

генераторы ξ_p и n_e как генераторы дельта-коррелированных шумов. Эффективная шумовая температура T_e при дельта-коррелированных шумах измерительного прибора определяется следующей формулой [6]:

$$k_B T_e = [M\{|\xi_{p\omega}|^2\} M\{|v_{p\omega}|^2\} - |M\{\xi_{p\omega} v_{p\omega}^*\}|^2],$$

где $v_p = pn_p$ — механическая скорость как аналог электрического тока в 1-й системе электромеханических аналогий. Принимая во внимание (15), при пренебрежимо малых шумах механической системы находим

$$k_B T_e \approx |\omega/\omega_e| [N_t(\omega_e) [N_e(\omega_p) + N_z(\omega_p)] - |N_{ie}(\omega_p)|^2]^{1/2}.$$

Для идеального фазонечувствительного измерительного прибора (например, идеальный усилитель напряжения [6])

$$[N_t(\omega_e) N_e(\omega_e)]^{1/2} \approx (\hbar\omega_e), \quad N_{ie}(\omega_e) = 0.$$

Тогда $k_B T_e \approx \hbar|\omega|$; при этом чувствительность параметрического ЭП ограничена квантовыми шумами [6]. Наличие взаимной корреляции между ланжевенновскими источниками шума системы регистрации e_r и i_r приводит к уменьшению эффективной шумовой температуры T_e , которая в пределе может быть сколь угодно малой (чувствительность в этом случае ограничена тепловыми шумами механической системы). Классическим примером системы регистрации с коррелированными ланжевенновскими источниками шума оказываются измерительные системы циркуляторного типа «на отражение», где принципиально неустраняемыми являются только шумы согласованной нагрузки. В оптическом диапазоне аналогом согласованной нагрузки оказывается фотодетектор как чернотельный поглотитель.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брагинский В. В., Митрофанов В. П., Панов В. И. Системы с малой диссипацией. М., 1983.
2. Айнбиндер И. М. Входные каскады радиоприемников. М., 1972.
3. Айнбиндер И. М. Шумы радиоприемников. М., 1974.
4. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. М., 1974.
5. Сосулин Ю. Г. Теоретические основы радиолокации и радионавигации. М., 1993.
6. Воронцов Ю. И. Теория и методы макроскопических измерений. М., 1991.
7. Гусев А. В., Цыганов А. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1993. № 4. С. 44 (Moscow University Phys. Bull. 1993. N 4. P. 38).

Поступила в редакцию
24.11.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 534.26:535

КВАЗИКОЛЛИНЕАРНАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ

В. Н. Парыгин, А. В. Вершубский

(кафедра физики колебаний)

Выведена система уравнений, описывающая квазиколлинеарное акустооптическое взаимодействие и связывающая фурье-спектры амплитуд прошедшего и дифрагированного световых пучков в случае их распространения в анизотропной среде со сносом акустической энергии. Решение этих уравнений с соответствующими граничными

условиями дало картину эффективности квазиколлинеарной дифракции в условиях сильного взаимодействия.

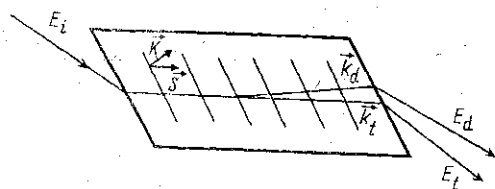


Рис. 1. Схема квазиколлинеарного акустооптического взаимодействия: E_i , E_t и E_d — падающий, прошедший и дифрагированный световые пучки соответственно; K , k_i , k_d — волновые векторы звука, прошедшего и дифрагированного света соответственно; S — направление распространения акустической энергии

неарное взаимодействие использовалось в работах [1, 2].

В связи с большой длиной взаимодействия при таких типах дифракции легко достигается условие сильного взаимодействия даже при не слишком больших значениях входной акустической мощности, поэтому задача теоретического анализа квазиколлинеарного сильного акустооптического взаимодействия является актуальной.

