

08

© 1991 г.

К ВОПРОСУ О ВОЗБУЖДЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

К. Л. Муратиков

Проанализировано возбуждение поверхностных акустических волн Рэлея лазерным излучением с помощью термоупругого механизма с учетом дилатационных процессов. Показано, что может быть достигнута высокая эффективность их генерации световой решеткой, образующейся на поверхности объекта при интерференции двух лазерных пучков с близкими частотами. Установлена принципиальная особенность источников такого типа, заключающаяся в возможности возбуждения поверхностных волн только с заданным направлением распространения. Проанализировано влияние дилатационных процессов на скорость и фазовые характеристики поверхностных акустических волн Рэлея.

На протяжении последних лет большое внимание уделяется изучению процессов генерации акустических волн в конденсированных средах лазерным излучением. Высокий интерес к подобного рода задачам связан, с одной стороны, с необходимостью исследования фундаментальных вопросов, касающихся особенностей генерации звука излучением в различных условиях, а с другой стороны, стимулируется широкими перспективами разнообразных практических применений [1-3]. Среди многочисленных механизмов возбуждения звука излучением в силу своей универсальности особое место занимает термоупругий механизм [1, 2]. Экспериментальному и теоретическому рассмотрению генерации с его помощью объемных и поверхностных акустических волн (ПАВ) посвящен целый ряд работ [4-17].

Целью данной работы является изучение вопросов, касающихся генерации ПАВ Рэлея лазерным излучением с помощью термоупругого эффекта. При этом считается, что возбуждение ПАВ осуществляется световой решеткой, образующейся на поверхности объекта при интерференции двух лазерных пучков с близкими частотами. В результате на освещенном участке поверхности создается система бегущих светлых и темных полос. Такой тип возбуждения ПАВ Рэлея ранее не рассматривался и, как будет показано, обладает принципиальными особенностями по сравнению со случаями возбуждения ПАВ модулированным во времени сфокусированным лазерным излучением [5-13] или нестационарной световой решеткой с фиксированным положением полос [14-16]. Кроме того, при теоретическом изучении термоупругого возбуждения ПАВ Рэлея обычно не учитываются дилатационные процессы. Только в работах [14, 15] проанализировано их влияние на затухание ПАВ. В данной работе рассмотрено влияние дилатационных процессов на оптимальные условия возбуждения, скорость распространения и фазовые характеристики ПАВ Рэлея.

Практически решетку для возбуждения ПАВ в виде бегущих светлых и темных полос можно реализовать разделением исходного лазерного пучка на два с последующим пропусканием одного из них через акустооптический модулятор. В результате последней операции частота и волновой вектор света в пучке, продифрагировавшем на акустических волнах, будут сдвинуты относительно своего первоначального значения на величины, определяемые геометрическими характеристиками эксперимента, скоростью и частотой акустиче-

ских волн в модуляторе [18]. В подобных условиях после сведения пучков и их интерференции на поверхности объекта (см. рисунок) будет сформирована нестационарная решетка, в которой распределение интенсивности света определяется законом

$$I(x, z, t) = I_0 e^{-\gamma z} e^{-x^2/a^2} [1 + \cos(Qx - \Omega t)], \quad (1)$$

где I_0 — интенсивность излучения лазера; a — ширина лазерного пучка; γ — коэффициент поглощения излучения образцом; Q и Ω — соответственно сдвиг проекции волнового вектора на ось x и частоты света, образовавшихся в результате прохождения одного из лазерных пучков через акустооптический модулятор.

Рассмотрение процессов генерации ПАВ Рэлея оптическим излучением в твердом теле с последующей трансформацией его

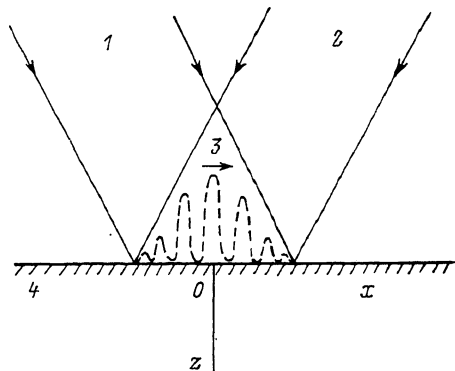


Схема возбуждения поверхностных акустических волн световой решеткой с бегущими интерференционными полосами.

