

КИНЕТИКА ИСПУСКАНИЯ СУБТЕРАГЕРЦОВЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ ИЗ ОБЛАСТИ ФОНОННОГО ГОРЯЧЕГО ПЯТНА В КРИСТАЛЛАХ GaAs

А.В.Акимов, А.А.Каплянский, М.А.Погарский, В.К.Тихомиров

Обнаружено, что на начальной стадии существования фононного "горячего пятна" (ГП), созданного вблизи поверхности кристалла GaAs импульсами лазера ~ 1 мДж/мм², поток акустических фононов с частотами 0,3 – 0,6 ТГц из ГП медленно возрастает со временем. Обсуждаются возможные причины эффекта.

Сильная оптическая межзонная накачка полупроводников при низкой температуре, всегда сопровождаемая безызлучательной релаксацией части энергии электронного возбуждения, приводит к образованию в приповерхностном участке образца области так называемого фо-

2) Аналогичные явления наблюдались ранее в слоистых сверхпроводниках типа TaS₂ ¹⁴.

нонного "горячего пятна" (ГП), в которой числа заполнения фононов заметно превышают равновесные¹. ГП живет относительно большое время (~ 1 мкс) после прекращения оптической накачки и служит источником неравновесных акустических фононов, испускаемых в холодный кристалл.

В настоящей работе на примере ГП в GaAs экспериментально исследована кинетика испускания из ГП субтерагерцовых акустических фононов (являющихся "субтепловыми" по отношению к температуре пятна). В отличие от известных исследований распространения фононов, генерированных при фотовозбуждении GaAs²⁻⁵, использовался очень высокий уровень оптической накачки (энергия в импульсе ~ 1 мДж/мм²), безусловно обеспечивающий создание ГП вблизи поверхности. Впервые в исследованиях ГП для детектирования испущенных ГП акустических фононов применялся селективный детектор, регистрирующий монохроматические фононы.

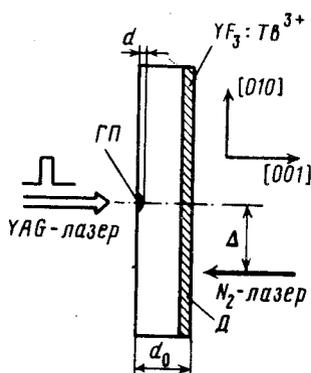


Рис. 1. Схема эксперимента

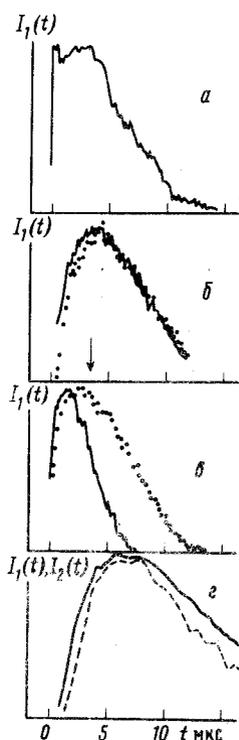


Рис. 2. Нормированные импульсы люминесценции $I_1(t)$ (а, б, в) и $I_2(t)$ (г). а - $W = 1$ мДж/мм², $\Delta = 0$; б - $W = 1$ мДж/мм², $\Delta = 0,5$ мм (—), $\Delta = 2,5$ мм (· · ·); в - $\Delta = 0,5$ мм, $W = 1$ мДж/мм² (· · ·), $W = 0,2$ мДж/мм² (—); г - $\Delta = 2,5$ мм, $W = 2$ мДж/мм². $I_1(t)$ (—), $I_2(t)$ (· · ·). На рис. б время t показано вертикальной стрелкой

В опытах (рис. 1) использовались ориентированные в плоскости (001) пластины p -GaAs ($n_p = 10^{17}$ см⁻³) толщиной $d_0 = 0,4$ мм, погруженные в жидкий гелий ($T_0 = 1,8$ К). Образцы возбуждались импульсами второй гармоники YAG : Nd³⁺ лазера ($\lambda = 530$ нм). Размер светового пятна $0,3$ мм², глубина проникновения света ~ 1 мкм, длительность импульса $2 \cdot 10^{-7}$ с. В этих условиях следует ожидать⁶ установления в созданном лазерным импульсом ГП весьма высокой температуры до $T \gtrsim 1000$ К, что прямо подтверждается наблюдением повреждения поверхности GaAs серией импульсов.

