

КВАНТОВО-ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ФОТОТОК ПРИ ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ СОСТОЯНИЯМИ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

А.П.Дмитриев, С.А.Емельянов, Я.В.Терентьев,
И.Д.Ярошецкий

Ранее сообщалось об обнаружении нового явления – квантово-интерференционного резонансного фототока ¹. В настоящей работе показано, что эффект имеет место не только при переходах между связанными состояниями электрона, но и при переходах свободных электронов, что свидетельствует о фундаментальности явления. Построена количественная теория и проведено сравнение с экспериментом.

Исследования проводились в *n*-InSb в области оптических переходов с переворотом спина. Эксперименты выполнялись в геометрии Фарадея на образцах со сравнительно большой концентрацией электронов ($n_0 = 5,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Источником излучения служил импульсный лазер с оптической накачкой ². Длина волны 90,6 мкм, длительность импульса 40 нс, интенсивность $I \sim 30 \text{ Вт/см}^2$. Свет был циркулярно поляризован. Измерялась быстрая ($\sim 40 \text{ нс}$) составляющая продольного по отношению к свету фототока. Геометрия эксперимента показана на вставке к рис. 1.

Зависимости фототока j от величины магнитного поля H для активной и неактивной поляризации света приведены на рис. 1. При неактивной поляризации (кривая *a*) наблюдаются два резонанса фототока. Их положение по магнитному полю указывает на то, что резонанс А соответствует примесным спиновым переходам $000^+ \rightarrow 000^-$, а Б – зона-зонным спиновым переходам $0^+ \rightarrow 0^-$ ^{1, 3}. Оба резонанса обладают следующими характерными особенностями. 1. Глубина модуляции фона резонансным сигналом может превышать 100 %, хотя соответствующие переходы почти запрещены. 2. Крылья резонансных кривых спадают относительно медленно ($\sim 1/\delta H$, где $\delta H = H - H_{\text{рез}}$ – отстройка от резонанса по магнитному полю), тогда как контур поглощения лоренцевский ³. 3. Эффект нечетен по волновому вектору фотона \vec{k} , четен по H и отсутствует при активной поляризации света (кривая *b*).

Резонанс А обсуждался нами ранее в работе ¹, где было показано, что он связан с квантовой интерференцией оптических переходов электрона с примеси в зону. В данной работе рассматривается резонанс свободных электронов Б. На первый взгляд может показаться, что он обусловлен прямыми межзонными переходами $0^+ \rightarrow 0^-$. Это, однако, не так. Действительно, в *n*-InSb такие переходы могут быть электродипольными (за счет k^3 -членов в гамильтониане) или магнитодипольными. Первая из этих возможностей исключена, т. к. в наших экспериментах свет распространялся вдоль главной оси кристалла ^{4, 5}. Вероятность же магнитодипольного перехода очень мала и, как показали оценки, сам по себе он не может привести к заметному вкладу в фототок.

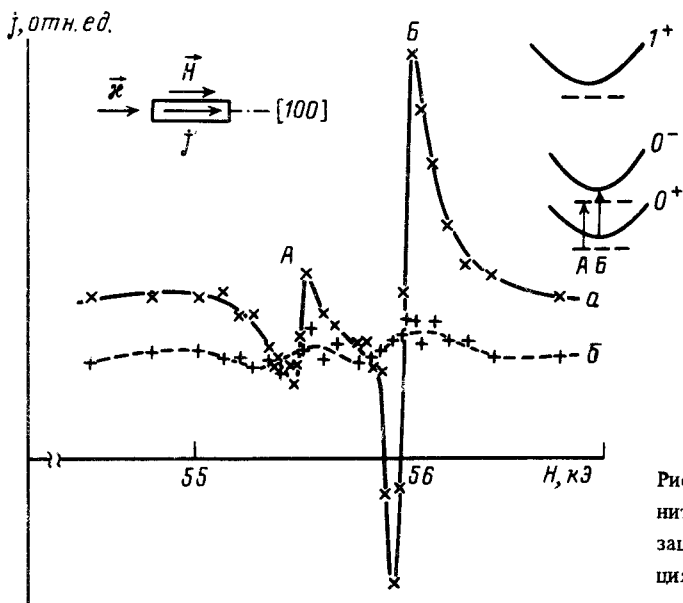


Рис. 1. Зависимость фототока от магнитного поля. *a* — неактивная поляризация света, *б* — активная поляризация