1, 2 — два световых пучка со сдвигом по частоте, полученные от одного лазера; 3 — распределение интенсивности света на поверхности образца (стрелкой отмечено направление перемещения полос); 4 — образец.

энергии в тепловую форму можно провести на основе теории термоупругости [19]. В ее рамках поведение механических и тепловых полей описывается системой связанных уравнений

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} &= \lambda \frac{\partial u_{ll}}{\partial x_i} + 2\mu \frac{\partial u_{ik}}{\partial x_k} - \alpha K \frac{\partial T}{\partial x_i}, \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= \kappa \Delta T - \frac{\alpha K}{c\rho} (T - T_0) \frac{\partial u_{ll}}{\partial t} + \frac{\gamma I(x, z, t)}{c\rho}, \end{aligned} \quad (2)$$

где u_i — компоненты вектора смещения частиц среды;

$$u_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right)$$

— тензор деформации; T_0 — равновесное значение ее температуры; ρ , λ , μ — соответственно плотность и коэффициенты Ламе; c , κ — удельная теплоемкость и теплопроводность; α , K — объемный коэффициент теплового расширения и модуль всестороннего сжатия.

Отметим, что в соответствии с общепринятыми правилами в (2) по повторяющимся индексам ведется суммирование. Взаимосвязь механических и тепловых полей осуществляется через второй член в правой части уравнения теплопроводности, учитывающей дилатационные процессы. При теоретическом анализе параметров звуковых колебаний, генерируемых с помощью термооптического эффекта, дилатационными процессами обычно полностью пренебрегают. В данной работе в рамках теории возмущений производится учет дилатационных процессов на параметры ПАВ Рэлея при их возбуждении с помощью термоупругого механизма. В дальнейшем будем считать, что при генерации акустических колебаний лазерным излучением отклонения температуры среды ΔT от равновесного значения малы, т. е. $\Delta T \ll T_0$. В этом приближении система уравнений (2) является линейной.

Для ее решения необходимо задать граничные условия на поверхности объекта. Для свободной поверхности они состоят в отсутствии напряжений при $z=0$. Будем также считать, что отток тепла через поверхность объекта не играет существенной роли. Тогда компоненты тензора напряжений и температура должны удовлетворять граничным условиям

$$\sigma_{xz}|_{z=0} = 0, \quad \sigma_{yz}|_{z=0} = 0, \quad \sigma_{zz}|_{z=0} = 0, \quad \frac{\partial \Delta T}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

Граничное условие $\sigma_{yz}/x=0$ в рассматриваемой ситуации выполняется автоматически.

Для решения системы уравнений (2) удобно ввести скалярный и векторный потенциалы [19], с которыми вектор смещения частиц среды связан соотношением $u = \text{grad } \varphi + \text{rot } \Psi$. При выбранных условиях возбуждения ПАВ Рэлея можно считать, что $\Psi = (0, 0, \Psi)$. Тогда из (2) для потенциалов φ , Ψ и температуры ΔT получим систему уравнений

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} &= (\lambda + 2\mu) \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \varphi - \alpha K \Delta T, \\ \rho \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} &= \mu \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Psi, \\ \frac{\partial \Delta T}{\partial t} &= \kappa \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Delta T - \frac{\alpha k T_0}{c \rho} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\gamma I(x, z, t)}{c \rho}. \end{aligned} \quad (4)$$

Граничные условия для φ и Ψ легко определяются из (3). Учитывая, что световое воздействие на объект задается выражением (1), при решении поставленной задачи можно считать, что все интересующие нас величины изменятся во времени по гармоническому закону с частотой Ω . Поэтому ограничимся определением решений для временных зависимостей типа $e^{i\Omega t}$. Соответствующие решения для составляющей возбуждающего излучения с $e^{-i\Omega t}$ получаются из них комплексным сопряжением. Кроме того, выполним преобразование Фурье по переменной x . В результате все искомые величины в (4) будут представлены равенствами вида

$$\varphi(x, z, t) = \frac{e^{i\Omega t}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x e^{ik_x x} \tilde{\varphi}(k_x, z, \Omega).$$

