

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

A. I. Kozlov, V. P. Plesskii, Rayleigh Wave
Thermo-optical Excitation Efficiency in Solids,
Fizika Tverdogo Tela, 1986, Volume 28, Issue 1, 9–
11

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that
you have read and agreed to these terms of use
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 44.220.184.63

October 16, 2024, 10:17:33



УДК 534.232

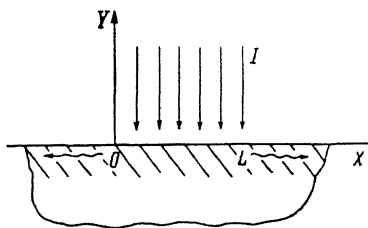
ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТЕРМООПТИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ВОЛН РЭЛЕЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

А. И. Козлов, В. П. Плесский

Построена теория термооптической генерации волн Рэлея модулированным лазерным излучением. Рассмотрен случай, когда на поверхности звукопровода создается конечная периодическая система полос света с периодом, близким к длине волны Рэлея на частоте модуляции света. Оценена максимальная эффективность возбуждения волн Рэлея и найдена оптимальная длина области засветки.

Хорошо известно, что при поглощении оптического излучения возможна генерация звука за счет теплового расширения среды. Такой механизм генерации звука, в основном в жидкостях, активно исследуется [1]. В недавно появившихся работах экспериментально [2-4] и теоретически [5-8] изучалось возбуждение поверхностных волн Рэлея в твердых телах модулированным лазерным излучением, поглощающимся в приповерхностной области твердого тела. В экспериментах [2-4] показана возможность регистрации возбуждаемых волн встречно-штыревыми и объемными преобразователями при относительно небольшой мощности лазерного излучения (~20 мВт) и продемонстрирована возможность использования ПАВ для фотоакустической спектроскопии и микроскопии. В теоретических работах [5, 6] также рассчитывалась амплитуда потенциала, связанного с возбуждаемой в пьезоэлектрике ПАВ. В [7] приводится численная оценка эффективности преобразования энергии оптического излучения в энергию волны Рэлея для сфокусированного в тонкую линию излучения.

Цель данной работы — оценить предельно достижимую эффективность возбуждения ПАВ термооптическим методом. Очевидно, что для увеличения амплитуды возбуждаемой волны надо использовать периодическое расположение отдельных линейных источников волн с периодом, равным длине волны (рис. 1). Такая периодическая засветка поверхности исследовалась в ряде работ [2, 5, 6]. При увеличении числа периодов световой решетки амплитуда ПАВ линейно нарастает, пока не начинает сказываться затухание волн. Таким образом, для расчета оптимального числа периодов необходимо учитывать затухание волн Рэлея. Мы будем учитывать только термоупругое затухание акустических волн. Пусть на участок $(0 < x < L)$ поверхности изотропного упругого тела, занимающего область $y < 0$, падает модулированный во времени и пространстве двумерный поток излучения $I(x, t) = \frac{1}{4} I_0 (1 + \cos Qx) (1 + \cos \omega t)$ и поглощается. Необходимо найти амплитуду генерируемой волны Рэлея и эффективность преобразования, т. е. отношение энергии возбуждаемых ПАВ к энергии падающего излучения.



Геометрия задачи.

Будем решать задачу в рамках теории термоупругости [9]. Уравнения движения и уравнение теплопроводности в этом случае запишутся в виде

