

Если учесть вариацию параметров, точность измерений ориентации разрядов (около градуса), то совпадение путей неполного пробоя с отдельными направлениями фокусировки фононов в ниобате лития следует считать «идеальным». Такая ситуация является неожиданной в том смысле, что модель [1] предполагает учет влияния внешнего электрического поля для нецентросимметричных кристаллов и не требует такого учета для центросимметричных сред. Наши же предварительные результаты по щелочно-галлоидным кристаллам показывают несовпадение ориентации разрядов в них с ближайшими направлениями «инфинитных» потоков фононов, достигающее в отдельных образцах двух десятков градусов.

С другой стороны, из таблицы видно, что, кроме совпадающих с треками разрядов, имеются, например, направления очень сильной фокусировки  $\Theta^{FTA} = 98.6^\circ$  ( $278.6^\circ$ ) и  $102.5^\circ$  ( $282.5^\circ$ ). Однако их отклонение от треков пробоя значительно — минимум  $38^\circ$ .

Для сравнения на рисунке, б показано сечение поверхностей медленностей ниобата лития плоскостью  $xz$ . Здесь наиболее сильная фокусировка реализуется в направлениях  $\Theta^{FTA} = 88.0^\circ$  ( $268.0^\circ$ ) и  $92.0^\circ$  ( $272.0^\circ$ ).

Полученные результаты указывают на необходимость более полного исследования модели пробоя кристаллов вдоль фононных струй.

Выражаю признательность В. Н. Белому за плодотворные консультации, А. Л. Гурскому за обсуждение результатов работы.

#### Список литературы

- [1] Чернозатонский Л. А. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 5. С. 225—228.
- [2] Taylor B., Maris H. J., Elbaum C. // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. N 4. P. 1462—1472.
- [3] Gribkovskii V. P., Gurskii A. L., Pashkevich G. A., Yablonskii G. P. // Phys. Stat. Sol. (a). 1987. V. 103. N 1. P. K153—K156.
- [4] Koos G. L., Wolf J. P. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 6. P. 3470—3481; V. 29. N 10. P. 6015—6017.
- [5] Lax M., Narayanamurti V. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 10. P. 4876—4897.
- [6] Smith R. T., Welsh F. S. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 6. P. 2219—2230.
- [7] Warner A. W., Onoe M., Coquin G. A. // JASA. 1967. V. 42. N 6. P. 1223—1231; Graham R. A. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 6. P. 2153—2163.

Институт физики им. Б. И. Степанова  
АН Белоруссии

Поступило в Редакцию  
24 июня 1991 г.  
В окончательной редакции  
11 марта 1992 г.

УДК 538.3

© Физика твердого тела, том 34, № 7, 1992  
Solid State Physics, vol. 34, N 7, 1992

## НОВЫЙ ТИП ВОЛН В МЕТАЛЛАХ С РЕЗОНАНСНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ

А. М. Ермолаев, А. И. Шурдук

Локализация электронов на изолированных примесных атомах в металлах, стимулированная магнитным полем, приводит к уменьшению диссипативных токов и способствует распространению электромагнитных волн. Вблизи частот резонансных переходов электронов между магнитопримесными уровнями и уровнями Ландау существуют полосы прозрачности для специфических волн, названных магнитопримесными [1, 2]. Распространение этих волн в чистых образцах невозможно.

Волны такого типа должны существовать и в том случае, когда локализация электронов обусловлена лишь примесными атомами и не связана с магнитным полем. Здесь приведены результаты исследования свойств электромагнитных волн в металлах с резонансными состояниями электронов [3], существующими и в отсутствие магнитного поля. Рассматривается одна группа носителей с изотропным спектром в слабо легированном образце при наличии сильного магнитного поля. Частота волны  $\omega$  предполагается большой по сравнению с частотой столкновений электронов, а волновой вектор  $q$  — параллельным магнитному полю  $H$ .

Когда резонансный уровень  $\varepsilon_r$  лежит ниже границы Ферми  $\varepsilon_F$  (это имеет место, например, в Al с примесями Cu, Cг и др. 3d-элементов [4]), частоты резонансных переходов электронов между этим уровнем и свободными уровнями Ландау равны  $\omega_s = \omega_0 + s\Omega$ , где  $\omega_0 = \varepsilon_{n_F} - \varepsilon_r$ ,  $\varepsilon_{n_F}$  — ближайший к границе Ферми свободный уровень Ландау ( $n_F$  — число заполненных уровней);  $\Omega = eH/mc$  циклотронная частота;  $s = 0, 1, \dots$  — номер резонансной частоты; квантовая постоянная принята равной единице. В окрестности этой частоты ( $|\omega - \omega_s| \ll \Theta$ ) резонансная часть поперечной высокочастотной проводимости в длинноволновом пределе ( $qr \ll 1$ ,  $r$  — ларморовский радиус) равна

