

эффект обусловлен раскомпенсацией вкладов в ЭЭК от пучков света с углами падения $+\varphi$ и $-\varphi$. Конкретной причиной раскомпенсации может быть магнитооптический аналог эффекта Гоос—Хенхен [5]. По нашему мнению, предложенное объяснение согласуется с экспериментальными наблюдениями Шефера и Хуберта.

С п и с о к л и г е р а т у р ы

- [1] Криничик Г. С., Чепурова Е. Е., Юрченко С. Е. // ФТТ. 1973. Т. 15. С. 3069—3071.
- [2] Криничик Г. С., Бенидзе О. М. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 6 (12). С. 2180—2194.
- [3] Зубов В. Е., Криничик Г. С., Кудakov А. Д. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 6 (12). С. 243—249.
- [4] Schafer R., Hubert A. // Phys. Stat. Sol. (a). 1990. V. 118. P. 271—288.
- [5] Goos F., Hanchen H. // Ann. der Physik. 1949. H. 6. S. 251; Федоров Ф. И. // Журн. прикл. спектр. 1977. Т. 27. № 4. С. 580—588.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Поступило в Редакцию
1 марта 1991 г.

В окончательной редакции
27 марта 1991 г.

УДК 621.315.592

© Физика твердого тела, том 33, № 8, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 8, 1991

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ТОНКИХ ПЛАСТИН ПРИ ЗЕРКАЛЬНОМ ОТРАЖЕНИИ ФОНОНОВ ОТ ГРАНИЦ

Ф. Ф. Агаев, Н. М. Гусейнов, К. А. Рустамов

В работе [1] была рассмотрена фононная теплопроводность тонких пластин при низкой температуре, когда основными источниками рассеяния фононов являются трехфононный ангармонизм, рассеяние на дефектах и границах пластины. При этом считалось, что отражение фононов на граничных плоскостях происходит диффузным образом. Было показано, что картина областей различных режимов нестационарной теплопроводности, изображенная на плоскости параметров L и $1/T_0$ (L — характерный размер фононной неоднородности, T_0 — температура равновесного состояния пластины), существенно зависит от соотношения толщины пластины d с характерным размером d_0 , зависящим от характеристик кристалла. В частности, диффузное граничное рассеяние приводит к тому, что теплопроводность, определяемая подтепловыми фононами (основной вклад в интеграл, определяющий поток энергии, дают фононы с энергиями $\hbar\omega \sim \hbar\bar{\omega} \ll T_0$), при $d < d_0$ отсутствует.

В настоящее время развита методика экспериментов [2], позволяющая изучать теплопроводность тонких пленок в зависимости от их толщины и состояния поверхности. В этой связи интересно было бы провести классификацию различных режимов теплопроводности на плоскости параметров L и $1/T_0$ для другого предельного случая при чисто зеркальном отражении фононов от границ пластины.

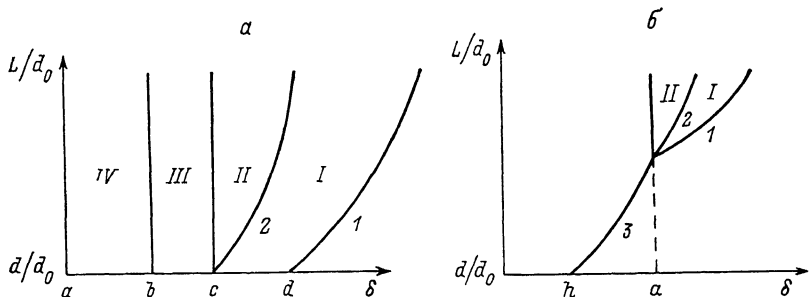
Важную роль в этой задаче играет конверсия поляризации фононов при граничном рассеянии. При отсутствии конверсии получился бы результат объемного случая [3], поскольку упругое зеркальное отражение фононов на границах не повлияло бы на вид анизотропной части функции распределения фононов, определяющей поток энергии. Учет конверсии поляризации может привести из-за различия во взаимодействии поперечных и продольных фононов с тепловыми к тому, что анизотропная часть функции распределения будет зависеть от координаты z в перпендикуляр-

ном плоскости пластины направлении. Кроме того, может измениться роль участия продольных и поперечных фононов в потоке энергии.

Мы будем рассматривать неограниченную пластину, в которой участок с характерным размером L равномерно прогрет по всей толщине до температуры, несколько превышающей температуру T_0

$$T(\mathbf{r}, t) = T_0 + \delta T(\mathbf{r}, T), \quad \delta T \ll T_0,$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор, лежащий в плоскости пластины. Пластина считается тонкой в том смысле, что $L > d$. Теплоотводом через поверхность в термостат мы будем пренебрегать. Условия, при которых возможно такое пренебрежение, могут быть реализованы при охлаждении пластины в парах гелия, что уже обсуждалось в работе [1]. Процессами переброса мы будем пренебрегать.



Области различных режимов теплопроводности, на которые разбивается плоскость параметров $L/d_0, \delta$ при $d > d_0$ (а), $d < d_0$ (б).

