

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ ВБЛИЗИ $\langle 001 \rangle$ В GaAs

Б. А. Данильченко, М. И. Слуцкий

С использованием метода тепловых импульсов измерены величины групповых скоростей акустических фононов в GaAs вблизи $\langle 001 \rangle$ в условиях, когда частотная дисперсия не существенна. Для поперечных мод колебаний вблизи указанного направления можно наблюдать 7 различных групповых скоростей, шесть из которых принадлежат FT -моду, одна — ST -моду колебаний.

Измеренные величины скоростей сравниваются с рассчитанными в континуальном приближении. Из данных расчета следует наличие 11 величин групповых скоростей фононов для поперечных мод колебаний. Измеренные в работе значения скоростей распространения акустических фононов находятся в хорошем согласии с рассчитанными.

Характерной особенностью распространения баллистических фононов в кристаллах, возбуждаемых точечным источником некогерентных фононов, является сильная пространственная анизотропия распределения потоков их энергии. Это явление известно как «эффект фокусировки». Он обусловлен неколлинеарностью волнового вектора фонона \vec{q} и вектора его групповой скорости \vec{v} . В полупроводниковых кристаллах явление фокусировки достаточно хорошо изучено как экспериментально, так и теоретически [1-4].

В основном эти исследования рассматривались с точки зрения пространственного распределения энергии баллистических фононов, генерируемых изотропным излучателем. Очевидно, что в фокусирующих направлениях выбранному направлению наблюдения \vec{s} может соответствовать несколько значений векторов \vec{q}_i , каждому из которых на поверхности постоянной частоты $\omega(q)$ соответствует своя групповая скорость. Такая особенность поверхности постоянной частоты в эксперименте с тепловыми импульсами приводит к появлению в определенных направлениях дополнительных потоков баллистических фононов, как это наблюдалось в кварце [5].

В настоящей работе проводились экспериментальные исследования распределения потоков баллистических фононов и скоростей их распространения в GaAs вблизи $\langle 001 \rangle$. Полученные результаты сравнивались с рассчитанными в континуальном приближении величин групповых скоростей вблизи этого направления. Выбор материала исследований связан с тем, что в последнее время выполнен ряд экспериментов по распространению акустических фононов в GaAs при различных условиях возбуждения [6, 7]. При интерпретации полученных результатов необходимо знать точный характер распределения групповых скоростей в кристаллах GaAs.

1. Методика и результаты исследований

Исследование пространственного распределения групповых скоростей в GaAs проводилось с использованием хорошо известного метода тепловых импульсов [5]. Использовался *n*-GaAs с концентрацией $N_d = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ размером $0.86 \times 0.8 \times 0.8 \text{ см}$, ограниченного плоскостями (100). Для лучшего разрешения потоков баллистических фононов с мало отличающимися скоростями длина образца в исследуемом направлении составляла 0.86 см.

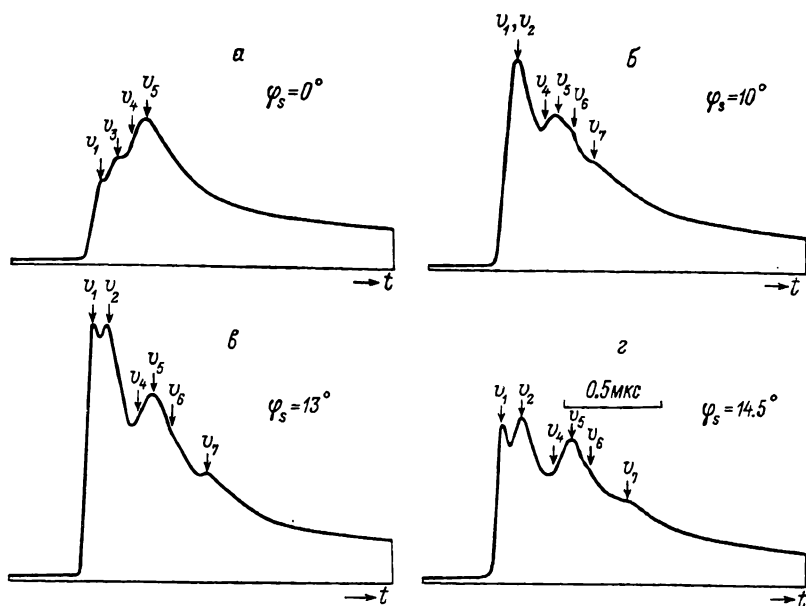


Рис. 1. Вре́мяпролетные спектры тепловых импульсов в GaAs вблизи $\langle 001 \rangle$ для нескольких направлений распространения.