Тогда для $\tilde{\varphi}(k_x, z, \Omega)$, $\tilde{\Psi}(k_x, z, \Omega)$ и $\Delta \tilde{T}(k_x, z, \Omega)$ будем иметь следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_i^2 - k_x^2 \right) \tilde{\varphi} - \frac{\alpha K}{\lambda + 2\mu} \Delta \tilde{T} &= 0, \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_i^2 - k_x^2 \right) \tilde{\Psi} &= 0, \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k_x^2 - i \frac{\Omega}{\kappa} \right) \Delta \tilde{T} - i \frac{\alpha K T_0 \Omega}{c \rho \kappa} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k_x^2 \right) \tilde{\varphi} &= - \frac{e^{-\gamma x} \gamma \tilde{I}(k_x)}{c \rho \kappa}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$k_i = \sqrt{\frac{\rho \Omega^2}{\lambda + 2\mu}}, \quad k_t = \sqrt{\frac{\rho \Omega^2}{\mu}}, \quad \tilde{I}(k_x) = \frac{\sqrt{\pi} a I_0}{2} e^{-\frac{(k_x + Q)^2 a^2}{4}}.$$

Общее решение системы уравнений (5) можно [искать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi} &= \tilde{\varphi}_1 e^{\xi_1 z} + \tilde{\varphi}_2 e^{\xi_2 z} + \tilde{\varphi}_0 e^{-\gamma z}, \\ \tilde{\Psi} &= \tilde{\Psi}_1 e^{sz}, \\ \Delta \tilde{T} &= \Delta \tilde{T}_1 e^{\xi_1 z} + \Delta \tilde{T}_2 e^{\xi_2 z} + \Delta \tilde{T}_0 e^{-\gamma z}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $s = -\sqrt{k_x^2 - k_t^2}$, $\tilde{\varphi}_0$ и $\Delta \tilde{T}_0$ — вынужденные решения, отвечающие воздействию на объект внешнего возмущения; ξ_1 и ξ_2 — корни уравнения $(\xi^2 - k_x^2 - iQ\xi)(\xi^2 + k_i^2 - k_x^2) - i\epsilon k_i^2(\xi^2 - k_x^2) = 0$, в котором

$$Q = \sqrt{\frac{\Omega}{\kappa}}, \quad \epsilon = \frac{\alpha^2 K^2 T_0}{c \rho^2 \kappa \Omega} k_i^2.$$

Найдем прежде всего вынужденные решения системы (5). Для составляющей интенсивности лазерного возбуждения (1) с временной зависимостью типа $e^{i\Omega t}$ они даются выражениями

$$\tilde{\varphi}_0 = - \frac{\alpha K \gamma \tilde{I}(k_x)}{c \rho \kappa (\lambda + 2\mu)} P, \quad \Delta \tilde{T}_0 = - \frac{(\gamma^2 + k_i^2 - k_x^2) \gamma \tilde{I}(k_x)}{c \rho \kappa} P,$$

$$P = \frac{1}{(\gamma^2 + k_l^2 - k_x^2)(\gamma^2 - k_x^2 - iQ\frac{\gamma}{\eta}) - i\epsilon k_l^2(\gamma^2 - k_x^2)}.$$

Зная вынужденные решения, с помощью (5) и граничных условий можно полностью определить общее решение. Опуская промежуточные вычисления, приведем сразу окончательный результат. Так, для $\tilde{\varphi}_1$ получим равенство

$$\tilde{\varphi}_1 = \frac{i\xi_2\tilde{\varphi}_0 + \sigma_2\Delta T_0}{\Sigma}, \quad (7)$$