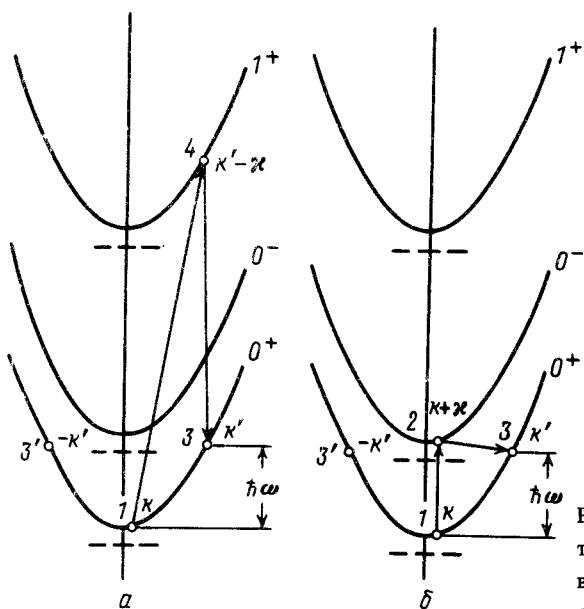


Рис. 2. Схема электродипольного (*a*) и магнитодипольного (*б*) переходов из состояния 1 в состояние 3 под действием света неактивной поляризации

Мы считаем, что зона-зонный резонанс, как и примесный, объясняется квантовой интерференцией двух оптических переходов, один из которых содержит промежуточное резонансное состояние. Однако, если в случае примесного резонанса роль такого состояния играет дискретный уровень 000^- , то в случае зона-зонного резонанса — состояния свободного электрона в зоне 0^- . Кроме того, соответствующие оптические переходы являются непрямыми и происходят с одновременным рассеянием электрона на заряженных примесях.

Один из этих переходов изображен на рис. 2а. За счет кулоновского взаимодействия с примесью электрон рассеивается из начального состояния 1 в зоне 0^+ в промежуточное состояние 4 в зоне 1^+ , а затем, поглощая квант света, переходит в конечное состояние 3. Амплитуда такого перехода P равна произведению матричного элемента потенциала примесей V_{41} на матричный элемент оптического перехода $4 \rightarrow 3$, отнесенному к разности энергий конечного и промежуточного состояний:

$$P = - \frac{eE\hbar}{m^* \omega a_H} \frac{V_{41}}{\epsilon_{k'} - \epsilon_{k'-\kappa} - \hbar\omega_c - \hbar\omega} \quad (1)$$

где E — электрическое поле волны в кристалле, m^* — эффективная масса, ω — частота излучения, ω_c — циклотронная частота, a_H — магнитная длина, V_{41} — матричный элемент потенциала примесей между состояниями 1 и 4, $\epsilon_{k'-\kappa}$ и $\epsilon_{k'}$ — энергии электрона в состояниях 4 и 3 отсчитанных от дна 1^+ и 0^+ зон соответственно (индексы обозначают продольные по отношению к \mathbf{H} импульсы электрона в состояниях 4 и 3). Очевидно, что знаменатель этого выражения не является резонансным, т. к. $\epsilon_{k'-\kappa} + \hbar\omega_c + \hbar\omega - \epsilon_{k'} \approx \hbar\omega_c + \hbar\omega$.