Приемником фононов являлась пленка индия размером $0.03 \times 0.03 \text{ см}$, нанесенная методом термического испарения в вакууме непосредственно на полированную поверхность образца. Рабочая точка болометра смещалась ниже λ -точки гелия до $T = 1.8 - 1.9 \text{ К}$ с помощью внешнего магнитного поля. Температура образца, погруженного в жидкий гелий, поддерживалась постоянной путем откачки паров гелия.

Неравновесные акустические фононы генерировались на противоположной от приемника поверхности образца. На эту поверхность наносилась пленка золота толщиной 10^3 \AA . Локальный нагрев пленки осуществлялся излучением импульсного азотного лазера ЛГИ-21 длительностью 10 нс. Излучение фокусировалось в пятно диаметром 0.02 см. Изменение угла распространения фононов в кристалле осуществлялось смещением светового пятна по поверхности образца, покрытой золотом, путем перемещения фокусирующей линзы в плоскости, перпендикулярной оптической оси. В нашем эксперименте угловое разрешение болометра составляло 3° .

Сигнал болометра усиливался широкополосным усилителем и подавался на вход стробоскопического программируемого осциллографа С7-17, связанного с микро-ЭВМ, управляющей экспериментом. Использование ЭВМ в эксперименте позволяло производить накопление сигналов болометра для улучшения соотношения сигнал / шум, вычитать синхронную помеху от лазера. После машинной обработки сигнал теплового импульса выводился на графопроектор. Полное время отработки системы регистрации, включая инерционность болометра, составляло 25 нс.

На рис. 1 приведены тепловые импульсы, наблюдаемые вблизи [001] для нескольких наиболее характерных направлений распространения акустических фононов. Угол φ_s отсчитывался от [001] в направлении [010] или [0 $\bar{1}$ 0] в плоскости, проходящей через болометр и эти направления. Тепловой импульс вблизи исследованного направления формируется баллистическими фононами T -моды. Поток фононов L -моды не наблюдается в силу малого фокусирующего фактора вблизи $\langle 001 \rangle$ [3].

Как видно (рис. 1, а), точно в $\langle 001 \rangle$ тепловой импульс представляет собой широкий пик, имеющий тонкую структуру на переднем фронте. Полуширина пика равна ~ 0.5 мкс, что более чем на порядок превышает время разрешения системы регистрации. Скорости распространения фононов, определенные в двух точках перегиба и для максимума сигнала болометра, оказались равными $v_1=3.34 \cdot 10^5$, $v_3=3.23 \cdot 10^5$ и $v_5=3.07 \times$

Скорости распространения акустических фононов T -моды, измеренные вблизи $\langle 001 \rangle$ в GaAs

$v_i \cdot 10^{-5}$ см/с	$\varphi_s = 0^\circ$	$\varphi_s = 10^\circ$	$\varphi_s = 11.5^\circ$	$\varphi_s = 13^\circ$	$\varphi_s = 14.5^\circ$
$v_1 \pm 0.01$	3.34	—	3.43	3.45	3.46
$v_2 \pm 0.01$	3.34	3.34	3.34	3.35	3.35
$v_3 \pm 0.01$	3.23	—	—	—	—
$v_4 \pm 0.02$	3.15	3.17	3.16	3.18	3.15
$v_5 \pm 0.01$	3.07	3.07	3.07	3.07	3.07
$v_6 \pm 0.02$	—	3.02	2.98	2.98	2.95
$v_7 \pm 0.05$	—	2.9	2.85	2.8	2.75

$\times 10^5$ см/с. По мере отхода от точного направления, тонкая структура теплового импульса сглаживается (рис. 1, б), но с увеличением φ_s до 13 — 14.5° структура импульса опять становится хорошо выраженной и состоит из четырех пиков (рис. 1, в, г). Скорости распространения фононов, определенные по этим пикам при $\varphi_s=14.5^\circ$, равны $v_1=3.45 \cdot 10^5$, $v_2=3.35 \cdot 10^5$, $v_5=3.07 \cdot 10^5$ и $v_7=2.8$ — $2.7 \cdot 10^5$ см/с. Увеличение угла наблюдения фононов до 16° приводит к резкому уменьшению амплитуды наблюдаемого теплового импульса. В таблице приведены скорости распространения баллистических фононов, измеренные по характерным участкам структуры теплового импульса при различных углах распространения фононов.