Световое поле в анизотропной диэлектрической среде должно описываться волновым уравнением

$$\Delta E = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \hat{\varepsilon} E, \quad (1)$$

где $\hat{\varepsilon}$ — тензор диэлектрической проницаемости среды. Он линейно зависит от амплитуды деформации в звуковом пучке:

$$\hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon}_0 + \Delta \hat{\varepsilon} a(x, y, z, t), \quad (2)$$

где $\hat{\varepsilon}_0$ — диэлектрическая проницаемость при отсутствии звука, $\Delta \hat{\varepsilon}$ — изменение тензора $\hat{\varepsilon}$ при наличии звука, пропорциональное амплитуде звуковой деформации, $a(x, y, z, t)$ — нормированное распределение деформаций в среде. В таком случае волновое уравнение (1) с учетом (2) примет вид

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \hat{\varepsilon}_0 E = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Delta \hat{\varepsilon} a E. \quad (3)$$

Далее произведем двумерное фурье-преобразование обеих частей этого уравнения, представив полный световой поток в области взаимодействия как сумму двух ортогонально поляризованных прошедшего и дифрагированного пучков:

$$E(x, y, z, t) = e_i E_i(x, y, z) \exp[j(k_i r - \omega_i t)] + e_d E_d(x, y, z) \exp[j(k_d r - \omega_d t)],$$

где e_i , k_i и ω_i — направление поляризации, средний волновой вектор и частота прошедшего света, совпадающие с соответствующими характеристиками падающего на ячейку пучка; e_d , k_d и ω_d — направление поляризации, среднее волновое число и частота дифрагированного света; r — радиус-вектор, определяющий направление светового пучка.

В акустически анизотропных средах с выраженным сносом акустического пучка можно наблюдать длительное взаимодействие светового и акустического пучков даже при неколлинеарном распространении света и звука (рис. 1). В этом случае направления распространения энергии в акустическом и световом пучках выбираются близкими, а волновые векторы световых и звуковых волн образуют замкнутый треугольник. Такое квазиколли-

После проведения математических преобразований, аналогичных описанным в [3—5], получим систему уравнений, связывающую спектры амплитуд прошедшего U_t и дифрагированного U_d света:

$$\frac{dU_d}{dx} = -j \frac{q}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x, y, z) E_t(x, y, z) \exp[-j(k_y y + k_z z)] dy dz \exp(j\eta x), \quad (4)$$

$$\frac{dU_t}{dx} = -j \frac{q}{2\pi^2} \frac{n_d}{n_t} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a^*(x, y, z) E_d(x, y, z) \times \\ \times \exp[-j(k_y y + k_z z)] dy dz \exp(-j\eta x), \quad (5)$$

где q — параметр, характеризующий эффективность дифракции, k_y, k_z — поперечные компоненты волновых векторов света, n_d, n_t — показатели преломления среды для дифрагированного и прошедшего пучков соответственно, $\eta = k_{tx} + K_x - k_{dx}$.

В отличие от предыдущих работ [3—5] интеграл в правой части (4) (5) записан не в форме свертки спектров амплитуд акустической и световых волн, а в форме интеграла Фурье от произведения их амплитуд, что эквивалентно, согласно теореме о свертке. Полученная система уравнений описывает взаимодействие со звуком прошедшего и дифрагированного световых пучков с малой расходимостью света и звука при любом законе распределения излучения по поперечному сечению пучка.

Решение системы уравнений (4), (5) требует проведения интегрирования по трем координатам: x, y и z . Потребляемое при этом машинное время весьма велико, а результат получается для фиксированных значений всех параметров. Поэтому в случае теоретического исследования сильного квазиколлинеарного взаимодействия задача существенно облегчается, если интегрирование по длине ячейки x и по поперечным переменным y, z может быть разделено. В связи со сказанным вопрос о выборе конкретной формы амплитуды звукового $a(x, y, z)$ и световых $E_t(x, y, z), E_d(x, y, z)$ пучков представляется важным.

