

Таким образом, проведенные исследования доказали возможность значительного увеличения угловой апертуры АОФ за счет специального среза кристалла TeO_2 . Однако величина M_2 для выбранного кристаллического среза оказалась не достаточно высокой. Это является некоторым недостатком, повышающим требования к величине управляющего сигнала. В то же время эксперимент показал, что выбором соответствующего угла падения удается достичь более высоких значений M_2 , хотя угловая апертура при этом уменьшается.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Б е л и к о в И.Б., Б у й м и с т р ю к Г.Я., В о л о ш и н о в В.Б. и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 10. В. 20. С. 1225-1229.
- [2] Б у й м и с т р ю к Г.Я., В а в а е в В.А., В о л о ш и н о в В.Б. и др. // Исследование Земли из космоса. 1985. № 5. С. 67-75.
- [3] Е п и х и н В.М., В и з е н Ф.Л., Н и к и т и н Н.В., К а л и н н и к о в Ю.К. // ЖТФ. 1982. Т. 52. В. 12. С. 2405-2410.
- [4] Б е л и к о в И.Б., В о л о ш и н о в В.Б., П а р ы г и н В.Н., К а с ь я н о в А.Б. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 7. С. 645-650.
- [5] В о л о ш и н о в В.Б., М и р о н о в О.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 17. С. 1541-1544.
- [6] В о л о ш и н о в В.Б., К у л а к о в Л.А., М и р о н о в О.В. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33. № 10. С. 2177-2182.

Московский
государственный
университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
30 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 4
07; 09

26 февраля 1989 г.

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЭВ ПУЧКОМ
ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РЕШЕТКЕ
КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

Р.Й. П е т р у ш к я в и ч ю с, Р.-М.В. К а н а п е н а с

В последнее время возрос интерес к исследованию преобразования оптического излучения в поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) с помощью дифракционных решеток (ДР) конечных размеров. Это обусловлено широким использованием ПЭВ в спектроскопии приповерхностного слоя вещества [1], установлением большой

роли ПЭВ в процессах взаимодействия оптического излучения с веществом [2, 3]. В [3, 4] для исследования возбуждения ПЭВ от решетки конечных размеров используются выражения, корректные только для возбуждения ПЭВ пучком оптического излучения на бесконечной ДР. Рассчитанная по этим выражениям эффективность преобразования излучения в ПЭВ в [2-3] раза превышает значения, реально получаемые в эксперименте [4].

В настоящей работе на основе метода интегральных уравнений в приближении нескольких сильно связанных волн [5] получено решение задачи о возбуждении ПЭВ излучением р-поляризации на ДР конечных размеров. Теория выходит за рамки обычной теории возмущений по высоте решетки и не имеет ограничений на оптические постоянные рассеивающей среды. Результаты для ДР конечных размеров при фиксированном диаметре пучка излучения с увеличением размеров ДР переходят в результаты для бесконечной ДР [3, 4]. Решение задачи о возбуждении ПЭВ на ДР конечных размеров имеет следующие новые качественные особенности.

1. Зависимость доли мощности падающего излучения $\rho(x_0)$, уносимую в виде ПЭВ за пределы ДР от размеров x_0 (считаем, что на решетку падает прямоугольный пучок с постоянной интенсивностью по пятну облучения и его края совпадают с краями решетки), имеет иной вид, чем аналогичная зависимость для доли мощности падающего излучения $\tilde{\rho}(x_0)$, уносимую в виде ПЭВ за пределы пятна облучения (прямоугольным пучком диаметром x_0) при бесконечной ДР. Для бесконечной ДР при точном выполнении условия фазового согласования между волновым вектором падающего пучка и ПЭВ на решетке $\Delta\tilde{\beta} = \varphi_n - \beta_p$ (где $\varphi_n = \sin\theta + \frac{\lambda}{a}n$, θ - угол падения пучка, λ - длина волны излучения, a - период ДР, β_p - вещественная часть волнового вектора ПЭВ на решетке K_{S0}) в [3] получен результат

$$\tilde{\rho}(x_0) = C_1(h) F_2(x_0) = C_1(h) (1 - e^{-x_0 \alpha_p})^2 \frac{1}{2\alpha_p x_0}, \quad (1)$$

