

поверхности зеркала первых одиннадцати полиномов Цернике. Диаметр зеркала по-прежнему в 1,5 раза превышал D . Диаметры окружностей разбиения области зеркала на электроды составляли: на рис. 2, a — $0,4D$; D ; $1,2D$; на рис. 2, b — $0,33D$; $0,66D$; D ; $1,2D$. В табл. 2 приведены полученные ошибки аппроксимации Δ_i . Индекс i обозначает аппроксимируемый полином Z_i , величина m — количество электродов.

Таблица 2

m	i					
	2; 3	4	5; 6	7; 8	9; 10	11
17	0,0050	$<10^{-4}$	0,018	0,19	0,05	0,32
25	0,0043	$<10^{-4}$	0,018	0,087	0,05	0,08

В заключение отметим, что рассмотренный алгоритм оптимизации формы электродов может быть применен и к более сложным задачам оптимального проектирования адаптивных оптических систем с мембранными корректорами волнового фронта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Харди Д. У.//ТИИЭР. 1978. 66, № 6. С. 31. [2] Grosso R. P., Yellin M.//J. Opt. Soc. Am. 1977. 67, N 3. P. 399. [3] Исупов А. Н., Шишаков К. В.//Тез. докл. 2-й Всесоюз. конф. «Формирование оптического изображения и методы его обработки». Кншинев, 1985. С. 124. [4] Wang J., Markey J.//J. Opt. Soc. Am. 1978. 68, N 1. P. 78. [5] Соболев С. Л. Уравнения математической физики. М., 1966.

Поступила в редакцию
29.08.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 532.132

О НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

Н. И. Пушкина

(кафедра квантовой радиофизики)

Рассмотрено взаимодействие механических колебаний электронных полостей в жидком гелии с оптическими волнами. Мощность рассеянной такими полостями световой волны может быть наблюдаемой величиной при концентрациях полостей $n \approx 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Известно, что отрицательный ион в сверхтекучем гелии — это избыточный электрон, который образует вокруг себя полость радиусом около 20 Å. Поскольку радиус полости существенно зависит от давления в среде, то механические колебания такой полости оказываются связанными за счет электрострикции со световыми волнами, распространяющимися в гелии. Это обстоятельство может быть использовано для исследования движения электронных полостей в гелии с помощью интенсивного лазерного излучения.

Предварительные оценки показали, что традиционное в нелинейной оптике рассеяние света на флуктуационных колебаниях электронных полостей дает очень малый, по-видимому, ненаблюдаемый эффект при реально достижимых в настоящее время концентрациях избыточных электронов в гелии. Поэтому в данной работе предлагается рассмотрение нелинейного взаимодействия света с колебаниями элект-

ронных полостей в рамках так называемой нелинейной спектроскопии рассеяния света [1], когда пробная световая волна рассеивается не на тепловых элементарных возбуждениях, а на уже сфазированных лазерными лучами когерентных возбужденных состояниях вещества.

Уравнение движения электронной полости под действием стрикционной силы световых полей накачки E_1, E_2 может быть записано в виде

$$\ddot{V} + \Omega^2 V + 2\Gamma \dot{V} = \frac{V_0}{\rho R^2} \frac{1}{8\pi} \rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} E_1 E_2,$$

где V — объем полости (V_0 — равновесное значение), R — радиус полости, Ω — собственная частота сферически симметричных колебаний полости (для простоты рассматривается только такой тип колебаний; $\Omega^2 = \frac{\pi \hbar^2}{m \rho R^2} + \frac{p_0}{\rho R^2}$ [2], где m — масса электрона, p_0 — гидростатическое давление), Γ — коэффициент затухания. Если частоты световых волн накачки $\omega_{1,2}$ удовлетворяют равенству $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$, то полость осциллирует с амплитудой

$$V = - \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \frac{V_0 E_1 E_2^*}{16\pi R^2 \Omega \cdot 2i\Gamma}.$$

Осцилляции полостей приводят к периодическим изменениям плотности среды. Нетрудно показать, что вызванное колебаниями полостей отклонение плотности среды $\delta\rho$ от равновесного значения приближенно равно $-\rho n V$ [3]. В данной задаче

$$\delta\rho \approx -\rho n V = \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \frac{\rho n V_0 E_1 E_2^*}{16\pi R^2 \Omega \cdot 2i\Gamma}, \quad (1)$$

где n — концентрация ионов. Такие периодические изменения плотности среды создают нелинейный источник для когерентно рассеиваемой пробной световой волны E :

$$p = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \delta\rho E. \quad (2)$$

При этом резонансную часть нелинейного источника (2) можно записать в стандартном для феноменологической нелинейной оптики виде как произведение амплитуд световых волн с коэффициентом пропорциональности, являющимся фурье-компонентой тензора $\hat{\chi}^{(3)}$ кубической нелинейной восприимчивости на частоте $\omega' = \omega + \omega_1 - \omega_2$ (ω — частота пробной волны E):

$$p(\omega') = \hat{\chi}^{(3)}(\omega' = \omega + \omega_1 - \omega_2) E_1 E_2^* E. \quad (3)$$

В рассматриваемой задаче спектральная плотность $\hat{\chi}^{(3)}$, как видно из формул (1)–(3), имеет вид

$$\chi^{(3)} = \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)^2 \frac{\rho n V_0}{4\pi \cdot 32\pi R^2 \Omega i \Gamma}.$$

Для случая жесткой фокусировки лазерных пучков относительная мощность рассеянной пробной волны E может быть приближенно записана в виде (см. [1])

$$\frac{P'}{P} \approx \frac{2^{10} \pi^2 \omega^4}{c^6} |\chi^{(3)}|^2 P_1 P_2. \quad (4)$$

Здесь P — мощность пробной волны, c — скорость света, P_1, P_2 — мощности полей накачки E_1, E_2 .