$$\left. \begin{aligned} (\Delta + k_l^2) \varphi - m\theta &= 0, \\ (\Delta + iQ_r^2) \theta + i\eta\omega\Delta\varphi &= -\frac{w}{x}, \\ (\Delta + k_l^2) \psi &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где вектор смещения $U = \text{grad } \varphi + \text{rot } \psi$ выражается через скалярный φ и векторный ψ потенциалы ($\psi = (0, 0, \psi)$), $\theta = T - T_0$ — переменная составляющая температуры образца, малая по сравнению со средним значением T_0 , $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, k_l , k_t — волновые числа продольной и поперечной объемных волн, $Q_r = (c\rho\omega/x)^{1/2}$ — обратная длина затухания тепловых волн (ω — частота, ρ , c , x — плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность звукопровода), $m = \alpha_r K/\rho v_l^2$ (α_r — коэффициент объемного теплового расширения, K — модуль всестороннего сжатия, v_l — скорость продольной волны), $\eta = \alpha_r K T_0/x$, $w = -dw I = \alpha \exp(\alpha y) I(x, t)$ — тепло, выделяющееся в 1 см^3 за 1 с (α — коэффициент поглощения света).

Из уравнений (1), отбрасывая правую часть и используя стандартные граничные условия, находим собственные волны системы — затухающие волны Рэлея. Коэффициент затухания в рамках теории термоупругости дается формулой:

$$\Gamma \equiv \text{Im } q = F(\sigma) \frac{\omega^2 x T_0 \alpha_r^2}{2\rho v_l c^2} \left(1 - \frac{4}{3} \frac{v_t^2}{v_l^2}\right)^2, \quad (2)$$

где $F(\sigma) = 4s(k_l/p + 2p/k_t)/(D'_g q)$ — численный множитель, зависящий только от коэффициента Пуассона среды ($D'_g = \Delta'_R/q^3$, Δ'_R — производная от дисперсионного уравнения волн Рэлея $\Delta_R(q) = (q^2 + S^2)^2 - 4psq^2$ в точке q_R , где $\Delta_R(q_R) = 0$, $p = \sqrt{q_R^2 - k_t^2}$, $s = \sqrt{q_R^2 - k_l^2}$, q — волновое число ПАВ). Именно на множитель $F(\sigma) \sim 1$ коэффициент термоупругого затухания волн Рэлея отличается от коэффициента термоупругого затухания продольных волн. Сравнение с экспериментальными значениями [10] показывает, что формулы термоупругости дают правильное по порядку величины значение коэффициента затухания звука в металлах, тогда как для диэлектриков получающиеся значения сильно занижены по сравнению с опытными данными.

Решая уравнения (1) с учетом правой части, находим вынужденное решение, описывающее возбуждение волн с периодом, равным периоду засветки l ($Q = 2\pi/l$) в бесконечной структуре. Из полученных выражений (которые здесь не приводятся из-за громоздкости) следует, что при совпадении периода засветки с длиной волны Рэлея ($Q = q_R$) при данной частоте модуляции амплитуда волн резонансно возрастает и достигает максимума. (Далее все формулы приводятся только для этого случая). Кроме того, наиболее эффективно волны Рэлея возбуждаются при поверхностном поглощении света ($\alpha \gg Q_r$). При этих условиях амплитуда скалярного потенциала волны Рэлея определяется по формуле

$$\Phi_{0\text{max}} = \frac{\rho c}{4\alpha_r k T_0 k_l^3 \left(\frac{k_l}{P} + 2\frac{P}{k_l}\right)} \frac{I_0}{x}. \quad (3)$$

Чтобы оценить эффективность преобразования энергии излучения в энергию ПАВ, надо взять конечный участок засветки. Оптимальная длина такого участка, очевидно, примерно равна длине затухания ПАВ. Действительно, при существенно меньших длинах периодически освещенного участка поверхности увеличение длины участка приводит к квадратичному (при $Q = q_R$) росту интенсивности генерируемой волны и линейному росту эффективности. С другой стороны, при длине, большей длины затухания ПАВ, амплитуда волны выходит на насыщение и эффективность преобразователя уменьшается. Таким образом, для оценки максимальной

эффективности преобразования считаем, что длина засветки $L_3 = \Gamma^{-1}$. Тогда эффективность η_{\max} определяется по формуле

$$\eta_{\max} = \frac{P}{L_3 I_0} = \frac{1}{128 \left(\frac{k_l}{P} + 2 \frac{P}{k_l} \right)} \frac{I_0}{\chi T_0 k_l} \quad (4)$$

(P — поток энергии ПАВ через единицу ширины фронта).