где $C_1(h)$ - константа, зависящая от высоты решетки, $\alpha_p = \alpha_{S0} + i\alpha_R$ - мнимая часть волнового вектора ПЭВ на ДР $K_{S0} = \beta_p + i\alpha_p$, состоящая из двух частей: α_{S0} определяет диссипацию энергии ПЭВ в тепло на плоской поверхности, α_R - излучения ПЭВ на ДР в объемные волны. При $\alpha_R \sim 0$ $\tilde{\rho}(x_0)$ имеет максимум при $(x_0 \alpha_{S0})_{max} = 1.28$. Этот максимум обусловлен насыщением возбуждения ПЭВ с увеличением x_0 . При возрастании α_R (увеличение высоты решетки) $(x_0 \alpha_p)_{max}$ уменьшается и стремится к нулю, т.е. насыщение возбуждения ПЭВ происходит быстрее.

Для ДР конечных размеров $\rho(x_0)$ при условии фазового согласования между волновым вектором падающего пучка и ПЭВ на решетке $\Delta\tilde{\beta} = 0$, а также фазового согласования между волновыми векторами ПЭВ на ДР и на плоской поверхности $\Delta\beta = \beta_{S0} - \beta_p = 0$

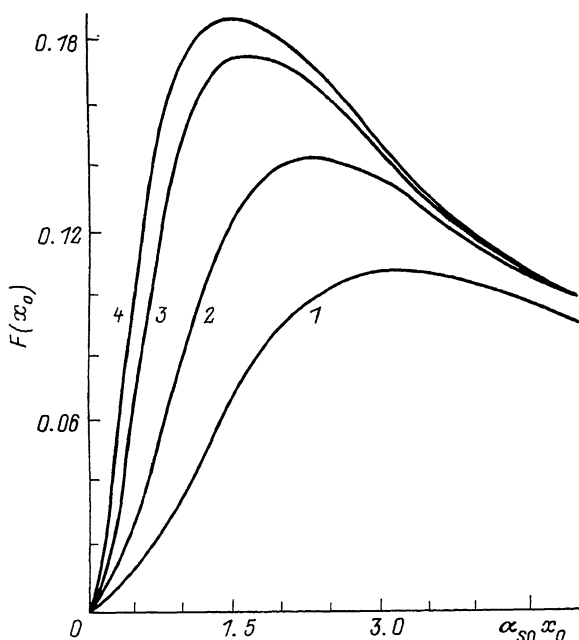


Рис. 1. Функция $F_3(x_0)$: 1 - $\alpha_R = 0.002, \alpha_{s0}$, 2 - $\alpha_R = \alpha_{s0}$, 3 - $\alpha_R = 4\alpha_{s0}$, 4 - $\alpha_R = 9\alpha_{s0}$.

(где β_{s0} - вещественная часть волнового вектора ПЭВ на плоской поверхности $q_{s0} = \beta_{s0} + i\alpha_{s0}$)

$$\rho(x_0) = \zeta_2(h) F_3(x_0) = \zeta_2(h) \frac{1}{2\alpha_{s0} x_0} \left\{ 1 - e^{-x_0 \alpha_{s0}} \left[1 + \frac{\alpha_{s0}}{\alpha_R} (1 - e^{-x_0 \alpha_R}) \right] \right\}^2, \quad (2)$$

где $\zeta_2(h)$ - константа, зависящая от высоты решетки h . Вид функции $F_3(x_0)$ для различных α_R показан на рис. 1. При $\alpha_R \sim 0$, $(x_0 \alpha_{s0})_{max} = 3.2$, т.е. насыщение возбуждения ПЭВ из-за отсутствия решетки за пределами пятна облучения происходит медленнее. С возрастанием α_R , $(x_0 \alpha_{s0})_{max}$ стремится к 1.28. Этот результат тоже обусловлен конечностью размеров ДР и возрастающим возбуждением ПЭВ с края ДР при увеличении высоты ДР.

