АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 36 1990 Вып. 5

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 534:535.211:621.315

© 1990 г.

В. Э. Гусев, Б. В. Жданов, Е. Г. Петросян, С. А. Теленков

НЕЛИНЕЙНЫЙ ФОТОАКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ НА ГРАНИЦЕ ПОЛУПРОВОДНИК — ЖИДКИЙ ГЕЛИЙ

В работе [1] исследовалась генерация звука при взрывном вскипании жидкости вблизи жесткой границы. Вскипание инициируется поглощением лазерного излучения самой жидкостью. В экспериментах [2, 3] вскипание гелия было вызвано излучением в жидкость высокочастотных неравновесных акустических фононов, возникающих в процессе термализации оптической энергии, поглощенной в германии. О том, что возбуждение звука вызвано вскипанием жидкого гелия, свидетельствует пороговый характер появления наблюдавшихся акустических сигналов [2–4]. В работах [2, 3] при использовании лазерных импульсов с длительностью $\tau_L \simeq 10$ нс и длиной волны излучения $\lambda_L \simeq 0{,}51$ мкм или $\lambda_L \simeq 0{,}34$ мкм звуковые сигналы в жидком гелии регистрировались при интенсивностях падающего света $10^3 \lesssim I \lesssim 10^4$ Вт/см^2, причем в области максимальных использованных интенсивностей $I \sim 10^4$ Вт/см^2 наблюдается уменьшение эффективности генерации акустических импульсов.

В настоящей работе сообщается о результатах исследования возбуждения звука при межзонном поглощении света в полупроводниках, находящихся в контакте с жидким гелием. В отличие от [2, 3] изучалась область существенно более интенсивных оптических воздействий: $10^4 \lesssim I \lesssim 10^7$ Вт/см^2 при $\tau_L \simeq 15$ нс.

Схема эксперимента представлена на вставке (рисунок). Использовалось излучение с длиной волны $\lambda_L \simeq 0{,}53$ мкм, полупроводниковые кристаллы Ge, Si и GaAs, пьезопреобразователи на основе CdS, $LiNbO_3$ и ZnO. Эксперименты выполнены при температуре $T_0 = 4{,}2$ К. В отличие от работ [1–3] регистрировались акустические волны, излучаемые не в жидкость, а в твердое тело.

Во всех экспериментальных реализациях наблюдались однополярные импульсы сжатия, типичные для генерации звука давлением паров гелия на поверхность кристаллов. Дополнительным аргументом в пользу такого механизма возбуждения продольных акустических волн, являлось то, что при помещении облучаемой поверхности полупроводника в вакуумную камеру профиль импульса трансформировался к биполярной форме, типичной для лазерной генерации звука вблизи свободной поверхности твердого тела. Отметим, что амплитуда сигнала при этом существенно уменьшалась. Основным результатом экспериментов является наблюдение корневой зависимости ($A \sim I^{1/2}$) амплитуды акустических импульсов от интенсивности оптического воздействия (рис. 1). Экспериментальные результаты тем лучше описываются этим законом (прямые линии на рис. 1), чем больше интенсивность лазерного воздействия. Отметим, что относительная величина сигналов в Ge, GaAs и Si существенно определяется использованием пьезопреобразователей с различной чувствительностью.