где

$$\sigma_1 = \lambda k_x^2 - (\lambda + 2\mu)\gamma^2 - \frac{4\mu s\gamma k_x^2}{k_x^2 + s^2},$$

$$\sigma_2 = \lambda\gamma k_x^2 A + \alpha K(\gamma + \xi_2) - (\lambda + 2\mu)\gamma\xi_2^2 A + \frac{4\mu s\gamma k_x^2}{k_x^2 + s^2}\xi_2 A,$$

$$A = \frac{\alpha K}{(\lambda + 2\mu)(\xi_2^2 - k_x^2 + k_l^2)}, \quad \Sigma = (\lambda + 2\mu)\xi_1\xi_2(\xi_1 - \xi_2 AB) + \lambda k_x^2 \times$$

$$\times (\xi_1 AB - \xi_2) + \alpha KB(\xi_1 - \xi_2) - \frac{4\mu s k_x^2 \xi_1 \xi_2}{k_x^2 + s^2}(1 - AB),$$

$$B = i \frac{\alpha K T_0 \Omega}{\kappa} \frac{\xi_1^2 - k_x^2}{\xi_1^2 - k_x^2 - iQ\frac{\gamma}{\eta}}.$$

При известном значении $\tilde{\varphi}_1$ на основании граничных условий (3) можно найти все остальные величины, входящие в решение (6). Они даются соотношениями

$$\tilde{\Psi}_1 = \frac{2ik_x}{k_x^2 + s^2} [\xi_1(1 - AB)\tilde{\varphi}_1 + \gamma(\Delta\tilde{T}_0 - \tilde{\varphi}_0)], \quad \tilde{\varphi}_2 = \Delta\tilde{T}_2,$$

$$\Delta\tilde{T}_2 = \frac{1}{\xi_2}(\gamma\Delta\tilde{T}_0 - \xi_1 B\tilde{\varphi}_1), \quad \Delta\tilde{T}_1 = B\tilde{\varphi}_1. \quad (8)$$

Выражениями (6)–(8) полностью решается задача термоупругого возбуждения ПАВ в рамках теории потенциалов. Исходя из определения потенциалов можно найти вектор смещения частиц среды. Компоненты их фурье-преобразований будут определяться равенствами

$$\begin{aligned} \tilde{u}_x(k_x, z, \Omega) &= ik_x(\tilde{\varphi}_1 e^{\xi_1 z} + \tilde{\varphi}_2 e^{\xi_2 z} + \tilde{\varphi}_0 e^{-\gamma z}) - s\tilde{\Psi}_1 e^{sz}, \\ \tilde{u}_z(k_x, z, \Omega) &= \xi_1\tilde{\varphi}_1 e^{\xi_1 z} + \xi_2\tilde{\varphi}_2 e^{\xi_2 z} - \gamma\tilde{\varphi}_0 e^{-\gamma z} + ik_x\Psi_1 e^{sz}. \end{aligned} \quad (9)$$

С помощью полученных результатов можно проанализировать некоторые особенности возбуждения ПАВ Рэля лазерным излучением с законом изменения интенсивности света на поверхности объекта, определяемым равенством (1). Рассмотрим прежде всего вопрос о соотношении амплитуд ПАВ, распространяющихся вдоль оси x в противоположных от области возбуждения направлениях. Для этого сравним значения фурье-компонент вектора смещения со значениями волновых векторов k_x и $-k_x$. На основании (7)–(9) их отношения получим в виде

$$\frac{\tilde{u}_x(k_x, z, \Omega)}{\tilde{u}_x(-k_x, z, \Omega)} = \frac{\tilde{u}_z(k_x, z, \Omega)}{\tilde{u}_z(-k_x, z, \Omega)} = e^{-k_x Q a^2}. \quad (10)$$

Будем считать для определенности, что $k_x > 0$ и $Q > 0$. Тогда при $k_x Q a^2 \gg 1$ для фурье-компонент вектора смещения выполняются неравенства $|\tilde{u}_x(k_x, z, \Omega)| \ll |\tilde{u}_x(-k_x, z, \Omega)|$ и $|\tilde{u}_z(k_x, z, \Omega)| \ll |\tilde{u}_z(-k_x, z, \Omega)|$. Это означает, что излучение ПАВ из зоны генерации с распределением света в виде решетки с бегущими интерференционными полосами происходит в основном в одном направлении, совпадающем с направлением их перемещения.

