

УВЛЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ ФОНОНАМИ В ПРОДОЛЬНЫХ КВАНТУЮЩИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В.М.Аснин, Н.И.Саблина, В.И.Степанов

В работе обнаружен магнитоакустический эффект в увлечении электронно-дырочных капель в германии длинноволновыми акустическими фононами.

Модель увлечения электронно-дырочных капель (ЭДК) в германии потоком неравновесных фононов, рождающихся в процессе безызлучательной оже-рекомбинации носителей тока в ЭДК была предложена и подробно рассмотрена в работах [1, 2]. В работах [3, 4] были приведены аргументы в пользу того, что основным механизмом такого увлечения является поглощение в каплях длинноволновых акустических фононов. Такие фононы, имеющие волновой вектор $q \approx 2k_F$ и энергию $\hbar q s \approx kT$ (s — скорость звука), могут интенсивно излучаться ЭДК, так как температура капель T_e отличается от температуры кристаллической решетки T_0 [5]. Разогрев капель обусловлен тем, что значительная доля энергии оже-частиц будет передаваться электронам и дыркам внутри капли, поскольку время релаксации по энергии оже-электрона при рассеянии на носителях тока и оптических фононах одного порядка [3].

Прямым следствием механизма увлечения ЭДК длинноволновыми акустическими фононами, испускаемыми каплями, является возможность наблюдения магнитоакустического эффекта при движении капель в продольных квантующих магнитных полях.

Рассмотрим электронную составляющую силы увлечения для ЭДК в германии¹⁾, создаваемую фононами, распространяющимися вдоль направления магнитного поля (ось z). В квантующих магнитных полях ($\hbar\omega_c \gg kT$) эта сила может быть представлена (для плоского случая и в расчете на одну электронно-дырочную пару) в следующем виде [1,6]

$$F_z = \frac{d_z^2 \alpha m_z m_c \omega_c}{(2\pi)^4 \hbar^3 \rho s n_c} \sum_n \int \hbar q_z N(q_z) \left[f_n \left(\frac{q_z}{2} - \frac{m_z s}{\hbar} \right) - f_n \left(\frac{q_z}{2} + \frac{m_z s}{\hbar} \right) \right] d^3 q \approx$$

$$\approx \frac{d_z^2 \alpha m_z m_c \omega_c}{(2\pi)^4 \hbar^3 \rho s n_c} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} \frac{1}{s^2} \sum_n \left[f \left(k_F^n - \frac{m_z s}{\hbar} \right) - f \left(k_F^n + \frac{m_z s}{\hbar} \right) \right]. \quad (1)$$

Здесь d_z — деформационный потенциал вдоль оси z , m_c и m_z — массы циклотронная и плотности состояний для электронов, ω_c — циклотронная час-

¹⁾ Деформационный потенциал электронов в германии больше, чем дырок [7], поэтому вкладом последних в эффект увлечения можно в первом приближении пренебречь.

тота, α — число электронных долин, ρ — плотность кристалла, s — скорость звука, n_0 — плотность ЭДК, $N(q_z)$ — концентрация неравновесных фононов, f — функции Ферми, $k_F^n = 1/\hbar \sqrt{2m_z} [\epsilon - (n + 1/2)\hbar\omega_c]$, $\partial\epsilon/\partial t$ —

плотность потока энергии фононов, n — номер ландау-зоны. При выводе (1) предполагалось, что можно пренебречь электрон-фононным рассеянием в направлении, перпендикулярном полю, и, следовательно, $q \approx q_z \approx 2k_F$ и $\hbar qs \approx kT$. Выражение для плотности потока энергии фононов из капель с точностью до множителя порядка единицы может быть записано в виде

$$\frac{\partial\epsilon}{\partial t} = \frac{k(T_e - T_0)}{\tau_\epsilon} \bar{n} l \approx \frac{k(T_e - T_0)}{\tau_p} \frac{m_z s^2}{kT_0} \bar{n} l = \bar{n} l \frac{\Delta T}{T_0} \frac{m_z s^2}{\tau_p}, \quad (2)$$