$$\delta\sigma_{\alpha\beta}^{(s)}(\omega) = a_{\alpha\beta}^{(s)} \frac{\omega_p^2}{4\pi\omega_s} \left( \frac{\omega_s}{\omega - \omega_s + i\Gamma} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\alpha, \beta = x, y$ ;  $\omega_p$  — плазменная частота электронов;  $\Gamma$  — ширина резонансного уровня,

$$a_{xx}^{(s)} = \frac{m^{3/2} n_i}{2^{3/2} \pi n \omega_s^{1/2} |F'|} \left[ (n_F + s) \left( 1 - \frac{\omega_s}{\Omega} \right)^{-2} + (n_F + s + 1) \left( 1 + \frac{\omega_s}{\Omega} \right)^{-2} \right] \left[ f(\varepsilon_r) - f(\varepsilon_r + \omega_s) \right], \quad (2)$$

$a_{xy}^{(s)}$  отличается от (2) дополнительным множителем  $-i$  и другим знаком перед  $n_F + s + 1$ . Здесь  $n_e$  и  $n_i$  — концентрация электронов и примесных атомов соответственно,  $f$  — функция Ферми,  $F'$  определяет вычет амплитуды примесного рассеяния электронов в полюсе  $\varepsilon_r - i\Gamma$  [1, 3]. Вклад (1) необходимо учесть в дисперсионном уравнении для электромагнитных волн.

Рассмотрим случай  $|\omega + i\nu| \ll \Omega$ , где  $\nu$  — частота столкновений электронов, обусловленная потенциальным рассеянием на примесных атомах. В этом случае имеется один резонанс на частоте  $\omega_0$ , если  $\omega_0 < \Omega$ . Дисперсионное уравнение в окрестности этой частоты может быть записано в виде

$$q^2 = q_{\pm}^2(\omega),$$

где

$$q_{\pm}(\omega) = \frac{\omega_p}{c} \left[ a_{\pm}^{(0)} \left( \frac{\omega_0}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} \right)^{1/2} \mp \frac{\omega}{\Omega} + i \frac{\nu\omega}{\Omega^2} \right]^{1/2},$$

$$a_{\pm} = a_{xx} \mp ia_{xy}, \quad (3)$$

знаки  $\pm$  соответствуют волнам с левой и правой круговой поляризацией. Локализация электронов на примесных атомах приводит к тому, что в окрестности

резонансной частоты  $\omega_0$  появляется возможность распространения волн с левой круговой поляризацией (верхний знак в (3)). Распространение этих волн в отсутствие резонансных состояний в спектре электронов невозможно. Следуя [1, 2], назовем эти волны антигеликонами. Их спектр и декремент затухания равны

$$\omega(q) = \omega_0 \left[ 1 - \left( \frac{\alpha_+^{(0)} \Omega / \omega_0}{1 + c^2 \Omega^2 q^2 / \omega_0 \omega_p^2} \right)^2 \right],$$

$$\gamma(q) = \Gamma + 2\nu (\alpha_+^{(0)})^2 \frac{\Omega}{\omega_0} (1 + c^2 \Omega^2 q^2 / \omega_0 \omega_p^2)^{-3}.$$

$$\omega_{\sigma} \omega_0 - \omega(0) = \omega_0 (\alpha_+^{(0)} \Omega / \omega_0)^2,$$

Антигеликоны слабо затухают в полосе прозрачности шириной расположенной ниже резонансной частоты.

Если волна с круговой поляризацией падает нормально на металлическое полупространство ( $q \parallel N \parallel z$ ), ее электрическое поле затухает по закону [5]

$$T_{\pm}(z) = i \frac{\pi}{2} q_{\pm}^{-1}(\omega) \exp[iq_{\pm}(\omega)z].$$

Циркулярная компонента поверхностного импеданса для такой волны имеет вид

$$Z_{\pm} = 4\pi\omega / c^2 q_{\pm}(\omega).$$

Компонента  $Z_+$  имеет резонансную особенность на предельной частоте  $\omega(0)$  в спектре антигеликона, а вблизи резонансной частоты  $\omega_0$  изменяется (при  $\nu = \Gamma = 0$ ) пропорционально  $(\omega - \omega_0)^{1/4}$ .

В области  $|\omega + i\nu| \gg \Omega$  ниже частот  $\omega_s$  существует серия линейно-поляризованных волн, для которых

$$\omega_s(q) = \omega_s \left[ 1 - \left( \frac{\alpha_{xx}^{(s)}}{1 + c^2 q^2 / \omega_p^2} \right)^2 \right],$$

$$\gamma_s(q) = \Gamma + 2\nu (\alpha_{xx}^{(s)})^2 (1 + c^2 q^2 / \omega_p^2)^{-3}. \quad (4)$$

Ось  $x$  выбрана вдоль вектора напряженности электрического поля волны. Ширина  $s$ -й полосы прозрачности равна  $\Delta\omega_s = \omega_s (\alpha_{xx}^{(s)})^2$ .

