

## ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ РЕЗОНАНС В ДВУХФОНОННЫХ ПРОЦЕССАХ ДЕВОЗБУЖДЕНИЯ АКЦЕПТОРОВ В ТЕЛЛУРЕ

*В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон*

При наличии в энергетическом спектре мелкой примеси в полупроводнике большого энергетического зазора с дополнительным уровнем в этом зазоре в двухфоновных процессах девозбуждения имеет место резонанс, когда этот уровень попадает в середину зазора. Вероятно, этим обусловлен магнитопримесный резонанс в теллуре, наблюдавшийся ранее в <sup>3</sup>.

Первое возбужденное состояние  $|1\rangle$  водородоподобной мелкой примеси в полупроводнике отделено сравнительно большим энергетическим зазором  $E_{10}$  от основного состояния  $|0\rangle$  и поэтому метастабильно. Из-за большой энергии  $E_{10}$  фотон испускаемый при переходе  $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ , имеет длину волны  $2\pi/q$  много меньшую, чем радиус центра  $a$ ; поэтому матричный

элемент этого перехода мал по параметру  $qa \gg 1$ . Эта метастабильность является причиной того, что в сильных электрических полях  $\mathcal{E}$ , когда протекание тока сопровождается ударной ионизацией примесей и процессами рекомбинации, заметное число примесей находится в возбужденном состоянии  $|1\rangle$ . Внешнее магнитное поле  $H$  меняет спектр примеси и спектр зонных электронов. Если расстояние между уровнями Ландау в зоне и зазор  $E_{10}$  совпадают, число возбужденных примесей резко падает из-за неупругого рассеяния носителей с передачей им энергии  $E_{10}$  от примеси. Этот резонанс является причиной магнитопримесных осцилляций <sup>1, 2</sup>.

Своеобразный "резонанс" в зависимости неомического сопротивления  $R$  от  $H$  (при  $T = 2$  К,  $\mathcal{E} \cong 1$  В/см) был обнаружен Клипцингом <sup>3</sup>. В теллуре спектр мелкой примеси (висмут, сурьма, мышьяк, фосфор), неводородоподобен в том смысле, что имеется не одно, а два возбужденных состояния  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ , отделенных от основного  $|0\rangle$  сравнительно большим энергетическим зазором ( $E_{20} \approx 1,1$  мэВ,  $E_{10} \approx 0,4$  мэВ при  $H = 0$ ). Особенности магнитосопротивления  $R(H)$  наблюдались <sup>4</sup> всегда в таком поле  $H$ , когда  $E_{10} = E_{21} \equiv E_{20} - E_{10}$ , т.е. когда уровень  $|1\rangle$  лежит посередине между  $|2\rangle$  и  $|0\rangle$ . Например, когда примесью был висмут, а поле  $H$  было направлено перпендикулярно кристаллографической оси  $c$ , резонанс происходил в поле  $H \approx 3,4$  Т. Специфика этого резонансного условия в том, что в него входят только зазоры из спектра примеси и не участвуют какие-либо энергии, не относящиеся к примеси. Ниже будет показано, что при  $E_{10} = E_{21}$  имеет место резонансное возрастание вероятности перехода  $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$  с испусканием двух фононов, что может быть причиной особенности в зависимости  $R(H)$ , обнаруженной Клипцингом.

Взаимодействие электрона примеси с колебаниями решетки имеет вид  $V = V_1 + V_2$ , где  $V_1$  — однофононное взаимодействие и  $V_2$  — двухфононное. Переход  $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$  с испусканием двух фононов  $q$  и  $q'$  возникает во втором порядке теории возмущений по  $V_1$  и в первом порядке по  $V_2$ , в связи с чем матричный элемент перехода имеет вид

$$M_{qq'} = M_{qq'}^{(1)} + M_{qq'}^{(2)}, \quad (1)$$

где

$$M_{qq'}^{(1)} = \langle 0; q, q' | V_2 | 2 \rangle, \quad (2)$$

$$M_{qq'}^{(2)} = \frac{\langle 0; q, q' | V_1 | 1; q \rangle \langle 1; q | V_1 | 2 \rangle}{E_{21} - \hbar s q + i \hbar / 2 \tau_1} + \dots \quad (3)$$

Здесь многоточие означает слагаемое, получающееся из выписанного перестановкой  $q$  и  $q'$ ;  $\hbar s q$  есть энергия фонона ( $s$  — скорость звука)  $\tau_1$  — время жизни состояния  $|1\rangle$ . Далее,  $|\alpha; q, q', \dots\rangle$  обозначает состояние системы "примесь + решетка", когда возбуждены фононы  $q, q', \dots$ . Вероятность интересующего нас перехода есть

$$w_{qq'} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{qq'}|^2 \delta(E_{20} - \hbar s q - \hbar s q'). \quad (4)$$

Матричный элемент  $M^{(1)}$  содержит интеграл

$$\int dr \psi_2^*(r) \psi_0(r) e^{i(q+q')r}. \quad (5)$$

Поэтому он заметно отличен от нуля при  $|q+q'| a \lesssim 1$ , т.е. когда

$$|q| \approx |q'| \approx E_{20} / 2 \hbar s. \quad (6)$$

Дополнительной причиной, по которой матричный элемент  $M^{(1)}$  велик при малых  $|q+q'|$ , может быть полярный характер двухфононного взаимодействия <sup>5</sup>.