2. Для ДР конечных размеров имеет место зависимость эффективности преобразования излучения в ПЭВ не только от условия фазового согласования $\Delta\tilde{\beta} = q_n - \beta_p$, но и от $\Delta\beta = \beta_{s0} - \beta_p$. Для бесконечной ДР [3] при $x_0 \alpha_p \gg 1$ эта зависимость имеет вид

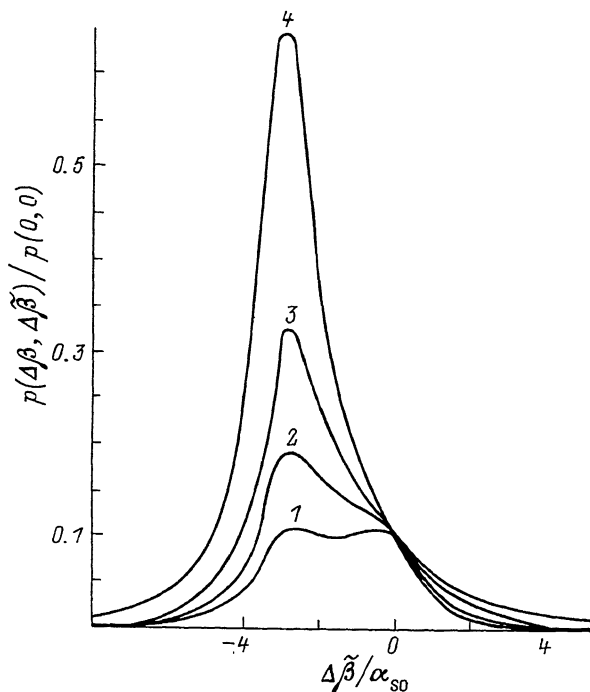


Рис. 2. Функция $P(\Delta\beta, \Delta\tilde{\beta}) / P(0, 0)$, $\Delta\beta = 3\alpha_{s0}$: 1 - $\alpha_R = 0.002\alpha_{s0}$, 2 - $\alpha_R = 0.4\alpha_{s0}$, 3 - $\alpha_R = \alpha_{s0}$, 4 - $\alpha_R = 3\alpha_{s0}$.

$$\frac{\tilde{p}(\Delta\tilde{\beta})}{\tilde{p}(0)} = \frac{1}{1 + (\Delta\tilde{\beta}/\alpha_p)^2}, \quad (3)$$

т.е. максимальное преобразование энергии в ПЭВ происходит при $\Delta\tilde{\beta} = 0$. Если ДР имеет конечные размеры и $\alpha_0\alpha_{s0} \gg 1$, то эта зависимость имеет вид

$$\frac{P(\Delta\beta, \Delta\tilde{\beta})}{P(0, 0)} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\tilde{\beta}}{\alpha_p}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\tilde{\beta} - \Delta\beta}{\alpha_{s0}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\tilde{\beta}(\Delta\tilde{\beta} - \Delta\beta)}{\alpha_p\alpha_{s0}}\right)^2}, \quad (4)$$

т.е. эффективность преобразования энергии в ПЭВ на ДР начинает сильно зависеть от рассогласования между волновыми векторами ПЭВ на ДР и плоской поверхности.

Рассмотрим частные случаи.

а) Если $\Delta\tilde{\beta} \sim \Delta\beta$ и $\alpha_p \approx \alpha_{s0}$, то $\Delta\tilde{\beta} = \Delta\beta\alpha_p / (\alpha_{s0} + \alpha_p) \sim \Delta\beta/2$, т.е. при присутствии рассогласования между волновыми векторами ПЭВ на ДР и на плоской поверхности оптимальный ввод энергии в ПЭВ осуществляется не при точном выполнении условия фазового

согласования между волновым вектором падающего пучка и ПЭВ на ДР.

б) Если $\alpha_{s0} \approx \alpha_p$, но рассогласование между ПЭВ на ДР и на плоской поверхности $|\Delta\beta| \geq 2\alpha_{s0}$, то в выражении (4) появляются два максимума при $\Delta\tilde{\beta}_{1,2} = \frac{\Delta\beta}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 - \alpha_{s0}^2}$. Этот эффект аналогичен появлению двух максимумов в резонансной кривой двух связанных резонансных контуров с отличающимися резонансными частотами.

в) Если $\alpha_R \gg \alpha_{s0}$, т.е. линия ПЭВ на решетке широкая, то оптимальный ввод энергии в ПЭВ осуществляется при точном выполнении условия фазового согласования не с ПЭВ на ДР, а с ПЭВ на плоской поверхности $q_n - \beta_{s0} = 0$.

