

ГИГАНТСКИЙ ФОТОТОК В ДВУМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПАРАЛЛЕЛЬНОМ 2D-СЛОЮ

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

*Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР
194021, Ленинград*

Поступила в редакцию 8 августа 1991 г.

Обнаружен гигантский фототок в структуре с одиночной квантовой ямой GaSb/InAs/GaSb в магнитном поле B параллельном поверхности образца. Ток протекает в плоскости 2D-слоя перпендикулярно магнитному полю и не зависит от направления возбуждающего излучения. Фотоответ повторяет форму лазерного импульса ($\tau_i = 100$ нс), его величина возрастает с ростом B и уже при $B = 4,5$ Т и интенсивности излучения $I = 2$ кВт/см 2 плотность тока достигает значения 10 кА/см 2 . Предложена модель явления основанная на существовании петли экстремумов в энергетическом спектре электронов в яме.

В настоящей работе сообщается об обнаружении гигантского фототока в структуре с одиночной квантовой ямой GaSb/InAs/GaSb при приложении магнитного поля вдоль 2D-слоя. В качестве источника излучения использовался импульсный D₂O-лазер с оптической накачкой. Длина волны излучения 385 мкм (энергия кванта $\hbar\omega = 3,2$ мэВ), длительность импульса $\tau_i = 100$ нс, интенсивность излучения $I = 2$ кВт/см 2 .

Структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs. Толщины буферного слоя GaSb, квантовой ямы InAs и верхнего слоя GaSb составляли соответственно 1 мкм, 20 нм и 20 нм. Использовались структуры с $n_s = 1,1 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$ и $\mu = 5 \cdot 10^4$ см 2 /В·с при $T = 77$ К. В эксперименте образцы помещались в полость сверхпроводящего соленоида при $T = 4,2$ К.

Геометрия эксперимента представлена на вставке к рис.1. Магнитное поле прикладывалось вдоль 2D-слоя, свет направлялся по нормали к плоскости образца, а фототок j измерялся в плоскости 2D-слоя перпендикулярно направлению магнитного поля. Регистрировался малоинерционный фотоответ повторяющий форму лазерного импульса. Результаты измерений для двух противоположных направлений магнитного поля представлены на рис.1 (кривые a , b). Видно, что с увеличением магнитного поля наблюдается сильный рост фототока, который уже при $B = 4,5$ Т достигает гигантской величины 10 кА/см 2 (элементарный расчет дает напряжение холостого хода 7 В для экспериментального образца 3 × 5 мм). Изменение направления магнитного поля на противоположное приводит к изменению знака фототока, а изменение направления возбуждающего света заметного влияния на эффект не оказывает. В направлении вдоль магнитного поля также наблюдается некоторый фототок составляющий, однако, 5% от описанного выше (кривые c , d на рис.1). На наш взгляд его существование вполне может быть объяснено небольшими отклонениями от требуемой геометрии эксперимента.

Для объяснения экспериментальных результатов мы предлагаем следующую модель. Известно, что в структурах GaSb/InAs/GaSb, если не принимать специальных мер, количество зарядов на одном из интерфейсов существенно превосходит их количество на другом¹. Это приводит к появлению сильного

