

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФОНОННЫХ ИМПУЛЬСОВ В РЕЖИМЕ СПОНТАННОГО РАСПАДА ФОНОНОВ

Д.В.Казаковцев, И.Б.Левинсон

Рассмотрено баллистическое и диффузионное распространение фоновых импульсов, сопровождающееся деградацией частотного спектра при спонтанном распаде фононов.

Принято считать, что существует три режима распространения фоновых импульсов [1]: баллистический (Б), когда на пути L от источника до детектора фононы вообще не рассеиваются; диффузионный (Д), когда на этом пути фонон многократно упруго рассеивается; гидродинамический, когда доминируют процессы установления локального равновесия фононного газа. У всех этих режимов есть одна общая черта — характерная частота неравновесных фононов в процессе распространения не меняется.

Между тем, при достаточно высокой "температуре" излучателя \bar{T} это не так. С ростом характерной частоты инжектируемых фононов $\omega_0 \approx \bar{T}$ быстро падает длина свободного пробега l относительно фонон-фононных взаимодействий и реализуется случай $l < L$. С другой стороны, если ω_0 заметно больше температуры гелиевой бани, а числа заполнения инжектируемых фононов $n(\omega_0) \ll 1$, то среди фонон-фононных взаимодействий доминирует спонтанное деление фононов (если $n(\omega_0) \gg 1$, то существенно и слияние фононов). Поэтому при распространении фононного импульса средняя частота фононов уменьшается и режим распространения становится весьма специфическим. Такой режим наблюдался, по-видимому, при распространении фононных импульсов в антрацене [2].

Мы рассмотрим распространение фононов в условиях, когда существуют два процесса: распад, с временем $\tau(\omega) = \tau_0 (\omega/\omega_0)^{-5}$ [3], и упругое рассеяние, с временем $\tau^*(\omega) = \tau_0^* (\omega/\omega_0)^{-4}$ [3]. Пусть в полубес-

конечный кристалл в некоторой точке на границе мгновенно инжeksiруются фононы. На расстоянии L от источника имеется детектор. Какие фононы туда приходят? Каков их поток? Решение кинетического уравнения даже при весьма упрощающих предположениях получить не удастся. Поэтому мы воспользуемся наглядным приемом, позволяющим получить нужные оценки по порядку величины.

Представим себе развитие фононного распределения как чередование поколений. Исходным поколением являются инжeksiрованные фононы. Их спонтанное деление приводит к рождению поколения с характерной частотой $\omega_0/2$, затем рождается поколение $\omega_0/2^2$ и т. д. Время жизни поколения с частотой ω есть $\tau(\omega)$; оно быстро растет по мере смены поколений и поэтому время появления поколения с частотой ω есть $t = \tau(\omega)$. Это соотношение можно понимать и иначе: оно определяет характерную частоту $\omega(t)$ фононов, выживших к моменту t .

Каждое поколение с частотой ω за время своей жизни смещает пространственный фронт распределения $R(t)$ на некоторое расстояние $\Delta R(\omega)$. Величина $\Delta R(\omega)$ зависит от соотношения между $\tau(\omega)$ и $\tau^*(\omega)$. Если $\tau(\omega) \gg \tau^*(\omega)$, смещение поколения носит диффузионный характер: $\Delta R(\omega) \approx v[\tau(\omega)\tau^*(\omega)]^{1/2}$, где v — скорость звука. Если $\tau(\omega) \ll \tau^*(\omega)$, поколение смещается баллистически: $\Delta R(\omega) \approx v\tau(\omega)$. В обоих случаях $\Delta R(\Omega)$ быстро растет при смене поколений и поэтому положение фронта определяется смещением последнего поколения $R(t) \approx \Delta R(\omega(t))$.

За фронтом полная энергия инжeksiрованных фононов E_0 распределяется равномерно, и поэтому плотность энергии в некоторой точке за фронтом $\epsilon(t) \approx E_0/R(t)^3$. При детектировании существенна скорее плотность потока энергии $p = a\epsilon v$, где a — степень анизотропии фононного распределения по импульсам. Если смещение поколения происходит диффузионно, то $a(\omega) \approx v\tau^*(\omega)/\Delta R(\omega) \approx [\tau^*(\omega)/\tau(\omega)]^{1/2} \ll 1$, если баллистически, то $a(\omega) \approx 1$.