Отметим, что $\eta_{\max} \sim I_0$ и не зависит от коэффициента теплового расширения и теплоемкости звукопровода. Расчет показывает, что в рассматриваемом случае амплитуда переменной составляющей температуры $\theta \simeq I_0 / \chi k_l$, т. е. $\eta_{\max} \sim \theta / T_0$, как и должно быть при превращении тепла в механическую энергию. Для Al по формуле (4) на частоте 100 МГц получаем $\eta_{\max} \sim 3 \cdot 10^{-7} I_0$, где $[I_0] = \text{Вт/мм}^2$. Как показывают численные оценки, при частоте 100 МГц длина затухания Γ^{-1} в Al составляет ~ 80 см, в диэлектриках эта величина еще больше. Поэтому в реальной экспериментальной ситуации длина области засветки $L \ll L_3$. В этом случае эффективность возбуждения ПАВ не зависит от затухания волн, так как при синхронизме все возбужденные волны складываются в фазе без заметного затухания на длине L . При поверхностном поглощении света эффективность возбуждения ПАВ дается формулой (5), пригодной как для металлов, так и для диэлектриков

$$\eta = \frac{s(a_r K)^2}{64 \rho^2 v_l^2 c^2 |D'_g|} \frac{v_r}{v_l} I_0 L. \quad (5)$$

Из формулы видно, что фокусировка излучения по оси X , не меняющая произведение $I_0 L$, не влияет на эффективность возбуждения волны. Численные значения для Al и АИГ с зачерненной поверхностью на частоте 100 МГц при мощности лазера 20 мВт и диаметре светового пятна $L = 2$ мм: $\eta_{\text{Al}} = 4.7 \cdot 10^{-12}$, $\eta_{\text{АИГ}} = 0.78 \cdot 10^{-12}$. Если считать, что возбужденная ПАВ преобразуется с потерями 6 дБ в электрический сигнал в 50-омном тракте, то напряжение сигнала будет $U_{\text{Al}} = 1 \cdot 10^{-6}$ В; $U_{\text{АИГ}} = 0.4 \cdot 10^{-6}$ В, что по порядку величины совпадает с полученными экспериментальными значениями [2, 3].

Таким образом, показана возможность достаточно эффективного возбуждения поверхностных акустических волн модулированным лазерным излучением. Этот метод возбуждения ПАВ может оказаться полезным, так как он является бесконтактным, пригоден для любых твердых тел, причем частота и интенсивность генерируемых волн могут меняться в широких пределах.

Авторы благодарны Ю. В. Гуляеву, В. И. Григорьевскому и В. Б. Сандомирскому с сотрудниками за обсуждение работы, а также Е. А. Гаровой и Е. В. Потаповой за помощь при проведении расчетов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Лямшев Е. М. УФН, 1981, т. 135, № 4, с. 637—670.
- [2] Ash E. A., Dieulesaint E., Rakouth H. Electronics Lett., 1980, vol. 16, № 12, p. 470—472.
- [3] Brueck S. R. G., Deutsch T. F., Oates D. E. Appl. Phys. Lett., 1983, vol. 43, № 2, p. 157—159.
- [4] Veith G. Appl. Phys. Lett., 1982, vol. 41, № 11, p. 1045—1046.
- [5] Hurd S. G., Churdon D. J. Phys., 1983, vol. 44, Suppl. au n° 10, p. 91—96.
- [6] Royer D., Dieulesaint E. J. Phys., 1983, vol. 44, Suppl. au n° 10, p. 79—81.
- [7] Крылов В. В., Павлов В. И. Акуст. ж., 1982, т. 28, № 6, с. 836—837.
- [8] Дьяче А. М., Рысев Б. П. Поверхность, 1983, № 6, с. 17—21.
- [9] Новацки В. Теория упругости. М.: Мир, 1975. 872 с.
- [10] Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. 308 с.