Индукцированный лазерным облучением фонованый импульс в образце детектировался на его противоположной грани с помощью контактного люминесцентного фонованого спектрометра⁷: поликристаллической пленки YF₃ : Tb³⁺, возбуждаемой локально азотным лазером (площадь пятна $D 0,1$ мм²). Детектирование фононов основано на измерении хода интенсивности двух спектральных линий люминесценции пленки $I_1(t)$ и $I_2(t)$, отражающего временной ход концентрации неравновесных фононов резонансных частот соответственно $\omega_1 = 0,3$ и $\omega_2 = 0,6$ ТГц в участке образца GaAs, прилегающем к Д.

На рис. 2, а, б представлены типичные импульсы люминесценции детектора $I_1(t)$, индуцированные импульсами оптической накачки и измеренные при одной и той же энергии $W =$

$= 1 \text{ мДж/мм}^2$, но при разных положениях (Δ) детектора D относительно ГП (рис. 1). При $\Delta = 0$, когда D находится "напротив" ГП на кратчайшем расстоянии d_0 по линии [001], импульс $I_1(t)$ имеет очень крутой ($\sim 10^{-7}$ с) передний фронт (рис. 2, а). При смещении D , когда линия ГП — D отходит от направления [001], являющегося направлением фокусировки TA -фононов в GaAs^{3,5}, на $10 - 15^\circ$, передний фронт $I_1(t)$ оказывается сильно затянутым на время $\bar{t} \approx 5$ мкс (рис. 2, б). При этом с увеличением Δ — когда растет расстояние $x = \sqrt{\Delta^2 + d_0^2}$ от ГП до D и амплитуда $I_1(t)$ падает — время \bar{t} остается практически неизменным (рис. 2, б), причем наблюдается параллельный перенос фронта на величину δt , близкую ко времени баллистического пролета $\delta x/U_L$, где δx — изменение x при смещении детектора, а $U_L = 5 \cdot 10^5$ см/с — скорость длинноволновых LA -фононов. Передний фронт импульсов $I_2(t)$ слегка запаздывает по отношению к фронту $I_1(t)$ (рис. 2, в).

Передний фронт импульсов люминесценции $I_1(t), I_2(t)$ отражает поток на детектор неравновесных фононов 0,3 и 0,6 ТГц, создаваемых в кристалле GaAs при образовании в нем ГП, он определяется как динамикой испускания фононов, так и временной задержкой их на пути от ГП до детектора D . Для направлений ГП — D вне [001] ход переднего фронта $I_1(t)$ (рис. 2, б, в) указывает на существенное затягивание прихода фононов на детектор, намного превышающее длительность (0,2 мкс) лазерного импульса, образующего ГП. Независимость времени затягивания \bar{t} от расстояния x до D не позволяет связать эту задержку с диффузионным режимом распространения фононов от ГП до D , который должен давать очень сильную ($\bar{t} \sim x^2$) зависимость задержки от расстояния ГП — D . Следовательно передний фронт $I_1(t), I_2(t)$ описывает динамику испускания ГП фононов 0,3 — 0,6 ТГц, которые затем достигают D баллистически (последнее прямо следует из параллельного сдвига фронта с увеличением x на время баллистической задержки — см. рис. 2, б)¹⁾.

Наблюдаемая затяжка переднего фронта $I_1(t), I_2(t)$ на протяжении 3 — 5 мкс свидетельствует таким образом о медленном нарастании потока субтерагерцовых фононов 0,3 ÷ 0,6 ТГц из ГП на начальной стадии его существования, происходящем уже *после* прекращения оптической накачки. Для объяснения неожиданного эффекта — увеличения потока фононов из остывающего пятна — следует учесть, что баллистический поток субтерагерцовых (ω) фононов из ГП пропорционален произведению $\bar{n}_\omega V$, где \bar{n}_ω — плотность фононов, а V — размер той ("излучающей") части объема ГП, из которой фононы могут без рассеяния выходить в холодный кристалл. Поскольку при остывании ГП плотность фононов \bar{n}_ω всегда падает, то само по себе наблюдение роста фононного потока со временем означает, что при остывании ГП происходит увеличение размера V , причем относительно более быстрое, чем падение температуры T . Если сопоставлять излучающий объем V со всем объемом ГП, то требуемая ситуация может реализоваться, в определенных условиях, в модели ГП⁶, в которой локализация пятна обязана сильному рэлеевскому рассеянию фононов на дефектах, и остывание ГП обусловлено его расширением при сохранении полной энергии фононов в ГП²⁾.