В работе [6] было показано, что акустический пучок, возбуждаемый плоским преобразователем, имеющим гауссовское распределение амплитуды по поперечному сечению, может быть записан в виде

$$a(x', y', z', t) = a_0 \frac{\exp \left[-\frac{(y' - x' S_1)^2}{R_1^2 (1 - j D_1 x')} - \frac{(z' - x' S_2)^2}{R_2^2 (1 - j D_2 x')} \right]}{\sqrt{1 - j D_1 x'} \sqrt{1 - j D_2 x'}} \times \\ \times \exp[j(Kx' - \Omega t)] + \text{к. с.} \quad (6)$$

Здесь x' — направление среднего волнового вектора звукового пучка, y' и z' — собственные направления тензора анизотропного распыливания; K и Ω — волновое число и частота звуковой волны соответственно; R_1, R_2 — полуоси эллипса, определяющие начальную ширину пучка; S_1, S_2 — коэффициенты, характеризующие углы сноса акустической энергии в плоскостях $x'y'$ и $x'z'$; $D_1 = W_1 D_1', D_2 = W_2 D_2'$, где $D_i' = 2/KR_i^2$ — изотропный волновой параметр; W_1 и W_2 — компоненты тензора анизотропного распыливания акустического пучка, которые в изотропном случае равны единице; к. с. — выражение, комплексно сопряженное предыдущему.

Перейдем от системы (x', y', z') , связанной с фазовой скоростью звукового пучка, к системе координат (x, y, z) , связанной с направлением распространения светового пучка и энергии в акустической волне. Введем углы Эйлера θ , φ и ψ и определим матрицу перехода к новым осям b_{ij} . Угол вращения ψ необходимо выбирать таким образом, чтобы оси y и z являлись главными осями тензора диэлектрической проницаемости ϵ света, распространяющегося вдоль оси x . Наиболее простой частный случай соответствует $\psi=0$. В этом случае матрица перехода преобразуется к виду

$$b_{ij} = \begin{vmatrix} \cos \theta & \sin \theta \sin \varphi & \sin \theta \cos \varphi \\ 0 & \cos \varphi & -\sin \varphi \\ -\sin \theta & \cos \theta \cos \varphi & \cos \theta \sin \varphi \end{vmatrix}$$

В новой системе координат, связанной с направлением распространения энергии, выражение для амплитуды акустического пучка (6) будет иметь вид

$$a(x, y, z) = a_0 H_1^{-1} H_2^{-1} \exp \{ -[(y \cos \varphi + z \sin \varphi / \cos \theta) / R_1 H_1]^2 - [(y \sin \varphi + z \cos \varphi / \cos \theta) / R_2 H_2]^2 \}, \quad (7)$$

$$H_1 = \sqrt{1 - jD_1(x \cos \theta - z \sin \theta)}; \quad H_2 = \sqrt{1 - jD_2(x \cos \theta - z \sin \theta)}.$$

Поперечное распределение света при квазиколлинеарном взаимодействии может быть качественно оценено с использованием результатов решения задачи о слабом взаимодействии [5]. В этой работе было найдено выражение для пространственного распределения дифрагированного света:

$$E_d(x, y, z) = \frac{qE_0 a_0}{2\pi} \int_0^x \frac{\exp(j\eta x)}{(1 - jd_0 x) \sqrt{X_1} \sqrt{X_2}} \exp \left[-\frac{y^2 + z^2}{4r^2(1 - jd_0 x)} \right] \times \\ \times \left[1 + z l^{-1} \sin \theta \left(\frac{D_1}{X_1} + \frac{D_2}{X_2} \right) - \frac{r^2}{2R^2} \left[\alpha \left(1 - \frac{y^2 r^{-2}}{2(1 - jd_0 x)} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \beta \left(1 - \frac{z^2 r^{-2}}{2(1 - jd_0 x)} \right) - \gamma \frac{yz r^{-2}}{2(1 - jd_0 x)} - 0,5(\alpha + \beta) \right] \right] dx, \quad (8)$$

