

## ЦИКЛОТРОН-ДУХФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС НА АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В $n$ -InSb

*М.Д. Блох, О.М. Лешко, Е.М. Шерегий*

Впервые в полупроводниках наблюдались двухфононные циклотрон-фононные резонансы с поглощением пар акустических коротковолновых фононов.

В работе <sup>1</sup> впервые показано, что пара коротковолновых фононов создает макрополе по величине не меньшее, чем в случае длинноволновых фононов, если общий импульс частиц мал. Простые физические соображения позволяют предсказать возможность наблюдения резонанса с поглощением (испусканием) двух коротковолновых акустических фононов. При таком циклотрон-двухфононном резонансе (ЦДФР) электрон поглощает фотон частоты  $\omega$ , пару коротковолновых акустических фононов с почти противоположными импульсами и частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , принадлежащих особым точкам (вообще говоря, любого типа) фононного спектра, и совершает переход между уровнями Ландау. Резонансное условие для ЦДФР с поглощением фононов имеет вид:

$$\hbar\omega = E_{N^+} - E_{0^+} - \hbar(\omega_1 + \omega_2) \quad (1)$$

$E_{N^+}$  и  $E_{0^+}$  — энергия уровней Ландау.

Несмотря на более высокий порядок по числу взаимодействующих частиц, вклад ЦДФР в фотопроводимость при высоких температурах может быть того же порядка, что и ЦФР с поглощением  $LO(\Gamma)$  — фонона <sup>2,3</sup>. Причин тому несколько. Прежде всего амплитуда взаимодействия электрона и пары коротковолновых фононов с малым суммарным импульсом не слишком мала вследствие нелинейного поляризационного механизма <sup>1</sup>. Кроме того, фазовый объем участвующих в ЦДФР фононов с большими импульсами значительно превышает таковой для фононов при ЦФР. И, наконец, произведение чисел заполнения актуальных в ЦДФР акустических фононов при данной температуре может быть больше числа заполнения фононов оптических.

Коэффициент поглощения высокочастотного излучения при ЦДФР вычислялся в работе <sup>4</sup>. Вклад в фотонапряжение  $V_{\Phi}$  от двухфононных процессов при ЦДФР можно найти методом, развитым в работе <sup>5</sup>. Вблизи главного резонансного максимума (переход  $0^+ \rightarrow 1^+$ ) в поперечном магнитном поле получим, для процессов поглощения фононов в невырожденном полупроводнике (выписываем только множители, определяющие основную зависимость от температуры и магнитного поля):

$$V_{\Phi} \sim N_1 N_2 e^{-\frac{E_{0^+}}{T}} \ln 1/\delta, \quad (2)$$

где  $N_{1,2}$  — числа заполнения фононов, малая величина  $\delta$  определяет обрезание резонансного пика. Естественным механизмом обрезания является дисперсия акустических фононов, которая, в отличие от фононов оптических, может быть велика. Если представить закон дисперсии вблизи особой точки в простейшей форме  $\omega = \omega_{1,2} + \Gamma_{1,2} (q - q_{1,2})^2$  (для точки максимума величина  $\Gamma$ , определяющая дисперсию, отрицательна), то  $\delta = |\Gamma_1 + \Gamma_2| / 4Ta^2$ ,  $a$  — магнитная длина. Таким образом, в ЦДФР существенны фононы тех особых точек, для которых:  $\Gamma \ll Ta^2$ .

Приведем результаты экспериментального исследования фотопроводимости  $n$ -InSb индуцированной  $CO_2$  — лазером с длиной волны  $\lambda = 10,62$  мкм, в магнитных полях до 400 кЭ при температурах выше 77 К, с применением методики, описанной в <sup>3</sup>.

На рис.1 представлены экспериментальные записи, полученные для образца с концентрацией носителей  $n = 8,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и подвижностью  $\mu = 5,7 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при  $T=77 \text{ К}$ . Вертикальными черточками сверху отмечены наблюдавшиеся ранее <sup>3</sup> магнитооптические переходы:  $a1$  и  $a2$  – ЦР и ГЦР;  $d1$  – КР;  $b1, b2$  и  $c1, c2$  – фундаментальная и первая гармоники циклотрон-фононных резонансов с испусканием (ЦФР<sup>+</sup>) и поглощением (ЦФР<sup>-</sup>) продольного оптического LO (Г) - фонона, соответственно. Кроме названных резонансов, при повышении температуры появляются обозначенные стрелками пики  $f, k, l$  в магнитных полях  $H = 290 \div 350 \text{ кЭ}$ , а также особенности при  $190 \text{ кЭ} \leq H \leq 250 \text{ кЭ}$ . Эти резонансы не удалось интерпретировать как процессы с бесфононными переходами или с участием одного оптического фонона.