В наших условиях очень сильного нагрева ГП увеличение излучающего объема в принципе возможно также за счет вклада другого фактора, существенно связанного с ролью фононофононного рассеяния. Действительно, благодаря такому рассеянию длина свободного пробега субтерагерцовых фононов \bar{l} в ГП при высоких температурах очень мала: экстраполяция данных о затухании ультразвука 10 ТГц при $T = 60$ К по формуле $\bar{l}^{-1} \sim \omega T^4$ ⁸ дает уже при $T = 300$ К для фононов 0,3 ТГц величину $\bar{l} \sim 10^{-5}$ см⁻¹, что на порядок меньше начальной толщины ГП $d \sim 1$ мкм. Поэтому фононы 0,3 — 0,6 ТГц не могут баллистически выхо-

1) О баллистическом режиме распространения фононов 0,3 и 0,6 ТГц в исследованных образцах говорит также наблюдение баллистического фронта $I_1(t), I_2(t)$ при распространении TA -фононов вдоль направления их фокусировки (рис. 2, а), а также результаты опытов с тепловыми импульсами, в которых источником фононов 0,3; 0,6 ТГц служил пленочный нагреватель на поверхности GaAs.

2) На это обстоятельство указано И.Б.Левинсоном.

дить из нагретой до $T = 1000$ К центральной части ГП и они преимущественно испускаются из его периферической области с постепенно спадающей от центра температурой. Эффективный объем V этой излучающей области при остывании ГП вообще говоря увеличивается из-за роста \bar{l} , что приводит к росту потока фононов. В этой схеме становятся понятными также наблюдаемые особенности нарастания потока фононов: 1) сокращение \bar{l} при уменьшении мощности накачки (рис. 2, в), которое может быть обусловлено уменьшением времени остывания ГП при уменьшении его начальной температуры и 2) запаздывание потока фононов 0,6 ТГц по сравнению с 0,3 ТГц (рис. 2, г), которое можно связать с частотной зависимостью $\bar{l}^{-1} \sim \omega$. Добавим, что испускание субтерагерцовых фононов, вообще говоря, может явиться причиной потери фононной энергии ГП, влияющей на его эволюцию.

Авторы благодарны И.Б.Левинсону и В.И.Козубу за ценные замечания и В.Ф.Мастерову и И.А.Терлецкому за содействие и помощь в работе.

Литература

1. Hensel J.C., Dynes R.C. Phys. Rev. Lett., 1977, 39, 969.
2. Ulbrich R., Narayanamurti V., Chin M.A. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 1432.
3. Wolfe J.P., Northrop C.A. In Phonon Scattering in Condensed Matter, ed. by Eisenmenger, W., Lassmann K., Döttinger S. (Springer, N.Y., 1984), p. 100.
4. Strom U., Culbertson J.C., Klein P.B., Wolf S.A. In Proc. of the 17-th Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors ed. by Chadi J.D., Harrison W.A., (Springer, N.Y., 1984), p. 1173.
5. Stock B., Fieseler M., Ulbrich R.G. In Proc. of the 17-th Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors ed. by Chadi J.D., Harrison W.A., (Springer, N.Y., 1984), p. 1177.
6. Казаковцев Д.В., Левинсон И.Б. ЖЭТФ, 1985, 88, 2228.
7. Kaplyanskii A.A., Akimov A.V., Gilfanov F.Z., Kvasov E.L. Solid State Comm., 1984, 49, 885; ФТТ, 1984, 26, 192.
8. Pomerantz M. Phys. Rev., 1965, 139, A501.

Поступила в редакцию

18 ноября 1985 г.

После переработки

22 января 1986 г.