

ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОМ КОМПЕНСИРОВАННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

М.Б. Гитис, Ю.В. Гуляев, И.А. Чайковский

Вычислен коэффициент поглощения звука в сильно легированных компенсированных пьезополупроводниках и рассмотрены его основные особенности. На основе полученных соотношений дается интерпретация некоторых имеющихся экспериментальных данных по поглощению звука в CdS и CdSe при низких температурах.

Сильное поглощение звука в пьезополупроводниках обусловливается модуляцией пространственного распределения свободных носителей заряда продольными электрическими полями, сопровождающими ультразвуковую волну [1, 2]. Сам факт наличия достаточно высокой концентрации свободных носителей в наиболее сильных пьезополупроводниках группы $A^{II}B^{VI}$ с широкой запрещенной зоной (CdS, CdSe) связан с сильным легированием полупроводника либо примесями, либо точечными дефектами, возникающими в процессе роста кристалла. Поэтому введение в такой полупроводник компенсирующей примеси, приводящей при достаточных концентрациях к срыву металлической проводимости и возникновению значительной неоднородности электронной плотнос-

ти [3], должно существенным образом изменять акустические свойства образца. При низких температурах в пренебрежение электронами, находящимися на уровне протекания, такой пьезополупроводник можно рассматривать как диэлектрик с вкрапленными металлическими каплями, изолированными друг от друга [4]. Для частот ультразвука, не превышающих $10^8 \div 10^9$ гц, длина звуковой волны значительно превосходит размер неоднородностей и толщину скин-слоя, и поэтому распространение звука будет описываться обычной системой уравнений теории упругости для пьезоэлектрической среды и уравнений Максвелла. Однако в вектор электрической индукции D необходимо ввести дополнительные слагаемые, учитывающие поляризацию P капель электрическим полем, сопровождающим пьезоактивную звуковую волну. Так как все интересующие нас особенности в поглощении звука связаны с продольными электрическими полями в ультразвуковой волне, возникающими при распространении волны перпендикулярно (сдвиговая) или вдоль (продольная) гексагональной оси кристалла, то в дальнейшем мы ограничимся одномерным рассмотрением. Тогда уравнения задачи таковы:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \beta \frac{\partial E}{\partial x} .$$

$$\frac{\partial D}{\partial x} = 0 .$$

$$D = \epsilon E + \beta \frac{\partial u}{\partial x} + VN \alpha E . \quad (1)$$

Здесь u — механическое смещение в волне, ρ , ϵ , β , c — плотность, диэлектрическая проницаемость, пьезомодуль и модуль упругости кристалла, E — переменное пьезоэлектрическое поле волны, α — поляризуемость капель, N — количество капель в единице объема, V — объем капли.

Если принять для простоты, что капли имеют сферическую форму, то согласно [5]

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \epsilon \frac{\kappa_K - \epsilon}{\kappa_K + 2\epsilon} \\ \kappa_K &= \epsilon + i \frac{4\pi\sigma_K}{\omega} , \quad \sigma_K = e\mu n_K \end{aligned} \right\} , \quad (2)$$

где ω — циклическая частота звука, σ_K — электропроводность капли, μ и n_K — подвижность и концентрация электронов в капле.

Выражая N через среднюю по объему концентрацию электронов n $N = n/Vn_K$ и вычисляя из (1), (2) стандартным образом коэффициент

поглощения звука Γ , находим:

$$\Gamma = \frac{1}{2} \frac{\beta^2}{\epsilon c} \frac{n}{n_K} \sqrt{\frac{\rho}{c}} \frac{\omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad \tau = \frac{3\epsilon}{4\pi\sigma_K}. \quad (3)$$

Таким образом, в сильно легированных компенсированных (СЛК) пьезополупроводниках должно наблюдаться специфическое поглощение звука, обусловленное электронами проводимости и проявляющееся только на пьезоактивных упругих волнах. Однако в отличие от обычного поглощения звука в пьезополупроводниках [1, 2] в рассмотренном случае отсутствует однозначная связь между электропроводностью образца σ и коэффициентом поглощения звука, что может явиться основой для экспериментального разделения обоих механизмов. Другая специфическая особенность Γ в СЛК пьезополупроводнике связана с зависимостью от освещенности образца, так как здесь сначала происходит установление квазиравновесия в зоне, а затем с другими характерными временами идет установление равновесия между зоной и уровнями [6]. Поэтому кинетика установления стационарных значений Γ и σ в СЛК пьезополупроводнике после включения освещения описывается различными характерными временами. Что касается численных оценок, то для CdS на частотах 10^8 гц при $\omega\tau = 1$ и $n/n_K = 0,01$ для сдвиговых волн $\Gamma \approx 30$ дБ/см.

Нетрудно видеть, что изучение зависимости $\Gamma(\omega\tau)$ позволяет использовать акустические методы для экспериментального определения концентрации электронов в капле; так как при $\omega\tau = 1$ $\Gamma \sim n/n_K$, а коэффициент пропорциональности легко вычисляется из независимых измерений.

Получение СЛК пьезополупроводника может осуществляться не только введением компенсирующей примеси, но и путем понижения температуры, когда имеющиеся в зоне электроны проводимости связываются на донорах и перестают эффективно экранировать внутренний случайный потенциал. Иными словами, обычный при комнатных температурах пьезополупроводниковый кристалл при достаточном понижении температуры переходит в состояние с неоднородным распределением концентрации носителей, при котором выключается обычный механизм поглощения звука и проявляются описанные выше закономерности.

При этом характерные особенности поведения СЛК полупроводников при низких [3] и не слишком низких [7] температурах будут приводить к специфическим температурным зависимостям Γ . Вероятно, именно этим механизмом можно объяснить результаты экспериментов по поглощению звука в CdS и CdSe при низких температурах [8, 10], которые пока не нашли убедительного теоретического объяснения. В этих экспериментах были обнаружены все описанные выше характерные черты поглощения звука в СЛК пьезополупроводниках. Обработка результатов [9] в соответствии с (3) дает для n/n_K в различных образцах значения $10^{-4} + 10^{-3}$, что представляется вполне разумным.

Литература

- [1] A.R.Hutson. D.L.White. J. Appl. Phys., 33, 40, 1962.
 - [2] В.Л.Гуревич. ФТТ, 4, 909, 1380, 1962.
 - [3] Б.И.Шкловский, А.М.Эфрос. ЖЭТФ, 61, 816, 1971.
 - [4] Ю.С.Гальперн, А.Л.Эфрос. ФТП, 6, 1081, 1972.
 - [5] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электроника сплошных сред, ГИФМЛ, 1959.
 - [6] А.А.Шик. ЖЭТФ, 71, 1159, 1976.
 - [7] Ю.В.Гуляев, В.П.Плесский. ЖЭТФ, 71, 1475. 1976.
 - [8] Е.М.Ганапольский, В.В.Тараканов. ФТТ, 10, 993, 1968.
 - [9] Ю.В.Гуляев, А.М.Кмита, А.В.Медведь, А.И.Морозов. ФТТ, 12, 690, 1970.
 - [10] А.М.Кмита, А.И.Морозов, В.А.Федорец, 13, 1011, 1971.
-