

## К Р А Т К И Е С О О Б Щ Е Н И Я

УДК 537.743

© 1990

КОМБИНИРОВАННО-ДУХФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС  
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

М. Д. Блох, Л. И. Магарилл

Двухфононный резонанс кинетических коэффициентов при взаимодействии фотовозбужденных электронов с акустическими фононами в квадрупольном магнитном поле исследовался в ряде работ [1, 2]. При циклотронно-двухфононном резонансе (ЦДФР) электрон совершает переход между основными подзонами Ландау, поглощая фотон и испуская (или поглощая) одновременно два акустических фонона с большими частотами и противоположно направленными импульсами, принадлежащими особым точкам фононного спектра (например, на границе зоны Бриллюэна). При таком же взаимодействии с фотоном и фононами в сильном магнитном поле возможен резонанс, обусловленный переходами электронов между спиновыми подуровнями с разным направлением спина, — комбинированно-двухфононный резонанс (КДФР), который и будет изучен в настоящем сообщении. По своей природе КДФР аналогичен комбинированно-фононному резонансу на оптических фононах, рассмотренному в работе [3]. Мы ограничимся изучением полупроводников с симметрией цинковой обманки (типа  $1nSb$ ). Электронный газ будем считать невырожденным.

Коэффициент поглощения света имеет следующий вид:

$$K(\omega) = \frac{4\pi e^2}{cn_{\omega}\omega V} \sum_{i, f} f_i w_{if}, \quad (1)$$

где величина  $w_{if}$ , соответствующая переходу электрона, поглотившего фотон  $\omega$  с одновременным испусканием фононов  $\omega_q$  и  $\omega_{q'}$  из начального состояния  $i = (0, p_y, p_z +)$  в конечное  $f = (n, p'_y, p'_z, -)$  с переворотом спина, определяется выражением

$$w_{if} = \sum_{\mathbf{q}, \mathbf{q}'} |C_{\mathbf{q}, \mathbf{q}'}|^2 \delta(\epsilon_{fi} - \omega + \omega_q + \omega_{q'}) \left| \sum_r \left[ I_{fr}(\mathbf{q} + \mathbf{q}') \frac{u_{ri}}{i(\epsilon_{ri} - \omega) + \eta} + I_{ri}(\mathbf{q} + \mathbf{q}') \frac{u_{fr}}{i(\epsilon_{r'} + \omega) + \eta} \right] \right|^2_{\eta \rightarrow 0+}. \quad (2)$$

В (1), (2)  $f_i$  — функция распределения электронов в начальном состоянии,  $n_{\omega}$  — показатель преломления,  $V$  — объем кристалла,  $C_{\mathbf{q}\mathbf{q}'}$  — Фурье-компонента потенциала взаимодействия электрона с двумя фононами,  $\epsilon_{f_i} = \epsilon_f - \epsilon_i$ ,  $I(\mathbf{q}) = \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})$ ,  $u = \xi v$ ,  $\xi$  — вектор поляризации света,  $v$  — оператор скорости электрона. В (2) производится суммирование по промежуточным состояниям  $r = (n_r, p_{yr}, p_{zr}, \pm)$  с энергией  $\epsilon_r = p_{zr}^2/2m + (n_r + 1/2)\omega_c \mp 1/2\omega_s$ ,  $\omega_c$  — циклотронная частота,  $\omega_s = |g|\mu_B H$  — расстояние между спиновыми подзонами,  $\mu_B$  — магнетон Бора.

Величина (2) содержит изотропную часть, обусловленную зависимостью  $g$ -фактора от квазиимпульса, и анизотропную, связанную с отсутствием