Рассмотрим несколько особенностей наблюдаемых тепловых импульсов. Прежде всего отметим, что независимо от угла наблюдения в пределах от 0 до 14.5° в тепловом импульсе проявляются два хорошо выраженных пика с не зависящими от φ_s скоростями распространения, равными v_2 и v_5 . Вторая особенность связана с тем, что форма и ширина пика с v_5 не зависят от φ_s , и скорости движения фононов, определенные по переднему и заднему фронтам этого пика равны $v_4=3.17 \cdot 10^5$ и $v_6=3 \cdot 10^5$ см/с. Начиная с $\varphi_s=10^\circ$ в конце теплового импульса выделяется слабый пик, скорость которого сильно зависит от угла распространения, уменьшаясь от $v_7=2.9 \cdot 10^5$ см/с при $\varphi_s=10^\circ$ до $2.75 \cdot 10^5$ см/с при $\varphi_s=14.5^\circ$. При $\varphi_s=13$ — 14.5° разрешается тонкая структура на переднем фронте теплового импульса. Как уже отмечалось, скорость одного из пиков, соответствующего v_2 , не зависит от φ_s , тогда как скорость первого изменяется от 3.34×10^5 см/с при $\varphi_s=0^\circ$ до 3.45 — $3.5 \cdot 10^5$ см/с при $\varphi_s=13$ — 14.5° . Кроме того, распространение фононов со скоростью v_3 , наблюдаемое при $\varphi_s=0^\circ$, не проявляется в виде отдельных пиков или перегибов в структуре теплового импульса ни при каких-либо других углах распространения. Таким образом, как следует из анализа тонкой структуры тепловых импульсов, в GaAs вблизи $\langle 001 \rangle$ нам удалось выделить семь групп баллистических фононов с различными скоростями распространения (см. таблицу).

2. Расчет групповых скоростей

Представлялось интересным, насколько наши наблюдения могут соответствовать рассчитанным значениям групповых скоростей вблизи данного направления. Расчеты выполнялись в континуальном приближении без учета дисперсии, поскольку частоты фононов, распространяющихся баллистически на $l \approx 1$ см, меньше 0.6 ТГц. В этом диапазоне частот дисперсия не существенна [8].

Задача расчета сводилась к нахождению тех значений полярного θ_F и азимутального φ_F углов волнового вектора \mathbf{q} на поверхности $\omega(\bar{q})$, для которых направления θ_s и φ_s групповой скорости заданы. Затем для найденных значений q (θ_F, φ_F) вычислялись групповые скорости v .

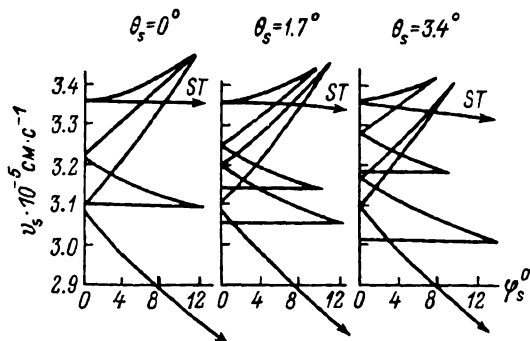


Рис. 2. Рассчитанные значения групповых скоростей фононов T -моды вблизи $\langle 001 \rangle$ в GaAs в зависимости от азимутального угла φ_s для трех значений полярного угла θ_s .

Расчеты выполнялись для поверхности $\omega(q)$ быстрой FT и медленной ST поперечной мод. Значения для упругих постоянных кристаллов GaAs брались из работы [9].

Направления θ_F и φ_F определялись путем численного решения системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} \theta_s &= F_1(\theta_F, \varphi_F), \\ \varphi_s &= F_2(\theta_F, \varphi_F) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

при условии $0 \leq \theta_F \leq \pi$, $0 \leq \varphi_F \leq \pi$. Направлению $\langle 001 \rangle$ соответствовало $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$. В кубических кристаллах аналитические выражения для F_1 и F_2 даны в работе [4]. Для решения системы (1) в полусфере $0 \leq \theta_F \leq \pi$, $0 \leq \varphi_F \leq \pi$ строилась сетка размером $n \times n$ с шагом H . Для каждого узла сетки вычислялись две последовательности

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{mk} &= \theta_s - F_1(\theta_F + 1/2mH, \varphi_F + 1/2kH), \\ \beta_{mk} &= \varphi_s - F_2(\theta_F + 1/2mH, \varphi_F + 1/2kH), \quad m, k = \pm 1. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Отмечались те узлы последовательности, при которых (2) были знакопеременными. Затем строилась сетка $2n \times 2n$ и отбирались узлы, совпадающие или граничащие с помеченными узлами первой сетки. Процедура отбора точек, в окрестности которых (2) меняют знак, с последующим уменьшением шага сетки вдвое повторялась многократно, пока решение не получалось с требуемой точностью. По отобранном таким образом θ_F и φ_F для заданных θ_s и φ_s вычислялись групповые скорости. Результаты расчетов приведены в виде графиков на рис. 2. Как видно из результатов расчета, вблизи $\langle 001 \rangle$ в GaAs наблюдается сложная картина распределения групповых скоростей в зависимости от направления распространения.