Такое поведение существенно отличается от случаев возбуждения ПАВ полоской сфокусированного на поверхность объекта лазерного излучения или

световой решеткой со стационарным положением максимумов и минимумов [5-16]. В этих ситуациях всегда происходит излучение ПАВ одинаковой амплитуды в противоположных направлениях. Отметим, что в соответствии с (10) соотношение между амплитудами ПАВ, испущенными в противоположных направлениях, является универсальным для объектов всех типов, так как зависит только от параметров оптического излучения и не зависит от теплофизических и упругих свойств объекта. Кроме того, из выражений (9) и (10) следует, что при одинаковых ширинах освещаемых областей амплитуда ПАВ при возбуждении в заданном направлении излучением с распределением интенсивности по закону (1) в 4 раза выше, чем световой решеткой с фиксированным во времени положением полос. Причина такого различия состоит в более эффективном использовании световой энергии, которое объясняется, во-первых, отсутствием потерь половины мощности излучения на временную модуляцию пространственной решетки [14-16], а во-вторых, потерь еще половины мощности на возбуждение ПАВ в направлении, противоположном заданному.

Рассмотрим вопрос об оптимальных условиях возбуждения ПАВ Рэлея световой решеткой (1). В работах [9, 10] было показано, что при возбуждении ПАВ с заданной длиной волны существует оптимальная ширина световой полоски, засвечиваемой лазером на поверхности объекта. Выражения (9) позволяют определить ее при засветке объекта лазерным излучением световой решеткой (1). Найдем оптимальную ширину освещаемой лазером области с учетом процессов затухания ПАВ, которые при изучении этого вопроса в работах [9, 10] не учитывались. Считая, что волновой вектор имеет комплексную составляющую, ответственную за затухание ПАВ, из (9) оптимальный размер освещаемой лазерным излучением области получим в виде

$$a_{\text{opt}} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{(k_x + Q)^2 + \Gamma^2}}, \quad (11)$$

где Γ — коэффициент затухания ПАВ.

Выражение (11) при $Q=0$, $\Gamma=0$ переходит в соответствующие результаты работ [9, 10]. При резонансном возбуждении волн Рэлея, когда $k_x = -k_R$, $k_R = Q$ (k_R — волновой вектор волны Рэлея), оптимальная ширина области засветки определяется только коэффициентом затухания $a_{\text{opt}} = \sqrt{2}/\Gamma$. Сравнивая амплитуды векторов смещений частиц среды при оптимальных условиях возбуждения решеткой (1) и полоской лазерного излучения с помощью равенств (9), получим, что в первом случае она оказывается в $(4k_R e^{1/2})/\Gamma$ раз больше. Поэтому при слабом затухании ПАВ Рэлея, когда $k_R \gg \Gamma$, возбуждение решеткой (1) оказывается значительно эффективнее.

Полученный результат обеспечивает оптимальные условия генерации ПАВ в случае формирования световой решетки двумя интерферирующими пучками непрерывного лазера. При использовании для этой цели импульсных лазеров появляется необходимость оптимизации длительности светового импульса. Будем считать, что изменение интенсивности излучения лазера во времени происходит по закону e^{-t^2/τ^2} . Тогда анализ, аналогичный предыдущему, показывает, что возбуждение ПАВ Рэлея наиболее эффективным образом производится на частоте $\omega_R = \sqrt{2}/\tau$. Поскольку $\omega_R k_R = v_R$, то для оптимальной длительности лазерного импульса получим $\tau_{\text{opt}} = a_{\text{opt}}/v_R = \sqrt{2}/v_R \Gamma$. При возбуждении волн Рэлея излучением в виде световой полоски на основании таких же рассуждений найдем $\tau_{\text{opt}} = (\sqrt{2}k_R)/v_R$. Поэтому при $k_R \gg \Gamma$ для генерации ПАВ Рэлея с помощью световой решетки необходимо использовать световые импульсы большей длительности, чем в случае засветки поверхности объекта излучением в виде отдельной полоски.