Фактическое развитие распределения зависит от отношения τ_0^*/τ_0 . Если $\tau_0^* \ll \tau_0$, то для всех поколений рассеяние доминирует над распадом. Распространение фононов представляет собой диффузию, одновременно с которой идет распад. Такой режим мы будем называть квазидиффузионным (КД). В таком режиме время прихода фронта на детектор $\tau_A \approx \tau_B^{10/9} \tau_0^{4/9} / \tau_0^{*5/9}$, здесь $\tau_B = L/v$ — время прихода в режиме Б. Существенно отметить, что $\tau_A \sim L^{10/9}$, а не L^2 , как в режиме Д. Такое сильное ослабление зависимости τ_A от L обусловлено тем, что по мере продвижения фононов уменьшается рассеяние и растет коэффициент диффузии. Очевидно также, что $\tau_A \gg \tau_B$, хотя запаздывание импульса в режиме КД не столь велико, как в режиме Д. Плотность потока энергии в момент прихода импульса $p_A \approx (E_0 v/L^3)(\tau_B/\tau_A)$ а характерная частота приходящих фононов $\omega_A \approx \omega_0(\tau_A/\tau_0)^{-1/5}$. На временах $t \gg \tau_A$, частота падает как $t^{-1/5}$, а поток как $t^{-14/5}$.

Перейдем теперь к случаю $\tau_0^* \gg \tau_0$. Тогда для первых поколений распад доминирует над рассеянием. Распространение фононов происходит баллистически, сопровождаясь распадом. Такой режим назовем квазibalлистическим (КБ). На поколении с частотой $\bar{\omega} = \omega_0(\tau_0/\tau_0^*)$, для которого $\tau(\bar{\omega}) = \tau^*(\bar{\omega}) \equiv \bar{t}$, режим меняется на КД. Это происходит

на временах порядка \bar{t} , когда фронт занимает положение $\bar{R} \approx v\bar{t}$. Если детектор расположен далеко, $L \gg \bar{R}$, то можно поколение $\bar{\omega}$ рассматривать как эффективный источник и использовать формулы для режима КД, подставив в них вместо τ_0 и τ_0^* время \bar{t} ; легко видеть, что формулы при этом принимают прежний вид. Если же $L \ll \bar{R}$, то на временах $t < \bar{t}$ сигнал детектора будет другим. Теперь время прихода $\tau_A \approx \tau_B$ и $p_A \approx E_0 v/L^3$; при $t \gg \tau_A$ имеем $p \sim t^{-3}$. Закон изменения частоты приходящих фононов от режима распространения не зависит.

В режиме КБ время прихода имеет тот же порядок величины, что и в режиме Б. Дело в том, что при распаде суммарный импульс фононов сохраняется; это обеспечивает сохранение высокой анизотропии распределения по импульсам, которая для инжектированных фононов порядка единицы. Тем самым обеспечивается высокая скорость распространения. С другой стороны в режиме КБ за фронтом имеется длинный хвост, отсутствующий в режиме Б.

Сигнал, наблюдавшийся от сильно "нагретого" источника, имеет именно такой вид [4]. Следует, правда, указать, что различить режимы КБ и КД довольно трудно, ибо реально времена τ_A могут отличаться не очень сильно, а "хвосты" практически одинаковы.

При переходе к плоской геометрии (источник в виде полуплоскости) меняются только формулы для потока: вместо $E_0 v/L^3$ надо писать $E_0 v/AL$, где A — площадь источника, а законы убывания будут $p \sim t^{-1}$ (КД) и $p \sim t^{-11/10}$ (КБ).

В заключение заметим, что уменьшение характерной частоты фононов в процессе распространения должно быть учтено при интерпретации экспериментов по действию фононных импульсов на электрондырочные капли, так как согласно [5], сила, действующая на каплю, пропорциональна не p , а ωp .

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 января 1978 г.

Институт теоретической физики
Академии наук СССР

Литература

- [1] Физика фононов высоких энергий. Сб. статей. изд. Мир, 1976.
- [2] В.Л.Броуде, Н.А.Видмонт, Д.В.Казаковцев, В.В.Коршунов, И.Б.Левинсон, А.А.Максимов, И.И.Тартаковский, В.П.Яшников. ЖЭТФ, 74, 314, 1978.
- [3] Дж.Такер, В.Рэмpton. Гиперзвук в физике твердого тела, М., изд. Мир, 1975.
- [4] J.C.Hensel, R.C.Dynes. Phys. Rev. Lett., 39, 969, 1977.
- [5] В.С.Багаев, Л.В.Келдыш, Н.Н.Сибельдин, В.А.Цветков. ЖЭТФ, 70, 702, 1976.