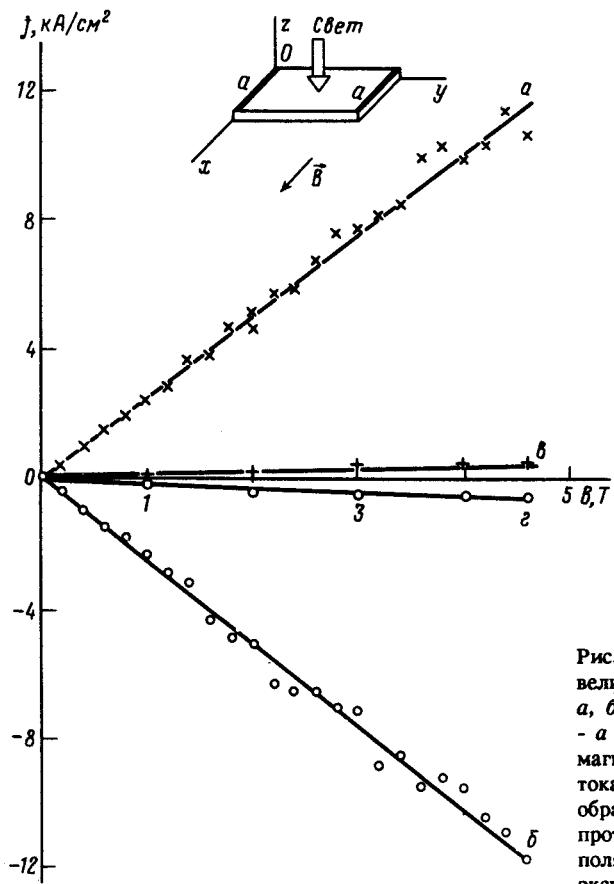


Рис. 1. Зависимость плотности фототока от величины и направления магнитного поля: *a*, *b* - плотность фототока через контакты *a*-*a* для двух противоположных направлений магнитного поля, *c*, *z* - плотность фототока через контакты *a*-*a* после разворота образца на 90° вокруг оси *OZ* для двух противоположных направлений магнитного поля. На вставке изображена геометрия экспериментов

(до 10^5 В/см) электрического поля, вследствие чего, из-за спин-орбитального взаимодействия, согласно ², в энергетическом спектре электронов появляется петля экстремумов (рис.2а):

$$\epsilon^\pm(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \alpha k,$$

где m^* - эффективная масса, k - волновой вектор электрона, α - коэффициент определяющийся свойствами данной системы. Использованная нами структура была выращена по той же технологии, что и структура, использованная в работе ³, где существование кольца экстремумов было подтверждено экспериментально.

Если к такой структуре приложить магнитное поле вдоль $2D$ -слоя, например, в направлении *OX*, то спектр для движения электронов в плоскости *XY* изменится и примет вид

$$\epsilon^\pm(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \sqrt{(\alpha k_y + \frac{1}{2}g\mu_B B)^2 + \alpha^2 k_x^2},$$

где g - g -фактор электрона. Спектры электрона в направлениях *OY* и *OX* приведены на рис.2 *б*, *в* соответственно. Существенно, что в направлении *OY* спектр становится резко асимметричным. В результате энергии и, следовательно, заселенности состояний с волновыми векторами k и $-k$ оказываются различными. Разумеется, энергетический спектр в пространстве скоростей