Оценим, при каких концентрациях n избыточных электронов рассмотренное световое рассеяние может быть наблюдаемым. Полагаем $\rho = 0,14$ г/см³, $\omega \approx 2\pi \cdot 10^{15}$ с⁻¹, $R \approx 20$ А, $\Omega \approx 8 \cdot 10^{10}$ с⁻¹ [2], $\Gamma \approx 2 \cdot 10^{10}$ с⁻¹ [2], $\partial \epsilon / \partial \rho = 4\pi \alpha / m_4 \approx 0,4$ г⁻¹ (α — поляризуемость атома гелия, $\alpha \approx 0,2$ А³ [4], m_4 — масса атома гелия); $P_1 \approx P_2 \approx 10^2$ МВт (оценочная цифра для P_1, P_2 взята из работы [5] для случая импульсного режима работы лазера). В книге [1] отмечается, что современная измерительная техника позволяет без труда регистрировать изменение интенсивности оптических сигналов на уровне $10^{-5} \div 10^{-7}$ от средней величины. Из (4) получаем, что отношение $P'/P \approx 10^{-7}$ при концентрациях электронных полостей $n \approx 10^{11} \div 10^{12}$ см⁻³. В настоящее

время такие концентрации избыточных электронов, по-видимому, достижимы (см., напр., [6—8]). В этом случае нелинейная оптическая спектроскопия могла бы стать средством для исследования динамических свойств электронных полостей в гелии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М., 1981. [2] Celli V., Cohen M. H., Zuckerman M. J. // Phys. Rev. 1968. 173. P. 253. [3] Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М., 1975. [4] Edwards M. H. // Can. J. Phys. 1958. 36. P. 884. [5] Winterling G., Walda G., Heinicke W. // Phys. Lett. 1968. 26A. P. 301. [6] Фомин И. А. // Письма в ЖЭТФ. 1967. 6. С. 715. [7] Fetter A. L. // The Physics of Liquid and Solid Helium/Ed. by K. H. Benneman and J. B. Ketterson. N. Y., 1978. Part 1. P. 301. [8] Fowler W. B. // Phys. Rev. 1968. 176. P. 337.

Поступила в редакцию
28.07.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 537.226.33:534.13

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАКСИМУМА ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ В СЕГНЕТОВОЙ СОЛИ

С. В. Павлов

(кафедра физики кристаллов)

Показано, что для релаксационного механизма поглощения звука в сегнетовой соли, учитывающего пьезоэлектрическую связь поляризации с деформацией упругой волны, частотная зависимость максимума поглощения в верхней точке Кюри удовлетворительно описывается моделью Девошира.

Теория релаксационного поглощения звука в сегнетовой соли при фазовых переходах была развита в работе И. А. Яковлева и Т. С. Величкиной [1]. В основу теории положена работа Л. Д. Ландау и И. М. Халатникова [2] и предположение о пьезоэлектрической связи поляризации кристалла с деформацией упругой волны. В сегнетовой соли пьезоэлектрический тип связи характерен для поперечной волны, распространяющейся по оси Z и поляризованной по оси Y кристалла, и квазипродольной волны, распространяющейся по направлению [011] в кристалле. Выражение для релаксационного поглощения звука в сегнетовой соли, полученное в [1], имеет следующий вид:

$$\alpha = \frac{A(\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (1)$$

где A — величина, зависящая от материальных констант кристалла, ω — циклическая частота, $\tau = \tau_0/(T - T_c)$ — время релаксации, T_c — температура фазового перехода.

Из (1), в частности, следует, что максимальное поглощение звука должно наблюдаться при температуре T_c , когда $\omega\tau \rightarrow \infty$, и не должно зависеть от частоты: $\alpha_{\max} = A$. В работе [3] исследована частотная зависимость поглощения поперечных волн, распространяющихся вдоль оси Z и поляризованных по Y в сегнетовой соли вблизи верхней точки Кюри на частотах 5—15 МГц. Оказалось, что в этом частотном интервале величина максимума поглощения ультразвука не зависит от частоты. Однако в работах [4—6], где изучались квазипродольные волны в сегнетовой соли, распространяющиеся по направлению [011] на частотах от 7 до 120 МГц, максимальное поглощение оказалось зависящим от частоты. Поэтому цель настоящей работы — объяснить, почему для двух различных типов волн, описываемых одним и тем же релаксационным механизмом, коэффициент поглощения в точке фазового перехода в одном случае не зависит, а в другом — зависит от частоты.