где \bar{n} — средняя концентрация электронно-дырочных пар в возбужденной области кристалла размером l , τ_ϵ и τ_p — времена релаксации электрона по энергии и импульсу соответственно. Используя для силы увлечения выражение (1) с учетом (2), получим для скорости дрейфового движения капель следующее соотношение¹⁾

$$v_z = \frac{F_z \tau_p}{(m_e + m_h)} = \frac{\bar{n}}{n_0} l \frac{d_z^2 a}{(2\pi)^4 \hbar^3 \rho s} \frac{m_z^2 m_c}{(m_e + m_h)} \frac{\Delta T}{T_0} \omega_c \sum_n \frac{\text{sh}\left(\frac{\hbar s k_F^n}{kT_e}\right)}{\text{ch}\left(\frac{m_z s^2}{2kT_e}\right) + \text{ch}\left(\frac{\hbar s k_F^n}{kT_e}\right)}. \quad (3)$$

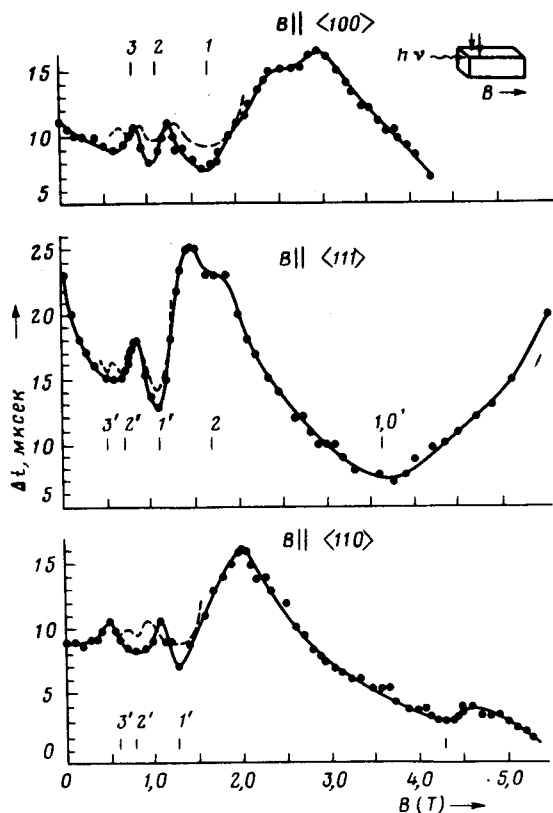
Анализ выражения (3) показывает, что скорость ЭДК будет осциллирующей функцией магнитного поля, причем, как видно из проведенного рассмотрения, эти осцилляции обусловлены осцилляциями силы увлечения.

Предварительные экспериментальные данные о наличии магнитоакустического эффекта в увлечении капель в германии представлены в работе [3]. Однако эти опыты делались в условиях, когда количественные характеристики эффекта могли быть в существенной степени искажены влиянием отраженных от противоположных граней образца потоков фононов. Для предотвращения этого явления в настоящей работе была использована такая геометрия опыта, при которой размер образца вдоль направления движения капель был гораздо больше длины пробега ЭДК (см. рисунок). Образцы в виде параллелепипедов $0,5 \times 0,5 \times 1,0$ см вырезались из чистого германия и помещались внутрь сверхпроводящего соленоида. В качестве детектора капель использовались точечные контактные p - n -переходы [10], установленные на одной из боковых граней образца на расстоянии $\approx 0,1$ см от передней грани, с которой осуществлялось возбуждение кристаллов. Источником

¹⁾ При выводе (3) считалось, что τ_p не зависит от скорости движения ЭДК.

Это справедливо при условии $v \ll \frac{kT_e}{2\hbar k_F^n} \approx \frac{\hbar qs}{2\hbar k_F^n} \approx s$ [8, 9].