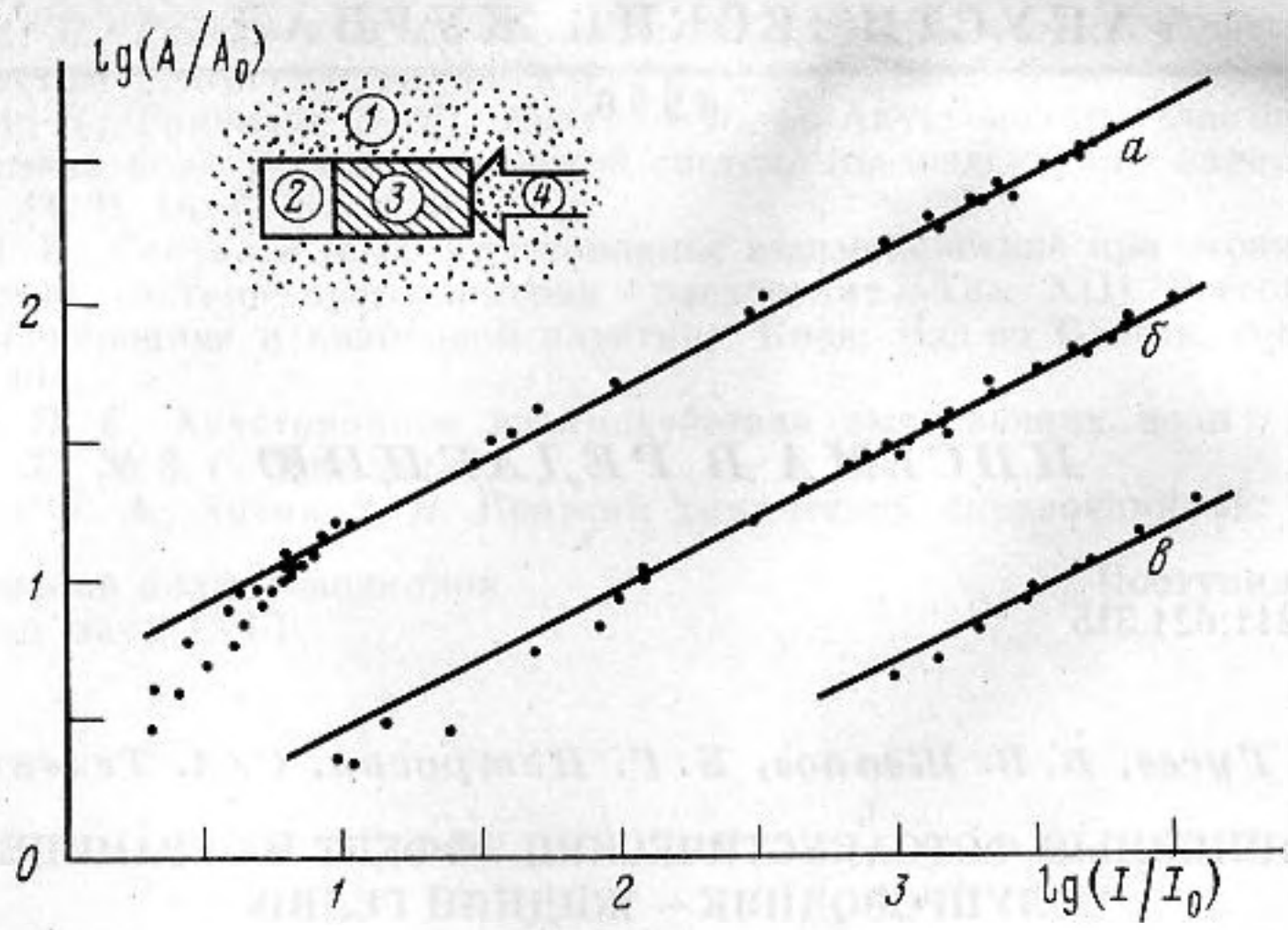
Простейшая теоретическая модель наблюдавшегося эффекта исходит из предположения о том, что поток тепла, поступающий в гелий от поглощающего свет кристалла, расходуется на парообразование, нагрев и расширение пара:

$$Q_{\text{п}} \sim (\varkappa_{\text{п}} \rho_{\text{п}} c_p{}^{\text{п}} \tau_L)^{1/2} T \sim \Delta h \rho_{\text{п}} v_{\text{гр}} \tau_L + \frac{\gamma_{\text{п}}}{\gamma_{\text{п}} - 1} P v_{\text{гр}} \tau_L, \tag{1}$$

где $\varkappa$ – теплопроводность, ρ – плотность, c_p – изобарическая теплоемкость, T – температура границы полупроводник – пары гелия, Δh – разность энтальпий пара и жидкости, γ – показатель адиабаты, P – давление, индекс п использован для величин, характеризующих пар. Для величин, относящихся к жидкости и твердому телу будут использоваться индексы ж и т соответственно. При $\rho_{\text{п}} \ll \rho_{\text{ж}}$ скорость $v_{\text{гр}}$ движения границы раздела пар – жидкость от поверхности кристалла определяется ее гидродинамическим перемещением [1]:

$$v_{\text{гр}} \simeq P / \rho_{\text{ж}} c_s{}^{\text{ж}}, \tag{2}$$

где c_s – скорость звука. Отметим, что второе слагаемое в правой части (1) учиты-