в кристалле центра инверсии [4, 5]. В общем случае выражение для  $\omega_{ij}$  оказывается слишком громоздким, поэтому ограничимся линейной поляризацией света  $\xi \parallel \mathbf{H}$ . Для вычисления интегралов в (2) необходимо знать величину  $C_{\mathbf{q}\mathbf{q}'}$ , вид которой при произвольных импульсах фононов, вообще говоря, неизвестен. Однако в [2, 6] показано, что основной вклад в электрон-двухфононное взаимодействие дает нелинейный поляризационный механизм. Этот факт позволяет в рассматриваемой ситуации положить  $C_{\mathbf{q}\mathbf{q}'} = \bar{C}_{\mathbf{q}, -\mathbf{q}} |\mathbf{q} + \mathbf{q}'|$ . Тогда получим окончательно для изотропной  $\bar{K}(\omega)$  и анизотропной  $\tilde{K}(\omega)$  частей коэффициента поглощения на переходе  $0^+ \rightarrow 1^-$ , пренебрегая дисперсией краевых фононов,

$$\bar{K}(\omega) = \frac{2C\alpha_R P^4 (1 + \beta)^2 [\varepsilon_T^{-2} - (\varepsilon_T + \Delta)^{-2}] e^{\frac{1}{T}(\tau + \frac{\Delta\Omega}{2})}}{9(2\pi)^5 m_0 a^8 (\omega_s + \omega_c - \omega)^2} K_0\left(\frac{|\Delta\Omega|}{2T}\right), \quad (3)$$

где константа  $C = V^2 \int d\mathbf{q} |\bar{C}_{\mathbf{q}, -\mathbf{q}}|^2$  определяется размерами и формой зоны Бриллюэна,  $\alpha_R$  — константа электрон-фотонного взаимодействия,  $P$  — параметр кейновской модели,  $\Delta$  — спин-орбитальное расщепление;  $\beta = mg/2m_0$ ,  $m_0$  — масса свободного электрона,  $\varepsilon_T$  — ширина запрещенной зоны,  $a$  — магнитная длина,  $\tau$  — химпотенциал,  $T$  — температура решетки,  $K_0$  — функция Макдональда,  $\Delta\Omega = \omega - \omega_c - \omega_s - \omega_1 - \omega_2$ ,  $\omega_{1, 2}$  — частоты фононов в особых точках,

$$\tilde{K}(\omega) = \frac{2\alpha_R m_0^3 C \Phi(\omega)}{(2\pi)^5 \omega a^6} e^{\frac{1}{T}(\tau + \frac{\Delta\Omega}{2})} K_0\left(\frac{|\Delta\Omega|}{2T}\right). \quad (4)$$

где  $\delta_0$  — параметр нецентросимметричности,

$$\Phi(\omega) = \frac{|B_{(223)}|^2}{(2\omega_c + \omega_s - \omega)^2} + \frac{2|B_{113}|^2}{(2\omega_c - \omega_s + \omega)^2} + \frac{16|B_{(123)}|^2}{(\omega - \omega_s)^2},$$

угловые зависимости коэффициентов  $B_{(ijk)}$  приведены в [5]. Из (3), (4) видно, что при выполнении резонансного условия коэффициент поглощения имеет логарифмическую особенность.

Сравнивая угловую зависимость, содержащуюся в  $\Phi(\omega)$ , для продольного эффекта ( $\xi \parallel \mathbf{H}$ ) при КДФР с аналогичной зависимостью для комбинированного резонанса из [5], можно увидеть существенное различие. В частности, в отличие от КР анизотропная часть коэффициента поглощения при КДФР не исчезает, когда магнитное поле лежит в плоскости грани куба (не совпадая с ребрами).

Естественным механизмом устранения расходимости является дисперсия фононов.

Полагая вблизи особых точек (для определенности — максимумов)  $\omega_{1, 2}(\mathbf{q}) = \omega_{1, 2} - \Gamma_{1, 2}(\mathbf{q} \mp \mathbf{q}_0)^2$ , найдем в резонансе [7]

$$K_{\text{рез}} \sim \ln [(\Gamma_1^{-1} + \Gamma_2^{-1}) T a^2]. \quad (5)$$

Из этого выражения видно, что резонансная расходимость обрывается нелинейной комбинацией параметров фононной дисперсии, так что обрезающий фактор определяется меньшей из величин  $\Gamma_{1, 2}$ . Это означает, что если хотя бы один из фононов имеет слабую дисперсию ( $\Gamma \rightarrow 0$ ), как например, у  $TA$ -фононов нижней ветви некоторых соединений  $A_3B_5$  [8], то дисперсионный механизм обрезания становится неэффективным и следует учесть другие механизмы.