где $\alpha = \cos^2 \varphi / X_1 + \sin^2 \varphi / X_2$, $\beta = (\sin^2 \varphi / X_1 + \cos^2 \varphi / X_2) / \cos^2 \theta$, $\gamma = (\sin 2\varphi / \cos \theta) (X_1^{-1} - X_2^{-1})$, $X_1 = (1 - jD_1 x \cos \theta)$, $X_2 = (1 - jD_2 x \cos \theta)$, $d_0 = 2l / (k_r r^2)$.

Используя (8), можно найти распределение дифрагированного света по поперечному сечению при определенных значениях x . На рис. 2 представлены такие распределения в начале области взаимодействия l ($x=0,1l$) и на выходе ячейки ($x=l$). Из рисунка ясно, что это распределение незначительно меняется вдоль области взаимодействия. Еще меньшее изменение имеет место для падающего света. Это

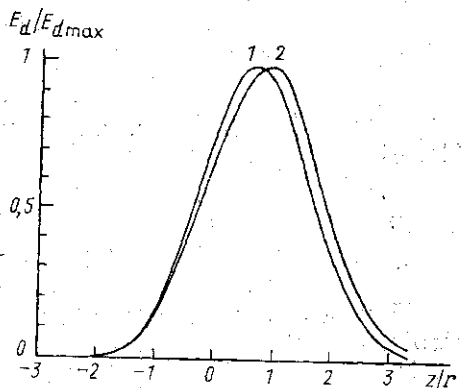


Рис. 2. Нормированное поперечное распределение амплитуды поля дифрагированной волны в начале и в конце области взаимодействия: $x=0,1l$ (1) и $x=l$ (2)

позволяет представить амплитуду световых пучков в виде произведения функций поперечного распределения каждого из пучков на функцию от продольной переменной x , т. е. $E(x, y, z) = E(x)E(y, z)$.

Поперечное распределение дифрагированного света при квазиколлинеарном взаимодействии зависит от угла сноса акустического пучка, поскольку этот снос определяет угол между падающим и дифрагированным световыми пучками. На рис. 3 представлено поперечное распределение амплитуды для различных значений угла θ . Из рис. 3, а видно, что при $D=1$ форма распределения дифрагированного пучка оказывается близкой к наклонной гауссоиде, при этом ее вершина смещается при изменении θ . Анализ показал, что такая форма хорошо описывается функцией вида $(1+\kappa z) \exp\{-[y^2 + (z-z_0)^2]/r^{*2}\}$, где величина κ характеризует наклон гауссоиды, z_0 — смещение ее вершины, а r^* — эффективный радиус дифрагированного пучка. Рис. 3, б показывает, что при больших расходимостях акустического пучка ($D=5$) кривая распределения близка к гауссоиде только при малом снесе.

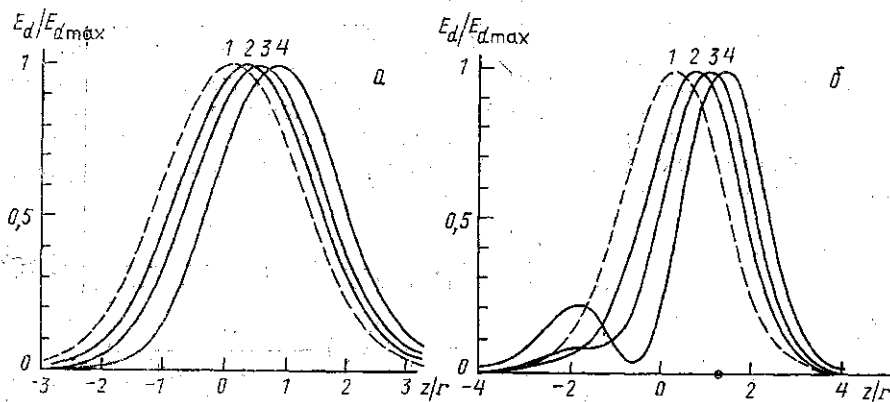


Рис. 3. Нормированное поперечное распределение амплитуды поля дифрагированной волны на выходе из области взаимодействия при различных углах сноса акустической энергии: $\theta = 5^\circ$ (1), 15° (2), 25° (3) и 50° (4); $D_1 = D_2 = 1$ (а) $D_1 = D_2 = 5$ (б)