С помощью выражений (7)–(9) можно также проанализировать вопросы, касающиеся влияния дилатационных процессов на скорость распространения ПАВ Рэлея и их фазовые характеристики. Остановимся сначала на первом вопросе. Изменение скорости ПАВ Рэлея можно определить из дисперсионного уравнения $\text{Re } \Sigma = 0$. При $\delta = k_i^2/Q_i^2 \ll 1$, $\delta \varepsilon \ll 1$ оно переходит в соответствующее дисперсионное уравнение работы [15], в которой, однако, вопрос об изме-

нения скорости ПАВ специально не рассматривался. Отметим, что приведенные условия обычно хорошо выполняются для большинства твердых тел вплоть до частот порядка 1—10 ГГц. В такой ситуации изменение скорости ПАВ Рэлея, обусловленное дилатационными процессами, в соответствии с дисперсионным уравнением определяется равенством

$$\Delta v_R = v_R N \delta \varepsilon, \quad (12)$$

где v_R — скорость ПАВ Рэлея,

$$N = \frac{1}{2} \frac{s_R^2 k_l^2}{[2p_R^2 s_R^2 + k_R^2 (s_R^2 + p_R^2)] - 2p_R s_R (k_R^2 + s_R^2)},$$

$$p_R = -\sqrt{k_R^2 - k_l^2}, \quad s_R = -\sqrt{k_R^2 - k_t^2}.$$

Поскольку знаменатель в выражении для N больше нуля, то $\Delta v_R \geq 0$, т. е. дилатационные процессы всегда приводят к некоторому увеличению скорости ПАВ Рэлея. Учет этого эффекта может оказаться необходимым при использовании ПАВ Рэлея для диагностики упругих параметров приповерхностных слоев неоднородных твердотельных объектов [20, 21]. При подобного рода исследованиях полезная информация обычно заключается в изменениях скорости ПАВ. Поскольку дилатационные процессы также влияют на ее величину, то при рассмотрении общего баланса факторов, определяющих скорость ПАВ, необходим и их учет. При этом следует иметь в виду, что Δv_R зависит не только от упругих, но и от теплофизических параметров объекта. В соответствии с оценками по выражению (12) поправка к скорости волны Рэлея, например, для металлов могут иметь значения в несколько десятков процентов. Отметим также, что для Δv_R , как и для самой скорости волны Рэлея, характерно отсутствие дисперсии.

Рассмотрим вопрос о фазовых соотношениях между продольной и поперечной компонентами вектора смещения частиц при распространении ПАВ Рэлея. Известно, что без учета дилатационных процессов фазовый сдвиг между этими компонентами в точности равен $\pi/2$ [17]. Определить фазовый сдвиг между ними при наличии дилатационных процессов можно с помощью выражений (9). В общем случае, однако, они имеют достаточно сложную структуру. Поэтому ограничимся предельным случаем поверхностного поглощения света, когда $\gamma = \infty$ и эффективность генерации ПАВ Рэлея максимальна [15]. В этих условиях фурье-образы компонент вектора смещения частиц среды даются равенствами

$$\begin{aligned} \tilde{u}_x(k_R, z, \Omega) &= ik_R \tilde{\varphi}_1 \left[e^{i_1 z} - \frac{2s_R \xi_1}{k_R^2 + s_R^2} (1 + i\varepsilon \delta^2) e^{s_R z} \right], \\ \tilde{u}_z(k_R, z, \Omega) &= \xi_1 \tilde{\varphi}_1 \left[e^{i_1 z} + i\varepsilon \delta^2 e^{i_1 z} - \frac{2k_R^2}{k_R^2 + s_R^2} (1 + i\varepsilon \delta^2) e^{s_R z} \right], \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\tilde{\varphi}_1(k_R, \Omega) = -i \frac{\alpha K J(k_R)}{2\kappa \rho v_i^2 Q_T^2} \frac{p_R}{\varepsilon \delta [k_l^2 + i\delta (k_l^2 + 2p_R^2)]}.$$

