенсивности 1-го порядка дифракции ТГ по сравнению с интенсивностью 2-го порядка также является увеличение эффективности рассеяния на ДР.

7. Заключение

В настоящей работе проведено теоретическое исследование эффективности ГТГ на металлической ДР в условиях неколлинеарного возбуждения ПП. Исследование проводилось на основе разработанного нами численного алгоритма расчёта нелинейного отклика ДР. Показано, что возбуждение ПП приводит к 20-кратному увеличению интенсивности ГТГ. Установлено, что при неколлинеарной геометрии возбуждения ПП существуют два различных канала переизлучения в пространство поверхностных волн на частоте ТГ. Интенсивности регистрируемых в эксперименте сигналов на частоте ТГ для различных порядков дифракции определяются эффективностями этих каналов; при этом зеркальная симметрия интенсивностей порядков дифракции ТГ относительно нулевого порядка является прямым следствием симметрии задачи неколлинеарного рассеяния света на ДР.

Исследована также эффективность ГТГ в зависимости от периода и высоты рельефа ДР. Показано, что интенсивность ГТГ при изменении этих параметров опре-

деляется эффективностью возбуждения ПП. Уменьшение периода ДР приводит к возрастанию эффективности возбуждения ПП. Это возрастание связано с увеличением проекции вектора электрического поля волны накачки на плоскость поляризации ПП. Интенсивность ГТГ при различных высотах рельефа ДР зависит от процессов рассеяния на ДР и имеет максимум, соответствующий наиболее сильному возбуждению ПП.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-16764).

1. Barille R., Canioni L., Sarger L. *Phys. Rev. E*, **66**, 067602 (2002).
2. Schins M., Schrama T. *Opt. Soc. Am. B*, **19**, 1627 (2002).
3. Zhang C., Wu. X., Wu S. *Phys. Rev. B*, **54**, 16349 (1996).
4. Mikhailovsky A.A., Petruska M.A., Stockman M. *Phys. Rev. B*, **69**, 085401 (2004).
5. Yelin D., Oron D., Thiberge S. *Opt. Express*, **11**, 1385 (2003).
6. Farkas G., Toth Cs. *Phys. Rev. A*, **46**, R3605 (1992).
7. Tsang T. *Opt. Lett.*, **21** (4), 245 (1996).
8. Шен И.Р. *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989, с. 452).
9. Либенсон М.Н. *Соросовский образовательный журн.*, № 10, 92 (1996).
10. Ахманов С.А., Семиногов В.Н., Соколов В.И. *ЖЭТФ*, **93** (5), 1654 (1987).
11. Otto A. *Zr. Phys.*, **216**, 398 (1968).
12. Kretschmann E. *Zr. Phys.*, **241**, 313 (1971).
13. Teng Y., Stern E. *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 511 (1967).
14. Агранович В.М., Миллс Д.Л. *Поверхностные поляритоны* (М.: Наука, 1985).
15. Kreiter M., Mittler S., Sambles J.R. *Phys. Rev. B*, **65**, 125415 (2002).
16. Fischer B., Fischer T., Knoll W. *App. Opt.*, **34**, 5773 (1995).
17. Андреев А.В., Корнеев А.А., Мукина Л.С., Назаров М.М., Прудников И.Р., Шкуринов А.П. *Квантовая электроника*, **35**, 27 (2005).
18. Кондратенко П.С. *Квантовая электроника*, **13**, 2009 (1986).
19. Andreev A.V., Nazarov M.M., Prudnikov I.R., Shkurinov A.P., Masselin P. *Phys. Rev. B*, **69**, 035403 (2003).
20. Андреев А.В., Корнеев А.А., Назаров М.М., Прудников И.Р., Шкуринов А.П. *Труды третьей междунар. конф. «Фундаментальные проблемы оптики»* (С.-Петербург, СПбГУ ИТМО, 2004, с. 242).
21. Barnes W.L., Preist T.W., Kiston S.C., Sambles J.R. *Phys. Rev. B*, **54**, 6627 (1996).