Учитывая сказанное, амплитуды световых пучков в уравнениях (4), (5) представим в виде

$$E_t(x, y, z) = E_0 E_{t0}(x) \exp\{-(y^2 + z^2)/r^2\}, \quad (9)$$

$$E_d(x, y, z) = E_0 E_{d0}(x) (1 + \kappa z) \exp\{-(y^2 + (z - z_0)^2)/r^{*2}\}. \quad (10)$$

При подстановке в систему уравнений (4), (5) амплитуды звукового пучка (7) используем те же предположения, что и для случая слабого взаимодействия [5], т. е. положим, что радиус пьезопреобразователя велик по сравнению с поперечными размерами светового пучка ($R > r$), и разложим звуковую экспоненту по малому аргументу как $e^{-x} = 1 - x$. Кроме того, для упрощения формул мы полагаем, что звуковая волна возбуждается круглым пьезопреобразователем с радиусом R . Тогда выражение (7) существенно упрощается:

$$a(x, y, z) = a_0 H_1^{-1} H_2^{-1} R^{-2} \{R^2 + [(y \cos \varphi + z \sin \varphi / \cos \theta) / H_1]^2 + [(y \sin \varphi + z \cos \varphi / \cos \theta) / H_2]^2\}. \quad (11)$$

Для удобства интегрирования введем нормированные координаты $x^* = x/l$, $y^* = y/l$, $z^* = z/l$, где l — длина области взаимодействия. В этом случае область взаимодействия находится при значениях $0 < x^* < 1$. В дальнейшем всегда будем пользоваться нормированными величинами x , y , z , а значок $*$ — опускать.

После подстановки выражения (9) — (11) в систему уравнений (4), (5), описывающих сильное акустооптическое взаимодействие, интегралы в правых частях этих уравнений по поперечным координатам можно взять аналитически аналогично тому, как это было проведено в работе [5]. Далее, используя связь между величинами U_i и U_{i0} , а также U_d и U_{d0} [4], окончательно получим проинтегрированную систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dU_{d0}}{dx} = & -jq' \frac{\exp(j\eta l x)}{\sqrt{X_1 X_2}} U_{i0}(x) \left(1 + \frac{\kappa k_z r^2}{2}\right) \exp\left(\frac{z_0}{r^2}\right) \times \\ & \times \left[1 + \frac{k_z r^2 \sin \theta}{4l} \left(\frac{D_1}{X_1} + \frac{D_2}{X_2}\right) - \right. \\ & \left. - \frac{r^2}{2R^2} \left[\alpha \left(1 - \frac{k_y^2 r^2}{2}\right) + \beta \left(1 - \frac{k_z^2 r^2}{2}\right) - \gamma \frac{k_y k_z}{2} r^2\right]\right], \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{dU_{i0}}{dx} = & -jq' \frac{\exp(-j\eta l x)}{\sqrt{X_1^* X_2^*}} U_{d0}(x) \left(1 - \frac{\kappa k_z r^{*2}}{2}\right) \times \\ & \times \exp\left(-\frac{z_0}{r^{*2}}\right) \left[1 + \frac{k_z r^{*2} \sin \theta}{4l} \left(\frac{D_1}{X_1^*} + \frac{D_2}{X_2^*}\right) - \right. \\ & \left. - \frac{r^{*2}}{2R^2} \left[\alpha^* \left(1 - \frac{k_y^2 r^{*2}}{2}\right) + \beta^* \left(1 - \frac{k_z^2 r^{*2}}{2}\right) - \gamma^* \frac{k_y k_z}{2} r^{*2}\right]\right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Величины α^* , β^* , γ^* , X^* являются комплексно сопряженными соответствующим величинам α , β , γ , X .