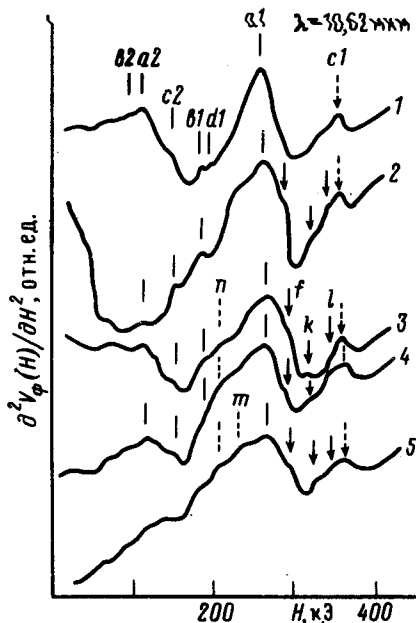


Рис. 1. Экспериментальные записи  $\frac{d^2 V_{\Phi}(H)}{dH^2}$  для образца  $n$ -InSb при  $\lambda = 10,62 \text{ мкм}$ : 1 – 90 К, 2 – 165 К, 3 – 220 К, 4 – 243 К, 5 – 265 К

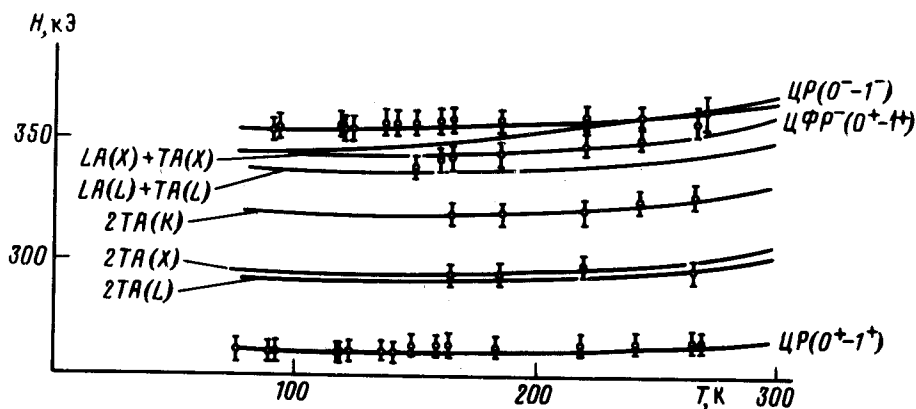


Рис. 2. Положения в магнитном поле исследованных резонансов при  $H = 250 \div 400 \text{ кЭ}$  в функции температуры для  $\lambda = 10,62 \text{ мкм}$  и теоретические зависимости  $H_{\text{рез}}^{\text{теор}}(T)$  (максимумам  $f, k, l$  соответствуют следующие пары акустических фононов:  $f$  –  $LA(X) + TA(X)$ ;  $l$  –  $2TA(X)$  и  $2TA(L)$ ;  $k$  –  $2TA(K)$ )

На рис. 2 вертикальными отрезками отложены положения в магнитном поле при различных температурах пиков  $f, k, l$ , а также пиков  $a1$  и  $c1$ .

Как было показано выше, в данной области температур и магнитных полей возможны также процессы с поглощением (испусканием) двух акустических коротковолновых фононов с малым общим импульсом, амплитуда которых не является малой величиной по сравнению с резонансами, вызванными поглощением одного оптического фонона.

Интерпретация указанных экстремумов проводилась через расчет энергий уровней Ландау с использованием уравнения Дики и Джонсона <sup>6</sup> (методика вычислений описана в работе <sup>1</sup>).

На рис. 2 сплошными кривыми показаны расчетные зависимости  $H_{рез}^{теор}$  двухфононных ЦФР с поглощением пяти пар акустических фононов, трех особых  $X, L, K$  точек зоны Бриллюэна, для которых выполняется условие малой дисперсии акустических фононов ( $\Gamma \ll Ta^2$ ). Здесь для поперечных акустических фононов  $TA(X)$  и  $TA(L)$  взяты энергии 4,4 мэВ и 4,1 мэВ, соответственно; для продольных акустических фононов  $LA(X)$  и  $LA(L)$  — 17,7 мэВ и 15,8 мэВ; соответственно <sup>8</sup>. Как показано в работе <sup>5</sup> особой точкой зоны Бриллюэна для дисперсии поперечных фононов в InSb является промежуточная точка в направлении  $[110]$ , обозначенная через  $K$ . Энергия  $TA(K)$ -фононов равна 7,7 мэВ <sup>8</sup>. Видно, что положения в магнитном поле экстремумов  $f, k, l$  хорошо совпадают с расчетными кривыми для фундаментальной линии ЦФР.

Циклотрон-двухфононные резонансы с испусканием вышеуказанных пар акустических фононов (ЦФР), расположены в интервале 190÷240 кЭ. Однако, в этот же диапазон магнитных полей попадают и ДФ резонансы с поглощением различных комбинаций двух длинноволновых оптических или коротковолновых оптических и акустических (продольных) фононов. Поэтому, однозначная интерпретация пиков в данной области магнитных полей невозможна.

Таким образом, из приведенных выше экспериментальных результатов следует, что впервые наблюдались двухфононные ЦФР с поглощением пар коротковолновых акустических фононов. Экспериментально подтвержден вывод теории о том, что амплитуда этих резонансов того же порядка, что и ЦФР с поглощением продольного оптического фонона.

#### Литература

1. Левинсон И.Б., Рашба Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, 63.
2. Басс Ф.Г., Левинсон И.Б. ЖЭТФ, 1965, 49, 914.
3. Лешко О.М., Шерегий Е.М. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 104.
4. Мазур Е.А. ФТТ, 1979, 21, 66.
5. Блох М.Д., Магарилл Л.И., Сапцов В.И., Скок Э.М. ФТТ, 1986, 28, 1470.
6. Jonson E.J., Dickey O.H. Phys. Rev., B1, 1970, 2666.
7. Лешко О.М., Шерегий Е.М., ФТП, 1987, 21, 694.
8. Price D.L., Rowe J.M., Nichlow R.M. Phys. Rev., B3, 1971, 1268.

Поступила в редакцию

5 мая 1988 г.

После переработки

14 июля 1988 г.