Зависимости амплитуды акустических импульсов в относительных единицах от интенсивности оптического воздействия ($A_0=10$ мВ, $I_0=10^3$ Вт/см^2) для Ge (*а*), GaAs (*б*) и Si (*в*) (точки – эксперимент, сплошные линии – теория). На вставке: *1* – жидкий гелий, *2* – пьезодатчик, *3* – поглощающий свет кристалл, *4* – падающее оптическое излучение

вает и изменение внутренней энергии пара и работу по расширению [5]. Его сравнение с первым слагаемым показывает, что затратами энергии на парообразование можно пренебречь уже при $P-P_0 \gtrsim 0{,}3$ бар ($P_0 \simeq 1$ бар – атмосферное давление, при оценках использовались значения: $\Delta h \simeq 2\cdot 10^4$ Дж/кг, $\rho_п \simeq 16{,}7$ кг/м^3 [6], $\gamma_п = 5/3$). Указанное обстоятельство является основным физическим отличием исследуемого фотоакустического эффекта от рассмотренных ранее [1, 5], в которых оптическая энергия подводилась непосредственно к границе раздела фаз и поэтому в основном расходовалась на фазовое превращение. В области $P-P_0 \gtrsim 0{,}3$ бар, используя (1), (2), уравнение состояния идеального газа в форме $P = c_p{}^п \rho_п T(\gamma_п - 1)/\gamma_п$ и температурную зависимость теплопроводности идеального газа в форме $\varkappa_п = \varkappa_п{}^*(T/T^*)^{1/2}$ [7] (T^* – характерная температура), находим:

$$P \sim (\rho_ж c_s{}^ж)^{2/3}[\varkappa_п T^*(\gamma_п - 1)/\gamma_п \tau_L]^{1/3}(T/T^*)^{1/2} \sim 1{,}5(T/T^*)^{1/2} \text{ бар}. \quad (3)$$

При оценках использовались значения: $\rho_ж \simeq 125$ кг/м^3, $c_s{}^ж \simeq 2{,}3\cdot 10^2$ м/с, $T^* = 10$ К, $\varkappa_п{}^* \simeq 1{,}6\cdot 10^{-2}$ Вт/м·К.

Пренебрегая теплоотводом в пары гелия, соотношение баланса энергии, определяющее температуру T поверхности кристалла, можно представить в виде

$$Q_т \sim (\varkappa_т \rho_т c_p{}^т \tau_L)^{1/2} T \sim \frac{h\nu - E_g}{h\nu}(1-R) I \tau_L. \quad (4)$$

В (4) учтено то обстоятельство, что во всех экспериментах поглощение света было поверхностным (длина поглощения света существенно меньше длины теплопроводности: $\alpha^{-1} \ll (\varkappa_т \tau_L/\rho_т c_p{}^т)^{1/2}$, α и R – коэффициенты поглощения и отражения света). Множитель $(h\nu - E_g)/h\nu$ учитывает то, что лишь часть энергии $h\nu$ оптического кванта быстро термализуется (E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника). Определим с помощью (4) зависимость T от I на примере германия. Для него в области температур $T \gtrsim T_0$ зависимость теплоемкости от температуры хорошо аппроксимируется линейной функцией [8]: $c_p{}^т = c_p{}^*(T/T^*)$, $c_p{}^* \simeq 20$ Дж/кг·К. Теплопроводность германия растет в области $T \lesssim T^*$ от $\varkappa_т = 0$ до $\varkappa_т \sim \varkappa_т{}^*$ и убывает при $T \gtrsim T^*$: $\varkappa_т \simeq \varkappa_т{}^*(T/T^*)^{-1}$, $\varkappa_т{}^* \simeq 2\cdot 10^3$ Вт/м·К. Отметим, что зависимость $\varkappa_т \sim T^{-1}$ является весьма универсальной в том смысле, что к ней при определенных условиях приводят и трехфононные процессы и рассеяние фононов дефектами [7, 9].

