

## СПИН-ФЛИП РЕЗОНАНС ФОТОПРОВОДИМОСТИ И МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ

*Х. Пашер, Э. М. Скок, Х. Хефеле*

В настоящей статье мы сообщаем о первом наблюдении спин-флип резонанса фотопроводимости и магнитосопротивления, возникающего вследствие комбинационного рассеяния света на свободных носителях в квантующих магнитных полях.

Переходы между спиновыми подуровнями Ландау в полупроводнике при комбинационном рассеянии лазерного излучения с частотой  $\omega_H$  сопровождаются генерацией новой волны с частотой  $\omega_s$ , подчиняющейся соотношению

$$\hbar \omega_s = \hbar \omega_H - g \mu H, \quad (1)$$

где  $g$  — эффективный фактор Ланде электронов проводимости (исследуется полупроводник  $n$ -типа),  $\mu$  — магнетон Бора,  $H$  — магнитное поле.

Если на образец одновременно с накачкой  $\omega_H$ , интенсивность которой ниже порога генерации вынужденного комбинационного рассеяния, посылается слабый тестовый сигнал частоты  $\omega_s$ , то при выполнении условия (1) последний будет резонансно усиливаться. Полупроводники, в отличие от диэлектриков (жидкостей и газов), позволяют прояснить некоторые принципиальные детали такого нелинейного взаимодействия лазерного излучения с веществом, если помимо чисто оптических методов использовать электронные транспортные эффекты, разыгрывающиеся на фоне комбинационного рассеяния.

Нами исследовались образцы антимонида индия с вырожденным ( $n = 1,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ;  $u^{77} = 7,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ) и невырожденным ( $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ;  $u^{77} = 8 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ) электронным газом. Условия эксперимента и оптическая схема для измерения кривой усиления  $G(H)$  были аналогичны, описанным в <sup>1</sup>. Фотопроводимость  $\partial\sigma/\partial I$  измерялась обычным методом синхронного детектирования, а в качестве источника тока использовалась батарея элементов с большим балластным сопротивлением. Для измерения резонансов магнитосопротивления, с целью исключения монотонной составляющей нами применялся метод модуляции магнитного поля и синхронного детектирования на второй гармонике <sup>2</sup>, который успешно был испытан ранее при исследовании магнитофонных осцилляций в антимониде индия <sup>3</sup>.

В качестве накачки и тестового сигнала бралось коллинеарное излучение двух СО-лазеров, причем энергия  $\hbar \omega_H$  подбиралась намного меньше ширины запрещенной зоны InSb, но такой, чтобы межзонным поглощением можно было пренебречь по сравнению с поглоще-

нием на свободных носителях. Магнитное поле было перпендикулярно направлению распространения излучения, вдоль которого пропускался ток и снималась разность потенциалов.

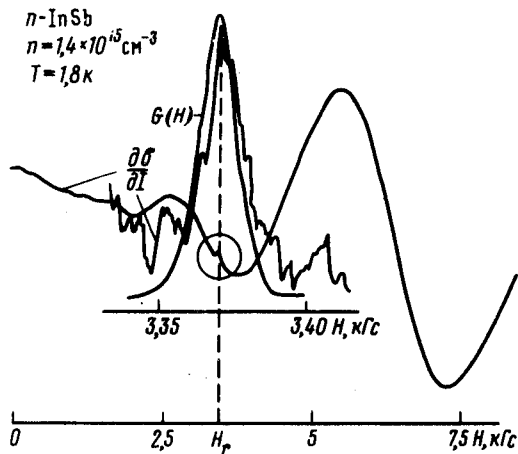


Рис. 1. Зависимость фотопроводимости от магнитного поля  $G(H)$  – кривая усиления стоксовой компоненты

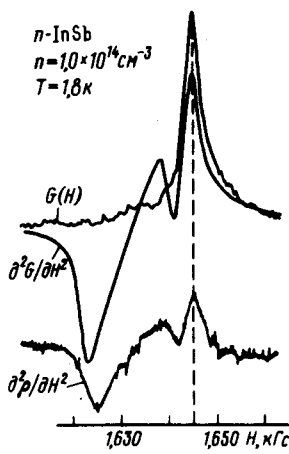


Рис. 2

Рис. 2. Кривая усиления  $G(H)$ , ее вторая производная  $\frac{d^2G}{dH^2}$  и вторая производная магнитосопротивления  $\frac{d^2\rho}{dH^2}$

