

ФОРМИРОВАНИЕ ГОРЯЧЕГО ФОНОННОГО ПЯТНА В ПЛЕНКЕ

Н. М. Гусейнов

В полупроводниках при межзонном поглощении света возникающая электрон-дырочная плазма, остывая, возбуждает фоновую систему. Если неравновесные фононы рождаются в области частоты $\omega \gg \omega_{T_0}$ (T_0 — температура равновесного состояния кристалла; $\omega_{T_0} = aT_0/\hbar$; $a \approx 2.82$ — частота, соответствующая равновесным тепловым фононам), то искажение равновесного распределения может быть существенно в случае, когда числа заполнения неравновесных фононов $n(\omega)$ малы по сравнению с единицей, но велики относительно экспоненциально малого числа равновесных фононов $n_{T_0}(\omega)$.

В работе [1] было показано, что на поверхности объемных кристаллов при определенных параметрах световой накачки может образоваться горячее фоновое пятно, т. е. в ходе своей эволюции неравновесные фононы станут описываться температурой $T > T_0$.

При низкой температуре T_0 основными факторами рассеяния неравновесных фононов являются рассеяние на дефектах и ангармонический распад. Рассматриваются достаточно дефектные кристаллы, такие, что частота рассеяния на дефектах всегда превышает частоту распада продольных фононов

$$1/\tau^*(\omega) \gg 1/\tau_l(\omega). \quad (1)$$

Частоты рассеяния фононов имеют вид

$$1/\tau^*(\omega) = \eta\omega_D (\omega/\omega_D)^4, \quad 1/\tau_l(\omega) = \gamma\omega_D (\omega/\omega_D)^5, \quad (2)$$

где ω_D — дебаевская частота; η, γ — параметры, зависящие соответственно от дефектности кристалла и темпа ангармонического распада.

Исследуя кинетическое уравнение для неравновесных фононов в пленке, решение удастся получить лишь в случае, если выполняется неравенство

$$v\tau^*(\omega) \ll d, \quad (3)$$

v — групповая скорость фонона, d — толщина пленки.

Мы будем предполагать однородное по глубине оптическое возбуждение фоновой системы. При этом необходимо, чтобы толщина d была меньше глубины проникновения света в кристалл. Кроме того, мы предположим, что можно пренебречь теплоотводом через поверхность. Такое пренебрежение возможно, если в эксперименте исследуется пластина, охлаждаемая в парах гелия.

Введем характерную частоту ω_R и время θ_R , определяемые соотношениями

$$R = l(\omega_R), \quad \theta_R = \tau_l(\omega_R), \quad (4)$$

где R — начальный радиус области фоновонного возбуждения; $l(\omega) = [1/3v^2\tau^*(\omega)\tau_l(\omega)]^{1/2}$ — диффузионная длина свободного пробега фонона. При временах $t < \theta_R$ можно считать, что фононов вне области возбуждения нет, а внутри нее распределение фононов от координат не зависит.

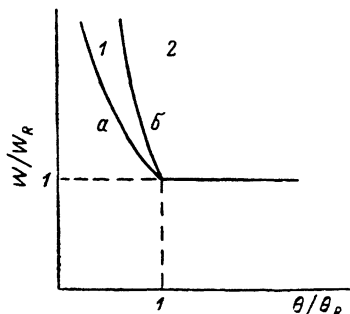
Далее введем следующие обозначения: θ — длительность светового импульса плюс время остывания носителей тока; $S_0 = \pi R^2$; E — энергия, передаваемая фоновонной системе; $W = E/S_0\theta$ — мощность на 1 см^2 поверхности.

Сделав выкладки, аналогичные проведенным в работах [1, 2], можно определить, при каких значениях параметров накачки W и θ числа запол-

нения неравновесных фононов становятся порядка единицы. При этом процессы слияния фононов становятся столь же вероятными, как и распад. Формируется горячее фононное пятно, а устанавливаемая в нем температура определяется из условия

$$n(\omega_T) = 1, \quad T = \hbar\omega_T/a.$$

Результаты расчета можно представить в виде графика (см. рисунок). В области 1 температура устанавливается после окончания накачки до диффузионного расширения возбужденной области в момент времени, удовлетворяющий неравенству $\theta < t_0 < \theta_R$. Температура горячего пятна равна $T = T_R (W\theta/W_R\theta_R)^{1/2}$, $T_R = \hbar\omega_R/a$, где $W_R = d\varepsilon(T_R)/\theta_R$, $\varepsilon(T)$ — плотность энергии планковского распределения. Значение частоты ω_R можно получить из вы-



Область 1 ограничена кривыми $W/W_R = (\theta/\theta_R)^{-1}$ (а) и $W/W_R = (\theta/\theta_R)^{-1/2}$ (б). Температура устанавливается после окончания действия светового импульса. Область 2 ограничена кривой (б) и прямой $W/W_R = 1$. Температура устанавливается до окончания действия светового импульса.

ражений (2), (4): $\omega_R = \omega_D [l(\omega_D)/R]^{1/2}$, $l(\omega_D) = v/\omega_D (3\gamma_1)^{1/2}$. В области 2 температура устанавливается до окончания накачки $t_0 < \theta$, $\theta_R T = T_R (W/W_R)^{1/2}$.

Полученные результаты верны в том случае, если условия (1) и (3) выполняются для любой актуальной частоты ω , вплоть до значений ω_T . Как было показано в работе [3], условие $d > v\tau^*(\omega_T)$ определяет при формировании горячего пятна один из режимов теплопереноса, при котором пространственный перенос энергии осуществляется подтепловыми фононами.

С момента времени, когда плотность энергии начинает существенно падать из-за пространственного расширения горячего пятна, температура будет уменьшаться до значения T_K , при котором длина свободного пробега станет порядка размеров горячего пятна. Затем планковское распределение разрушается и фононы распространяются независимо, имея среднюю частоту $\omega_K \sim T_K/\hbar$. Температура T_K определяется равенством $E/\pi l^2(\omega_{TK}) = d\varepsilon(T_K)$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Казаковцев Д. В., Левинсон И. Б. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 6. С. 2228—2243.
 [2] Kazakovtsev D. V., Levinson I. B. // Phys. St. Sol. (b). 1979. V. 96. N 1. P. 117—127.
 [3] Гусейнов Н. М. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 11. С. 3448—3454.

Институт физики АН АзССР
Баку

Поступило в Редакцию
13 июля 1989 г.
В окончательной редакции
9 ноября 1989 г.

СКОРОСТЬ НАСЫЩЕНИЯ СКРУЧЕННОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В МОДЕЛИ СЛОНЧЕВСКОГО

Е. Е. Котова, В. М. Четвериков

К настоящему времени практически для всех ЦМД материалов экспериментально обнаружено явление насыщения скорости ДГ, т. е. независимость скорости от поля смещения H_z при значениях, превышающих неко-