Второй переход изображен на рис. 2б. Это магнитодипольный переход $1 \rightarrow 2$ с последующим переходом $2 \rightarrow 3$ за счет спин-орбитального рассеяния на примеси. Его амплитуду можно записать в виде:

$$R = - \kappa \frac{\alpha k |g| \mu_B c E}{\omega \hbar^2 a_H} \frac{V_{23}}{\epsilon_{k'} - \epsilon_{k+\kappa} - \epsilon_S}; \quad \alpha = \frac{\hbar^2 \Delta (2\epsilon_g + \Delta) p^2}{3m_0^2 \epsilon_g^2 (\epsilon_g + \Delta)^2} \quad (2)$$

где $g \approx -50$ — g -фактор электрона в InSb, μ_B — магнетон Бора, ϵ_S — зеемановское расщепление нулевой зоны Ландау, Δ — спин-орбитальное расщепление валентной зоны, p — межзонный матричный элемент импульса, m_0 — масса свободного электрона. Знаменатель этого выражения является резонансным, т. к. $\epsilon_{k'} - \epsilon_{k+\kappa} - \epsilon_S \approx \hbar\omega - \epsilon_S$. Разумеется, интерферируют лишь те переходы, которые обусловлены взаимодействием электрона с одной и той же примесью¹⁾.

Полная вероятность перехода W из 1 в 3 пропорциональна квадрату полной амплитуды перехода $M = P + R$, т. е. $W \sim |P|^2 + |R|^2 + P^*R + PR^*$. При вычислении фототока важен лишь линейный по κ вклад в W . Такой вклад имеется, во-первых, в $|P|^2$ и обуславливает фоновый фототок. Во-вторых, вектору \vec{k} пропорционально интерференционное слагаемое (т. к. $R \sim \kappa$), которое отвечает за резонансную часть фототока.

Аналогичным образом получается выражение для вероятности перехода электрона из 1 в точку $3'$, симметричную к 3 (рис. 2).

Фототок j пропорционален разности W и W' . При этом интерференционные слагаемые $PR^* + P^*R$ и $P'R'^* + P'^*R$ суммируются, т. к. амплитуда R' отличается от R знаком вследствие нечетности по импульсу электрона оператора спин-орбитального взаимодействия.

¹⁾ В нашей первой работе¹ на основании оценок утверждалось, что в случае примесного резонанса одним из интерферирующих переходов является переход $000^+ \rightarrow 0^+$ с одновременным резонансным рассеянием на уровне 000^- . Точный расчет, однако, показал, что и в этом случае главным является магнитодипольный переход $000^+ \rightarrow 000^-$ с последующим распадом состояния 000^- в зону 0^+ .

Полагая, что релаксация импульса обусловлена рассеянием на примесях, для фототока получим:

$$j = en \frac{\kappa}{m} \frac{I}{I^*} \left(1 + \frac{H^*}{\delta H} \right), \quad (3)$$

где n – концентрация электронов в зоне 0^+ ; I^* и H^* – величины, зависящие от $\hbar\omega$, $H_{рез}$, температуры и зонных параметров кристалла и в условиях эксперимента равные соответственно $6,2 \cdot 10^5$ Вт/см² и 20 Э. Это выражение хорошо описывает перечисленные ранее закономерности. Интересно отметить, что фототок оказался независимым от концентрации примесей N . Так получилось потому, что вероятность переходов $W \sim N$, а время релаксации по импульсу $\tau_p \sim N^{-1}$.

В заключение отметим, что нами было проведено количественное сравнение теории с экспериментом. Оказалось, что согласие достигается, если принять, что число электронов в зоне составляет примерно 10 % от их полной концентрации. Это представляется вполне разумным, если учесть фотоионизацию примеси достаточно интенсивным излучением ($I \approx 30$ Вт/см²).

Литература

1. Дмитриев А.П., и др. Письма в ЖЭТФ, 1989, **49**, 506.
2. Ганичев С.Д. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, **35**, 297.
3. McCombe B.D., Wagner R.J. Proc. 11-th Int. Conf. Phys. Semicond, Warsaw, 1972, **1**, 321.
4. Рашба Э.И., Шлека В.И. ФТТ, 1961, **3**, 1735.
5. Chen G.F. et al. Phys. Rev. B, 1985, **32**, 890.

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

Поступила в редакцию
5 марта 1990 г.