Вид зависимости (4) от $\Delta\tilde{\beta}$ (это соответствует изменению угла падения пучка) при $\Delta\beta = 3\alpha_{s0}$ для различных α_R показан на рис. 2.

О появлении двух максимумов в зависимости эффективности возбуждения ПЭВ от угла падения излучения для решеток достаточно больших размеров сообщалось в работе [8]. С уменьшением размеров решетки эффект расщепления исчезал. Это поведение расщепления от размеров ДР описывается развитой теорией через уменьшение рассогласования между волновым вектором ПЭВ на ДР и плоской поверхности, поскольку при уменьшении x_0 β_p стремится к β_{s0} .

Результаты работы позволяют в новом аспекте рассмотреть задачу оптимизации возбуждения ПЭВ с помощью ДР, объяснить несовпадение теоретических предсказаний эффективности возбуждения ПЭВ на основе теории дифракции пучка на бесконечной ДР [4] с экспериментальными данными, более точно рассчитать размерные эффекты при воздействии на материалы мощного оптического излучения, обусловленные возбуждением ПЭВ [3].

Авторы выражают глубокую благодарность М.Н. Либенсону за обсуждение результатов работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса, М.: Наука, 1985. 525 с.
- [2] Баженов В.В., Бонч-Бруевич А.М., Капапенас Р.В., Либенсон М.Н., Макин В.С., Петрушкявичюс Р.Й., Рекснис Ю.Й. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 3. С. 151-156.
- [3] Ursu I., Mihalescu I.N., Prohhorov A.M., Tokarev V.N., Konov V.I. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 7. P. 2445-2457.
- [4] Суров С.П., Сычугов В.А., Тищенко А.В. // ЖТФ. 1984. Т. 54. В. 11. С. 2119-2125.

- [5] Петрушкявичюс Р.Й., Канапенас Р.-М.В., Рекснис Ю.Й. // Тез докл. УП Всес. конф. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1988, с. 345-346.
- [6] Гагарин А.Й., Пудков С.Д., Румянцев А.Г., Трубаев В.В. // Тез. докл. УП Всес. конф. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1988, с. 330-331.

Институт физики
АН Литовской ССР

Поступило в Редакцию
3 сентября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 4
05.2

26 февраля 1989 г.

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ АНИЗОТРОПИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ГАММА-КВАНТОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В КРИСТАЛЛАХ

В.Г. Барышевский, В.В. Тихомиров,
А.Г. Шехтман

Хорошо известно, что при движении заряженных частиц под малыми углами к кристаллическим осям (плоскостям) их взаимодействие с кристаллом описывается атомным потенциалом, усредненным вдоль осей (плоскостей). В [1] было показано, что взаимодействие γ -квантов с кристаллом в аналогичных условиях описывается диэлектрической проницаемостью также однородной в направлении осей (плоскостей) и периодической в перпендикулярных к ним направлениях. Мнимая часть этой проницаемости описывает теоретически предсказанный в [2, 3] и обнаруженный экспериментально [4] процесс магнитотормозного образования пар (МОП).

Рассмотрение поглощения γ -квантов в эйкональном приближении показывает, что „выедание“ их потока вблизи осей при достаточно малых углах падения θ ослабляет дальнейшее поглощение (см. рис. 1). При увеличении θ γ -кванты перестают существенно поглощаться вблизи одной оси и с ростом толщины кристалла в поле оси будут попадать новые γ -кванты, существенно замедляя спадание скорости МОП. Поэтому в кристалле толщины $l \geq l_n$ естественно ожидать ориентационной зависимости вероятности МОП с характерным углом $\theta_{хар} = 2 \rho_n / l_n$, где ρ_n - характерный радиус области интенсивного МОП вблизи оси, l_n - характерная длина поглощения γ -квантов в этой области. Напомним, что МОП проявляется при $\omega \gg \omega_1 = m^3 (e \mathcal{E}_{max})^{-1}$, где \mathcal{E}_{max} - максимальное поле оси ($\hbar = c = 1$) [2]. В рассматриваемых ниже случаях а) - ось $\langle 111 \rangle$ W при $T=293$ К - $\omega_1 = 13.6$ ГэВ; б) - ось $\langle 110 \rangle$ Ge при $T=100$ К - $\omega_1 = 47$ ГэВ.