Из (13) видно, что дилатационные процессы при распространении волн Рэлея приводят к появлению дополнительного по сравнению с $\pi/2$ сдвигу фазы между компонентами вектора смещения. При $k_R^2 + s_R^2 - 2s_R p_R \gg 2s_R p_R \varepsilon \delta^2$ эту дополнительную разность фаз $\Delta\Phi$ между колебаниями продольной и поперечной компонент вектора смещения для частиц, расположенных на поверхности объекта, получим в такой форме

$$\Delta\Phi = \frac{k_R^2 + s_R^2}{k_R^2 + s_R^2 - 2s_R p_R} \varepsilon \delta^2. \quad (14)$$

Поскольку всегда $k_R^2 + s_R^2 \gg 2s_R p_R$, то дилатационные процессы способствуют появлению некоторой фазовой задержки в колебаниях поперечной составляющей вектора смещения относительно продольной. Причем если изменение ско-

рости ПАВ Рэлея в результате дилатации не зависит от частоты Ω , то фазовый сдвиг увеличивается линейно с ростом частоты. На основании оценок, выполненных с помощью (14), для металлов, например, на частоте 1 ГГц сдвиг фазы может иметь вполне заметную величину и составлять десятки градусов. В этих условиях при распространении ПАВ Рэлея частицы среды будут перемещаться не по эллиптическим траекториям, а по более сложным кривым четвертого порядка. Подобного рода эффекты могут проявляться при генерации волн Рэлея лазерными импульсами субнаносекундной длительности.

Таким образом, при освещении поверхности твердотельного объекта световой решеткой, образующейся при интерференции двух лазерных пучков с близкими частотами, имеется возможность эффективно возбуждать ПАВ Рэлея строго в заданном направлении. При этом дилатационные процессы помимо затухания ПАВ приводят также к изменению их скорости и фазовых характеристик.

Список литературы

- [1] Tam A. C. // Rev. Mod. Phys. 1986. N 2. P. 381—431.
- [2] Лямшев Л. М. // УФН. 1987. Т. 151. № 3. С. 479—527.
- [3] Карабутов А. А. // УФН. 1985. Т. 147. № 3. С. 605—620.
- [4] Lee R. E., White R. M. // Appl. Phys. Lett. 1968. Vol. 12. N 1. P. 12—14.
- [5] Ledbetter H. M., Moulder J. C. // J. Acoust. Soc. Amer. 1979. Vol. 65. N 3. P. 840—842.
- [6] Aindow A. M., Dewhurst R. J., Hutchins D. A., Palmer S. B. // J. Acoust. Soc. Amer. 1981. Vol. 69. N 2. P. 449—455.
- [7] Aindow A. M., Dewhurst R. J., Palmer S. B. // Opt. Commun. 1982. Vol. 42. N 2. P. 116—120.
- [8] Лямшев Л. М., Челноков Б. И. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 22. С. 1361—1365.
- [9] Крылов В. В., Павлов В. И. // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 6. С. 836—837.
- [10] Arnold W., Betz B., Hoffman B. // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 47. N 7. P. 672—674.
- [11] Секин С. П. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 11. С. 2224—2226.
- [12] Royer D., Dieulesaint E. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. N 9. P. 2507—2511.
- [13] Коломенский Ал. А. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 4. С. 244—247.
- [14] Козлов А. И., Плесский В. П. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 1. С. 9—11.
- [15] Гарова Е. А., Козлов А. И., Плесский В. П. // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 3. С. 310—316.
- [16] Kasinski J. J., Gomes-Jahn L., Leong K. J. et al. // Opt. Lett. 1988. Vol. 13. N 9. P. 710—712.
- [17] Лямшев Л. М. Лазерное термооптическое возбуждение звука. М.: Наука, 1989. 238 с.
- [18] Яриш А. Квантовая электроника. М.: Сов. радио, 1980, 488 с.
- [19] Новацкий В. Теория упругости. М.: Мир, 1975. 872 с.
- [20] Крылов В. В., Штенцель Т. В. // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 2. С. 267—270.
- [21] Ашбель И. Я., Двошерстов М. Ю., Петров С. Г. // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 2. С. 360—361.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
12 июля 1990 г.