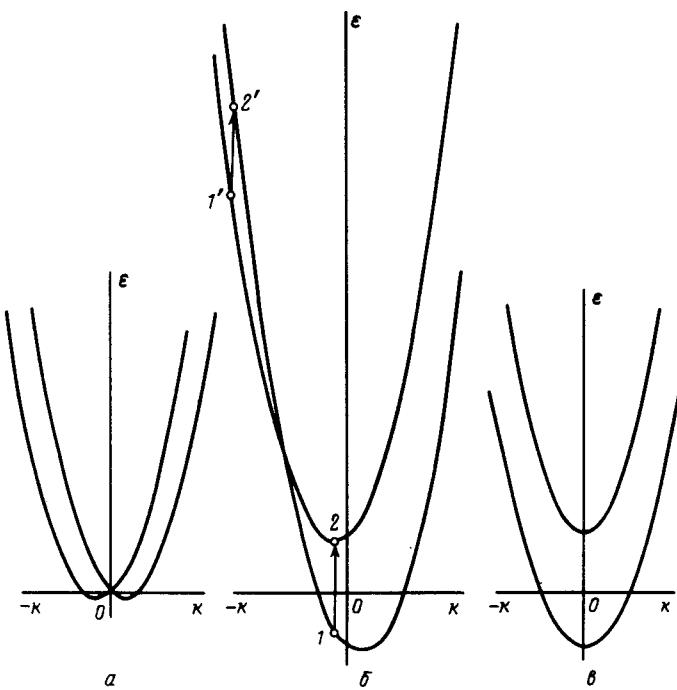


Рис. 2. Энергетический спектр электронов в квантовой яме: *a* - в отсутствие внешнего магнитного поля, *b* - в направлении *OY* при приложении внешнего магнитного поля в направлении *OX*, *c* - в направлении *OX* при приложении внешнего магнитного поля в направлении *OX*. На рис.*b* показана также схема оптических переходов под действием света с энергией кванта 3,2 мэВ во внешнем магнитном поле 4,5 Т

$(v = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon}{\partial k})$ остается симметричным, так что заселенности состояний с противоположными скоростями по-прежнему одинаковы.

Под действием света происходят оптические переходы между двумя ветвями спектра через виртуальные состояния в валентной зоне InAs⁴ (рис.2б). В импульсном пространстве переходы вертикальны, тогда как в пространстве скоростей они существенно наклонены. Электрический ток возникает из-за различия заселенностей начальных состояний 1 и 1' и различия скоростей в начальной и конечной точках оптического перехода. С ростом магнитного поля различие в заселенности увеличивается, вследствие чего увеличивается и ток.

В продольном по отношению к магнитному полю направлении ток не возникает, так как спектр в этом направлении симметричен (см. рис.2в).

В исследованном образце с шириной ямы 20 нм первый уровень размерного квантования расположен примерно на 70 мэВ ниже уровня Ферми, тогда как второй уровень практически совпадает с ним. Из проведенных нами оценок с учетом конкретной величины энергии кванта света и коэффициента α для данной ямы ($\alpha = 3 \cdot 10^{-9}$ эВ·см согласно³) следует, что в актуальном диапазоне магнитных полей переходы между состояниями первого уровня размерного квантования невозможны, так как их начальные и конечные точки лежат глубоко под уровнем Ферми. Для второго уровня размерного квантования начальная точка перехода $1 \rightarrow 2$ (рис.2б) с ростом смещается вниз по энергии, оставаясь при этом вблизи уровня Ферми. Начальная же энергия для перехода $1' \rightarrow 2'$ с ростом *B* существенно возрастает и этот переход заметного вклада в

ток, по-видимому, не вносит. Отметим, что положение уровня Ферми в данной системе известно с точностью до нескольких миллиэлектронвольт. Это, однако, несущественно, так как в условиях эксперимента имеет место значительный (того же порядка) разогрев электронного газа интенсивным возбуждающим излучением.

Отметим также, что, кроме рассмотренного механизма, в наших условиях возможно появление тока связанного с релаксацией электронов разогретых по одной спиновой подзоне при их рассеянии в другую подзону⁵.

Детальное исследование обнаруженного явления потребует, очевидно, дополнительных экспериментальных и теоретических работ, которые будут проведены нами в ближайшее время.

Авторы благодарят Пикуса Г.Е., Лянда-Геллера Ю.Б., Субашиева А.В. и Герчикова Л.Г. за полезные обсуждения.

-
1. Luo J., Munekata H., Fang F.F., Stiles P.J. Phys. Rev. B, 1988, 38, 10142.
 2. Бычков Ю.А., Рашба Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 66.
 3. Иванов Ю.Л., Копьев П.С., Сучалкин С.Д., Устинов В.М. Письма в ЖЭТФ, 1991, 53, 470.
 4. Пикус Г.Е., Марущак В.А., Титков А.Н. ФТП, 1988, 22, 185.
 5. Ивченко Е.Л., Ланда-Геллер Ю.Б., Пикус Г.Е. ЖЭТФ, 1990, 98, 989.