Так же как и в работе [1], функцию распределения фононов мы будем искать в виде

$$n_\sigma(\omega_\sigma, \mathbf{e}, \mathbf{r}, z, t) = n_{0\sigma}(\omega_\sigma, \mathbf{r}, t) + \delta n'_\sigma(\omega_\sigma, \mathbf{e}, \mathbf{r}, z, t), \quad (1)$$

где σ — поляризация фонона; \mathbf{e} — единичный вектор направления импульса фонона \mathbf{q} ; $n_{0\sigma}$ — изотропная по \mathbf{e} часть функции распределения; $\delta n'_\sigma$ — анизотропная часть функции распределения.

В случае полного зеркального отражения с учетом конверсии поляризации фононов выполняются следующие граничные условия:

$$\delta n'_\sigma(z = \mp d/2, e_x \geq 0) = \sum_{\sigma'} \beta_{\sigma' \rightarrow \sigma} \delta n'_{\sigma'}(z = \mp d/2, e'_x = -e_x), \quad (2)$$

где коэффициенты $\beta_{\sigma' \rightarrow \sigma}$, связанные с вероятностью конверсии поляризации $\sigma' \rightarrow \sigma$, для простоты предполагаются независимыми от направлений \mathbf{e} и \mathbf{e}' .

Функции (1) определяются решением системы кинетических уравнений с членами, описывающими упругие столкновения фононов с дефектами и трехфононные столкновения при граничных условиях (2).

Введем параметр, определяющий степень дефектности кристалла $\delta = \tau_0/\tau_0^* \sim 1/T_0$, где $1/\tau_0^* \sim T_0^4$ — частота рассеяния на дефектах тепловых фононов, а $1/\tau_0 \sim T_0^5$ — частота столкновений тепловых фононов.

Решение кинетических уравнений и анализ потока энергии фононов дают следующую картину режимов теплопроводности, изображенную на плоскости безразмерных параметров L/d_0 и δ в зависимости от соотношения между толщиной пластины и характерным размером d_0 (см. рисунок) при $d > d_0$ (а) и $d < d_0$ (б). В каждой из областей I, II, III, IV в теплопереносе в основном участвуют подтепловые фононы, однако при этом преобладают те или иные процессы рассеяния. Соответственно этому в каждой области устанавливается свой режим теплопроводности. Линии 1 и 3 на рисунках ограничивают область существования температуры. Обычная теплопроводность $\chi_0 = 1/3c_0v^2\tau_0^* \sim 1/T_0$, где $c_0 \sim T_0^3$ —

Области	I		II	III	IV
$\tilde{\chi}/\chi_0$	$\xi^{-2/3}\delta^{1/3}$		$\delta^{1/3}$	$(d/v\tau_0^*)^{1/4}$	$\delta^{1/2}$
Точки	a	b	c	d	h
δ	1	$(d/d_0)^{1/6}$	$(d/d_0)^{3/16}$	$(d/d_0)^{2/9}$	$(d/d_0)^{1/3}$
Линии	1	2	3		
L/d_0	$\delta^{9/2}$	$\delta^{18/5}$	δ^5		

теплоемкость, v — средняя групповая скорость фононов, на рисунке, a имеет место слева от области IV, на рисунке, b — слева от области II и линии 3. Точки, линии и соответствующие областям выражения теплопроводности приведены в таблице, где использованы следующие обозначения: $\xi = v\tau_0/L$, χ — Фурье-образ теплопроводности, $d_0 = l_0\delta_0^{-9/2}$, $l_0 = (1/3 \cdot v^2\tau_0^*\tau_0)^{1/2}$, $\delta_0 = \tau_0/\tau_0^*$, $\tau_0 = \tau_0(T_0 = \Theta)$, $\tau_0^* = \tau_0^*(T_0 = \Theta)$, $\Theta = \hbar\omega_D$ — температура Дебая.

В отличие от случая диффузного отражения здесь не может реализоваться режим пуазейлевого течения фононов и казимировской теплопроводности, однако при $d < d_0$ существуют режимы теплопроводности, определяемые подтепловыми фононами.

Список литературы

- [1] Гусейнов Н. М. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 11. С. 3448—3455.
- [2] Cahill D. G., Fischer H. E., Klitsner T., Swartz E. T., Pohl R. O. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1989. V. 7. N 3. P. 1259—1266.
- [3] Гусейнов Н. М., Левинсон И. Б. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. № 6. С. 1936—1943.

Институт физики АН АзССР
Баку

Поступило в Редакцию
16 января 1991 г.

В окончательной редакции
27 марта 1991 г.

МНОГОКРАТНЫЕ СИГНАЛЫ СПИНОВОГО ЭХА, ВЫЗВАННЫЕ КВАДРУПОЛЬНЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

Т. Ш. Абесадзе, З. А. Циркоридзе

В последнее время большое внимание уделяется теоретическому и экспериментальному изучению многократных сигналов спинового эха в системах с неэквидистантным спектром [1-4]. В работе [3] для спинов $I = 3/2$ и $I = 5/2$ с квадрупольным взаимодействием исследованы модуляции сигнала эха, зависимость их интенсивности от степени возбуждения спиновой системы (т. е. от соотношения между амплитудой возбуждающих импульсов и константой квадрупольного взаимодействия на основании теории возмущений). Целью настоящей работы являются получение аналитического выражения для сигнала спинового эха без применения теории возмущений для спина $I = 1$ и установление его общих характерных особенностей.