Используя для оценок $\rho_т \simeq 5{,}3\cdot 10^3$ кг/м^3, $E_g \simeq 0{,}74$ эВ, $R \simeq 0{,}47$, было получено, что поверхность нагревается до $T \simeq T^* = 10$ К уже при $I \simeq 10^4$ Вт/см^2. При дальнейшем увеличении интенсивности приращение температуры происходит в силу (4) пропорционально интенсивности:

$$T - T^* \sim 0{,}2(I/10^4 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}) \text{ К}. \quad (5)$$

Согласно предложенной модели линейный рост температуры с интенсивностью ($T \sim I$) и соответствующая корневая зависимость (3) давления паров от интенсивности ($P \sim T^{1/2} \sim I^{1/2}$) должны реализовываться при $I \gtrsim 5\cdot 10^5$ Вт/см^2:

$$P - P_0 \sim 0{,}2(I/10^4 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}) \text{ бар}. \quad (6)$$

В эксперименте зависимость $P \sim I^{1/2}$ наблюдается в Ge и при меньших интенсивностях вплоть до $I \sim 10^4$ Вт/см^2 (рис. 1). Отклонение от нее в области $I \lesssim 10^4$ Вт/см^2 со-

гласуется с результатами работы [2]. Отметим также, что оценка избыточного давления по формулам (4), (5) $P-P_0 \sim 0{,}5$ бар при $I=10^4$ Вт·см$^{-2}$ согласуется с результатами оценок амплитуды акустических импульсов по регистрируемому изменению показателя преломления жидкого гелия в области локализации звуковых волн [2], а также по измерению нелинейной добавки к скорости распространения звука в гелии [3]. Таким образом, наблюдавшиеся при интенсивностях $10^4 \lesssim I \lesssim 10^7$ Вт/см^2 закономерности находят удовлетворительное объяснение в рамках предположения о диффузионном характере фононной теплопроводности в области температур $T \gtrsim 10$ К. Отметим, что в этом температурном интервале согласно оценкам $Q_{\text{п}} \sim 4 \cdot 10^{-3} Q_{\text{т}}$ независимо от T. Это указывает на корректность пренебрежения теплоотводом в гелий в уравнении баланса (4).

В заключение еще раз укажем, что причиной наблюдавшейся нелинейности фотоакустического эффекта является корневая зависимость давления расширяющегося пара от температуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Витшас А. Ф., Дмитриев Н. И., Корнеев В. В., Костылев А. А., Менахин Л. П., Сорока А. М.* Взрывное вскипание жидкости в замкнутом объеме под действием лазерного излучения // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 2. С. 157–161.
2. *Кавецкая И. В., Сибельдин Н. Н., Стопачинский В. Б., Цветков В. А.* Возбуждение импульсов звука в жидком ^{4}He при оптической накачке германия // Докл. АН СССР. 1979. Т. 244. № 3. С. 559–562.
3. *Сибельдин Н. Н., Стопачинский В. Б., Цветков В. А., Этьен Б.* Распространение нелинейных волн первого звука в жидком гелии // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. № 3. С. 224–228.
4. *Порошин В. Н., Данильченко Б. А.* Тепловое возбуждение звуковых волн в жидком гелии // УФЖ. 1983. Т. 28. С. 1191–1194.
5. *Лямшев Л. М., Наугольных К. А.* Оптическая генерация звука. Нелинейные эффекты // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 5. С. 641–668.
6. *Веркин Б. И., Кириченко Ю. А., Русанов К. В.* Теплообмен при кипении криогенных жидкостей. Киев: Наук. думка, 1987. 264 с.
7. *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
8. *Гусейнов Н. М.* Модель теплового возбуждения в кристалле германия // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 3. С. 1034–1041.
9. *Гуревич В. Л.* Кинетика фононных систем. М.: Наука, 1980. 400 с.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Поступило в редакцию 24.04.90