Кривая фотопроводимости (рис.1) для вырожденного образца осциллирует с ростом магнитного поля, причем минимумы соответствуют положению максимумов Шубникова – де Газа на кривой магнитосопротивления. Спин-флип резонанс (отмечено кружком на рис.1) проявляется в виде слабого пика при магнитном поле, удовлетворяющем условию (1). В центре этот резонанс  $\frac{\partial\sigma}{\partial I}$  показан в другом масштабе вместе с кривой усиления  $G(H)$ , представляющей собой сигнал, снимаемый с фотоприемника, настроенного на стоксовую частоту  $\omega_s$ . Таким образом, происходит не только усиление стоксовой компоненты рассеянного света при условии (1), но наблюдается также резонансное возрастание фотопроводимости. В основе этого явления могут лежать две причины: либо резонансное изменение концентрации  $n$ , либо подвижности  $u$ , поскольку в общем случае:

$$\frac{\partial\sigma}{\partial I} = e \frac{\partial n}{\partial I} u + en \frac{\partial u}{\partial I} \quad (2)$$

Для выяснения вкладов, мы исследовали поведение магнитосопротивления (МС) вблизи резонанса (1). Известно <sup>4</sup>, что в квантующих магнитных полях, проводимость в направлении перпендикулярном магнитному полю отлична от нуля только при наличии рассеяния. Причем, для невырожденной статистики и рассеяния на ионах примеси поперечное МС  $\rho$  практически не зависит от концентрации носителей, но очень чувствительно к изменению процесса рассеяния.

На рис.2 показана зависимость  $\frac{d^2\rho}{dH^2}$ , в присутствии излучений  $\omega_H$  и  $\omega_s$ , вместе с кривой усиления  $G(H)$  и ее второй производной. Видно, что метод модуляции магнитного поля позволяет разрешить тонкую структуру кривой усиления, которая полностью повторяется в МС. В вырожденных образцах нам удалось наблюдать резонанс МС только в полях вблизи суперквантового предела и выше, когда в отсутствие комбинационного рассеяния электроны занимают, в основном, нижний спиновый подуровень.

Описанные экспериментальные факты позволяют объяснить механизм усиления слабого сигнала при комбинационном спин-флип рассеянии.

Принято считать <sup>5</sup>, что при нелинейном взаимодействии двух волн в среде при резонансе (1) не происходит изменения в населенности уровней, а возрастание тестового сигнала объясняется только фазировкой спонтанного рассеяния и сведением излучения в направлении тес-

тового сигнала. Однако, наблюдаемый нами резонанс МС и фотопроводимости может возникнуть только при возбуждении в момент резонанса (1) дополнительных электронов на верхний спиновый уровень. Таким образом, усиление слабого сигнала при спин-флип рассеянии связано с двумя процессами: повышением степени когерентности спонтанного комбинационного рассеяния, сопровождающемся фокусировкой стоксовой волны в направлении тестового сигнала и возрастанием интенсивности рассеяния, приводящем к резонансному увеличению заселенности верхнего спинового состояния.

В заключение назовем причины, могущие вызвать изменение подвижности при резонансе. Во-первых, из-за непараболичности спектра эффективная масса носителей на нижнем и верхнем спиновом подуровнях различна, а следовательно, различна и подвижность. Во-вторых, в процессе спин-флип релаксации электроны переходят на нижний уровень и становятся разогретыми. Подвижность таких носителей отлична от подвижности электронов, находящихся в основном состоянии.

Третья причина связана с локализованными спинами, взаимодействие с которыми приводит к разной подвижности электронов, находящихся на разных спиновых уровнях. Наконец, в вырожденных образцах при полях, когда в комбинационном рассеянии участвуют, в основном, электроны с  $K_z = 0$ , в проводимость на нижнем уровне дают вклад носители с энергией порядка фермиевской, а на верхнем — с энергией порядка  $K_0 T$  и характер их рассеяния на ионах примеси различен.

Факт наблюдения нами резонанса МС только вблизи суперквантового предела позволяет считать последний механизм ответственным, в основном, за изменение подвижности носителей и формирование резонанса фотопроводимости и МС.

Настоящая работа была проведена в Вюрцбургском университете (ФРГ) и финансировалась фондом имени Александра фон Гумбольдта.

#### Литература

1. Pascher H., Appold G., Ebert R., Hafele H.G. Appl. Phys., 1978, 15, 53.
2. Ketterson J.B., Eckstein J. Rev. Sci. Instrum., 1966, 37, 44.
3. Kravchenko A.F., Ivanov E.V., Morozov B.V., Skok E.M., Romanov A.A., Zot'ev B.P. Phys. Stat. Sol. (a), 1974, 26, 267.
4. Adams E.W., Holstein T.D. J. Phys. Chem. Solids, 1959, 10, 254.
5. Ахманов С.А., Коротеев Н.И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М.: Наука, 1981 г.