Отметим, что поперечная проводимость, связанная с КДФР, в слабом электрическом поле в отсутствие разогрева имеет такую же логарифмическую особенность, что и коэффициент поглощения, те же угловые зависимости и аналогичные (3), (4) зависимости от температуры и магнитного поля.

Оценим область резонансных магнитных полей. Для  $n$ -InSb в поле  $\text{CO}_2$ -лазера с длиной волны  $\approx 10$  мкм при переходе  $0^+ \rightarrow 1^-$  с участием

2ТА-фононов  $H_{\text{рез}} \sim 100$  кГц, для перехода с сохранением номера уровня Ландау  $0^+ \rightarrow 0^-$   $H_{\text{рез}} \sim 400$  кГц. При использовании субмиллиметрового лазера с длиной волны 119 мкм резонансные поля гораздо меньше — соответственно  $\sim 1$  и  $\sim 4$  кГц.

В заключение о величине эффекта. Как показали экспериментальные исследования ЦДФР на коротковолновых акустических фононах (без переворота спина) [2], амплитуда двухфононных осцилляций оказывается того же порядка, что и однофононных на длинноволновых оптических фононах. Причин тому две: нелинейное поляризационное взаимодействие электрона с парой коротковолновых фононов немало; фазовый объем слабодисперсных коротковолновых фононов, актуальных в резонансах, велик. По этим же причинам можно надеяться, что величина КДФР того же порядка, что и КФР, исследованного экспериментально в [9]. Более точную оценку получить затруднительно, так как неизвестна константа взаимодействия электрона с коротковолновыми фононами.

#### Список литературы

- [1] Блох М. Д., Магарилл Л. И., Сапцов В. И., Скок Э. М. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 5. С. 1470—1478.
- [2] Блох М. Д., Лешко О. М., Шерегий Е. М. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 4. С. 215—217.
- [3] Маргулис В. А., Куделькин Н. Н. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 4. С. 1523—1529.
- [4] Шека В. И. // ФТТ. 1964. Т. 6. № 10. С. 3099—3106.
- [5] Рашба Э. И., Шека В. И. // ФТТ. 1961. Т. 3. № 6. С. 1735—1749.
- [6] Левинсон И. Б., Рашба Э. И. // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. № 1. С. 63—67.
- [7] Блох М. Д., Магарилл Л. И. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 2. С. 7—11.
- [8] Mitra S. S., Massa N. E. Handbook on semiconductors / Ed. T. S. Moss. Amsterdam, N. Y., Oxford, 1982. V. 1.
- [9] Weiler W. H., Aggarwal R. L., Lax V. // Sol. St. Comm. 1974. V. 14. N 14. P. 299—302.

Институт физики полупроводников  
СО АН СССР  
Новосибирск

Поступило в Редакцию  
28 ноября 1988 г.  
В окончательной редакции  
17 мая 1989 г.

## СТРУКТУРНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В НЕСВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ СИСТЕМЕ $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Н. А. Дорошенко, В. П. Дьяконов, Г. Г. Левченко,  
В. И. Маркович, В. М. Свистунов, И. М. Фита

Для понимания природы и характера взаимодействий в ВТСП важны исследования не только самих ВТСП, но и близких к ним по кристаллической структуре и химическому составу соединений, не являющихся сверхпроводящими. Для сверхпроводящего соединения  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\delta < 0.5$ ) таковым является несверхпроводящее соединение с кислородным индексом, близким к 6 ( $\delta > 0.5$ ), имеющее тетрагональную структуру. Магнитные свойства  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в области низких температур ( $T < 4.2$  К) в обеих кристаллографических модификациях исследованы достаточно подробно [1-3]; при  $T \approx 0.90$  К в этом соединении происходит антиферромагнитное упорядочение с легкой осью вдоль  $C$ , в магнитном поле оно проявляет метамгнитное поведение [4]. Момент  $\text{Dy}^{3+}$  остается ненасыщенным даже в полях  $\sim 100$  кЭ в результате сильного расщепления