Наибольший интерес для акустооптики представляет вопрос о том, какая часть падающего светового потока преобразуется в дифрагированный свет на выходе фильтра (при $x=1$). Таким образом, эффективность акустооптического преобразования определяется отношением потока мощности в дифрагированном пучке при $x=1$ к потоку мощности падающего света при $x=0$. Поток мощности в световом пучке может быть рассчитан как с помощью распределения светового поля по его поперечному сечению, так и с помощью фурье-спектра этого поля и его распределения по k_y и k_z (теорема Парсеваля). Поэтому нет необходимости переходить от углового спектра дифрагированного света к его пространственному распределению.

Поток мощности на входе акустооптической ячейки при $x=0$ равен

$$P_0 = \frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{\infty} U_i U_i^* dk_y dk_z = \frac{r^2 E_0^2}{4\pi}. \quad (14)$$

Здесь в качестве U_i использовано выражение $U_i(0)$. Поток мощности на выходе из ячейки рассчитывается по формуле

$$P = \frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{\infty} U_d(k_y, k_z, l) U_d^*(k_y, k_z, l) dk_y dk_z. \quad (15)$$

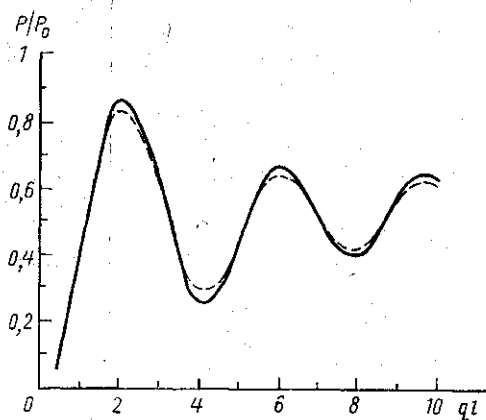


Рис. 4. Зависимость эффективности квази-коллинейрной дифракции от величины входной акустической мощности: $\theta = 5^\circ$ (штриховая кривая) и 50° (сплошная)

при сделанных допущениях ($r \ll R$, $d_0 \ll l$, $R \ll l$) оказываются практически совпадающими со случаем коллинейрного акустооптического взаимодействия.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда (грант NCW 000).

ЛИТЕРАТУРА

1. Voloshinov V. B., Mashin D. D. // Proc. SPIE. 1993. 2051. P. 378.
2. Voloshinov V. B. // Opt. Engineering. 1992. 31, N 10. P. 2089.
3. Парыгин В. Н., Вершубский А. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1995. № 6. С. 22 (Moscow University Phys. Bull. 1995. N 6).
4. Парыгин В. Н., Вершубский А. В. // Опт. и спектр. 1996. 80, № 3. С. 471.
5. Parugin V. N., Resvov Yu., Vershoubskiy A. V. // Proc. Ultrasonics World Congr. '95. Berlin, 1996. Part 1. P. 237.
6. Хаткевич А. Г. // Акуст. журн. 1978. 24, № 1. С. 108.

Поступила в редакцию
20.11.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

УДК 592.315.621

МЕЖФАЗНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В СТРУКТУРАХ ГЕРМАНИЙ — ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ПЛЕНКИ СТЕАРАТА МЕДИ

В. Б. Зайцев, О. В. Коновалов *), Г. С. Плотников,
Л. А. Фейгин*), Д. Л. Яковенко

(кафедра общей физики и молекулярной электроники)

Исследованы структурные, электрофизические и оптические свойства гетеро-структур полупроводник — пленки Ленгмюра—Блоджетт. Впервые на поверхности

*) Институт кристаллографии РАН.