возбуждения служили импульсы длительностью 1 мксек и частотой 400 гц от GaAs-лазера мощностью 15 вт. Размер области возбуждения был $0,2 \times 0,2$ см. В опытах измерялось время задержки прихода ЭДК на контакты относительно момента возбуждения в зависимости от величины продольного магнитного поля при постоянном уровне возбуждения. На рисунке показаны результаты измерений для различных ориентаций магнитного поля относительно осей кристалла. Пунктирной кривой представлены результаты расчетов осцилляций скорости по формуле (3). При этом для ориентаций $\mathbf{B} \parallel \langle 100 \rangle$ и $\mathbf{B} \parallel \langle 110 \rangle$ учитывался



Зависимость времени задержки прихода ЭДК на контакты относительно момента возбуждения от магнитного поля. Сплошная кривая — эксперимент, пунктирная — расчет. Плотность мощности возбуждения $P = 150$ вт/см², $T_0 = 1,8$ К. Цифрами отмечены номера зон Ландау электронов ответственных за соответствующие минимумы времени задержки (цифры со штрихом обозначают "легкие" зоны). Экспериментальные и расчетные кривые совмещены в точке максимума между осцилляциями $n = 1, (1')$ и $n = 2, (2')$

вклад только "легких" зон Ландау, имеющих минимальное значение m_c и максимальное m_{z*} . В соответствии с анизотропией деформационного потенциала электронов в германии [7, 11] для ориентаций $\mathbf{B} \parallel \langle 100 \rangle$ и $\mathbf{B} \parallel \langle 110 \rangle$ учитывалось взаимодействие только с поперечными, а для ориентации $\mathbf{B} \parallel \langle 111 \rangle$ только с продольными фононами. Предполагалось также, что положение уровня Ферми электронов не зависит от магнитного поля и равно 2,5 мэв [5]. Выражение (3) в виду приближенного характера его вывода, не может дать полного количественного описания результатов эксперимента. Однако, как видно из рисунка, расчет хорошо описывает как положение минимумов времени задержки (максимумов скорости), так и их относительную величину, если учесть, что осцилляции с $n > 2$ для ориентации $\mathbf{B} \parallel \langle 100 \rangle$ и $n > 1$ для остальных слу-

чаев не разрешаются экспериментально. Отметим также, что формула (3) дает правильное по порядку величины значение скорости капель при подстановке в нее параметров, характерных для германия и соответствующих экспериментальным условиям значений $\bar{n} \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $l \approx 0,1 \text{ см}$, $T = 1,8 \text{ К}$ и $\Delta T \approx 0,1 \text{ К}$ [5]. Описание поведения скорости капель в полях, больших $2T$, требует учета зависимости основных параметров ЭДК от магнитного поля, а также вклада дырок в эффект увлечения.

В заключение отметим, что наблюдение магнитоакустического эффекта доказывает факт увлечения капель длинноволновыми акустическими фононами, испускаемыми ЭДК.

Авторы благодарят А.А.Рогачева за интерес и внимание к работе, И.Н.Ясиевич за полезное обсуждение вопросов, затронутых в статье.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 апреля 1978 г.

Литература

- [1] В.С.Багаев, Л.В.Келдыш, Н.И.Сибельдин, В.А.Цветков. ЖЭТФ, **70**, 702, 1976.
- [2] Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, **23**, 100, 1976.
- [3] В.М.Аснин, А.А.Рогачев, Н.И.Саблина, В.И.Степанов. ФТТ, **19**, 3150, 1977.
- [4] J. C. Hensel, R. C. Dynes (в печати).
- [5] J. C. Hensel, T. G. Phillips, G. A. Thomas. Sol. St. Phys., **32**, Acad. Press., N. Y., 1978.
- [6] В.Л.Гуревич, В.Г.Скобов, Ю.А.Фирсов. ЖЭТФ, **40**, 786, 1961.
- [7] K. Murase, K. Eujouji, E. Otsuka. J. Phys. Sol. Jap., **29**, 1248, 1970; H. Fujijasu, K. Murase, E. Otsuka. J. Phys. Soc. Jap., **29**, 685, 1970.
- [8] Л.В.Келдыш. Экситоны в полупроводниках, М., изд. Наука, 1971, стр. 5.
- [9] A. Manoliu, C. Kittel. Sol. St. Comm., **21**, 641, 1977.
- [10] В.М.Аснин, А.А.Рогачев, Н.И.Саблина. Письма в ЖЭТФ, **11**, 162, 1970; ФТТ, **14**, 399, 1972.
- [11] Э.Конзуэлл. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, М., изд. Мир, 1970.