Вблизи $\varphi_s = 0$ можно выделить три группы фононов со средними скоростями распространения $v_I = 3.36 \cdot 10^5$, $v_{II} = 3.25 \cdot 10^5$ и $v_{III} = 2.095 \cdot 10^5$ см/с, которые и наблюдаются экспериментально (см. таблицу, рис. 1). Как показали расчеты, скорость v_I соответствует вырожденным в данном направлении FT - и ST -модам. С увеличением φ_s вырождение снимается, скорость ST -моды слабо зависит от φ_s и остается постоянной, а скорость

этой ветви решений для FT -моды изменяется от 3.36 до $3.48 \cdot 10^5$ см/с при $\varphi_s = 11.75^\circ$. Эти моды экспериментально наблюдаются в виде отдельных пиков при $\varphi_s > 10^\circ$ (рис. 1, см. таблицу).

Из данных рис. 2 следует, что в интервале $0^\circ < \varphi_s < 10^\circ$ болометр регистрирует поток баллистических фононов с 10 отличающимися скоростями фононов FT -моды, плюс еще одна от потока фононов ST -моды. С учетом конечной величины углового $\pm 3^\circ$ и временного 25 нс разрешения болометра в условиях нашего эксперимента эти группы фононов не разрешаются, а наблюдается один широкий пик. При $\varphi_s > 10^\circ$ решения сходятся к четырем хорошо разделенным значениям скоростей: $v_I = 3.45 \cdot 10^5$, $v_{II} = 3.35 \cdot 10^5$, $v_{III} = 3.1 \cdot 10^5$ см/с и $v_{IV} = 2.75 - 2.8 \cdot 10^5$ см/с. Именно эти группы скоростей и формируют структуру теплового импульса при $\varphi_s > 10^\circ$. Кроме того, как следует из данных рис. 3, а, б, за счет конечного углового разрешения болометра передний фронт пика с v_{III} формируется потоками фононов со скоростями, лежащими между $3.14 - 3.18 \cdot 10^5$ см/с, а задний фронт — между $3.05 - 3.01 \cdot 10^5$ см/с, что и наблюдается на эксперименте. Следует отметить, что решения, дающие v_{III} при $\varphi_s = 0$, непрерывно расходятся с увеличением θ_s . Поэтому ширина этого пика определяется угловым разрешением болометра по полярному углу θ_s , в пределах которого существует непрерывный ряд групповых скоростей.

Таким образом, вблизи $\langle 001 \rangle$ в GaAs нам экспериментально удалось наблюдать и измерить 7 скоростей распространения баллистических фононов. Измеренные величины скоростей находятся в хорошем согласии с рассчитанными значениями.

Авторы выражают благодарность О. Г. Сарбею за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Northope G. A., Wolfe J. P. Phys. Rev. B, 1980, vol. 22, N 12, p. 6196—6208.
- [2] Eisenmenger W. J. Phys., 1981, vol. 42-Coll, C6. Suppl., N 12, p. C6-201—C6-208.
- [3] Laz M., Narayanamurti V. Phys. Rev. B, 1980, vol. 22, N 10, p. 4876—4896.
- [4] J. Philip, Wiswanathan K. S. Phys. Rev. B, 1978, vol. 17, N 12, p. 4969—4978.
- [5] von Herth P., Weis O. Acustika, 1969, vol. 21, N 3, p. 162—172.
- [6] Ulbrich R. G., Narayanamurti V., Chin M. A. Phys. Rev. Lett., 1980, vol. 45, N 17, p. 1432—1435.
- [7] Culbertson J. C., Strom U., Klein P. B., Wolf S. A. Phys. Rev. B, 1984, vol. 29, N 12, p. 7054—7057.
- [8] Waugh J. L., Dolling G. Phys. Rev., 1963, vol. 132, N 6, p. 2410—2412.
- [9] Garland C. W., Park K. C. J. Appl. Phys., 1962, vol. 33, N 2, c. 759—760.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
29 июня 1987 г.