Матричный элемент  $M^{(2)}$  велик для таких фононов, когда мал знаменатель в (3), т.е. когда

$$\hbar s q \approx E_{21}, \quad \hbar s q' \approx E_{10}, \quad (7)$$

т.е. когда двухфононный переход  $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$  через виртуальное промежуточное состояние "сводится" к последовательности двух однофононных переходов через реальное промежуточное состояние. Квадрат  $|M_{qq}^{(1)}|^2$ , входящий в вероятность перехода, содержит интерференционное слагаемое  $M_{qq}^{(1)}, M_{qq}^{(2)*} + \text{к.с.}$ , которое велико только, если выполняются оба условия (6) и (7), т.е. когда  $E_{21} \approx E_{10} \approx E_{20}/2$ . Именно это слагаемое ответственно, по нашему мнению, за наблюдавшиеся в <sup>3</sup> особенности  $R(H)$ .

Соотношение (6) выполняется с точностью до  $\Delta q \sim 1/a$ , а соотношение (7) с точностью до  $\Delta q \sim 1/\tau_1 s$ . Поэтому ширина резонанса в энергетической шкале, т.е. допустимое отклонение положения уровня  $|1\rangle$  от середины зазора  $E_{20}$  есть

$$\Delta E \approx \hbar s/a + \hbar/\tau_1. \quad (8)$$

Время жизни  $\tau_1$  метастабильного состояния  $|1\rangle$  определяется однофононными процессами. Однако, все имеющиеся расчеты  $\tau_1$  относятся к центрам другого типа (водородоподобный <sup>6</sup>, акцептор в кубическом полупроводнике <sup>7</sup>, донор в многодолинном полупроводнике <sup>8</sup>). Время  $\tau_1$  можно только грубо оценить по аналогии с другими полупроводниками, где оно порядка  $10^{-7} - 10^{-8}$  с. Поэтому в (8) основным является первое слагаемое. Подставив  $s = 2 \cdot 10^5$  см/с и  $a = 150$  Å, получим  $\Delta E \approx 0,1$  мэВ. Воспользовавшись графиками зависимости зазоров  $E_{10}, E_{20}$  и  $E_{21}$  от  $H$  (рис. 9 в <sup>4</sup>) из этого значения  $\Delta E$  получаем, что ширина резонансной линии по полю должна быть около 0,7 Т, что совпадает по порядку величина с шириной резонансных линий на экспериментальных кривых (см., например, рис. 6 в <sup>3</sup>).

Интерференционное слагаемое в  $|M_{qq}^{(1)}|^2$  не может быть больше, чем сумма  $|M_{qq}^{(1)}|^2 + |M_{qq}^{(2)}|^2$ . Поскольку  $M_{qq}^{(1)}$  и  $M_{qq}^{(2)}$  сами по себе слабо зависят от поля, вероятность двухфононных переходов  $w_{qq}$  может увеличиться в резонансе не более, чем в два раза. Поскольку существуют и другие каналы релаксации, неудивительно, что изменение сопротивления теллура в резонансе очень невелико (рис. 1 в <sup>3</sup>). Однако, при использовании модуляционной техники эти резонансы регистрируются с огромным запасом чувствительности.

#### Литература

1. Eaves L., Portal J.C. J. Phys. C, 1979, 12, 2809.
2. Гантмахер В.Ф., Зверев В.Н. ЖЭТФ, 1975, 69, 695.
3. Von Klitzing K. Solid-State Electr., 1978, 21, 223.
4. Von Klitzing K., Tsuchendler J. in: Phys. High Magn. Fields (ed. S.Chikazumi, N.Miura) Springer Ser. in Sol. St. Phys., 1981, 24, 139.
5. Левинсон И.Б., Рашба Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, 63.
6. Ascarelli G., Rodrigues S. Phys. Rev., 1961, 124, 1321.
7. Мешков С.В., Рашба Э.И. ЖЭТФ, 1979, 76, 2206.
8. Мешков С.В. ФТТ, 1979, 21, 1114.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Институт проблем технологии  
микроэлектроники и особочистых материалов  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
30 октября 1986 г.