Поверхностный импеданс  $Z_{xx} = R - iX$  для волн со спектром (4) имеет асимметричные резонансные максимумы на предельных частотах  $\omega_s(0)$ . Вблизи резонанса

$$R_s(\omega) = X_s(\omega) = R_s^{(0)} \gamma_s \left\{ [\omega - \omega_s(0)]^2 + \gamma_s^2 \right\}^{-1/2}, \quad (5)$$

где

$$R_s^{(0)} = \frac{4\pi}{c} \frac{\omega_s(0)}{\omega_p} (\Delta\omega_s / \gamma_s)^{1/2}, \quad \gamma_s = \gamma_s(0).$$

Для существования рассматриваемых в этой работе волн необходимо, чтобы затухание  $\Gamma$  электронного резонанса было очень малым, меньшим  $\Omega$ . Возбужденное состояние системы представляет собой электрон вблизи уровня Ферми и

дырку на примесном уровне относительно глубоко под поверхностью Ферми. Электронное состояние вблизи  $\epsilon_F$  является долгоживущим. Однако дырка должна быстро затухать, например, за счет электрон-электронных взаимодействий. Это затухание  $\Gamma_1$  по порядку величины равно  $\xi^2 / \epsilon_F$  [6] где  $\xi$  — энергия частицы, отсчитанная от  $\epsilon_F$ .

Для Al с примесями Cu [4] в поле  $H = 10^4$  Э получаем  $\Gamma_1/\Gamma = 70$ ,  $\omega_0 = 6.6$  эВ,  $\Delta\omega_0/\omega_0 = 0.5 \cdot 10^{-7} (n_i/n_c)^2$ , а отношение величины максимума  $R[\omega_0(0)]$  (5) к вещественной части импеданса  $2\pi\nu/c\omega_p$  в отсутствие резонансного состояния равно  $2 \cdot 10^{-3}$ . Для оценок мы использовали  $F'$  в модели гауссова сепарабельного потенциала [7].

#### Список литературы

- [1] Канер Э. А., Ермолаев А. М. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 6. С. 2245—2256.
- [2] Канер Э. А., Ермолаев А. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 4. С. 1100—1106.
- [3] Лифшиц И. М., Гредескул С. А., Пастур Л. А. Введение в теорию неупорядоченных систем. М., 1982. 360 с.
- [4] Цише П., Леманн Г. Достижения электронной теории металлов: Пер. с нем. М., 1984. Т. 2. 664 с.
- [5] Kaner E. A., Skobov V. G. // Adv. Phys. 1968. V. 17. № 69. P. 605—747.
- [6] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 352 с.
- [7] Каганов М. И., Кляма С. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 8. С. 2360—2368.

Харьковский  
государственный университет

Поступило в Редакцию  
29 октября 1991 г.  
В окончательной редакции  
11 марта 1992 г.

УДК 537.311

© Физика твердого тела, том 34, № 7, 1992  
Solid State Physics, vol. 34, N 7, 1992

## КИНЕТИКА НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В SrTiO<sub>3</sub> В УСЛОВИЯХ ТРЕХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Э. М. Шахвердиев

В недавно опубликованной работе [1] сообщается о впервые обнаруженном нелинейном поглощении и сверхбыстрой релаксации (19—126 пс) возбуждения в отожженных в восстановительной среде ( $T = 1000^\circ\text{C}$ ) кристаллах SrTiO<sub>3</sub> при облучении ультракороткими импульсами ( $t_p = 20$  пс) лазерного излучения ( $\lambda = 1.08$  мкм). Установлено, что при интенсивностях  $I \approx 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> наблюдался спад пропускания образцов; при  $I \geq 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> происходило оптическое разрушение поверхности кристаллов. Сходное поведение пропускания обнаружено и в неокрашенных кристаллах SrTiO<sub>3</sub> (в том же диапазоне интенсивностей). По мнению авторов [1], эти данные не исключают возможности возрастания вероятности трехфотонных переходов между валентной зоной и зоной проводимости (условие  $3\hbar\omega > E_g$  выполняется, так как энергия фотона  $\hbar\omega = 1.17$  эВ, ширина запрещенной зоны SrTiO<sub>3</sub>  $E_g = 3.2$  эВ).

В настоящей работе исследуется кинетика неравновесных носителей и люминесценции в беспримесных кристаллах SrTiO<sub>3</sub> с учетом процессов трехфотонного поглощения интенсивного излучения пикосекундной длительности [1], квадратичной рекомбинации, автолокализации электронов зоны проводимости [2] и