

**И. В. Кукушкин, В. Б. Тимофеев.** Плотность состояний двумерных электронов в поперечном квантующем магнитном поле. Вопрос о плотности электронных состояний при наличии случайного потенциала дефектов находится в центре обсуждения энергетического спектра двумерных (2D)-систем в поперечном магнитном поле<sup>1</sup>. Этот вопрос особенно актуален в связи с необходимостью микроскопического описания магнитотранспортных свойств двумерных слоев простран-

ственного заряда в широком диапазоне изменений заполнения квантовых состояний электронами. Для построения микроскопической теории необходимо иметь достаточно полную информацию о беспорядке в системе, а именно о случайном потенциале (его амплитуде и линейном масштабе), связанном с рассеивающими центрами. Не менее важен вопрос об экранировании флуктуации случайного потенциала при изменении заполнения квантовых состояний электронами. Очерченный круг задач можно решить экспериментально в рамках спектроскопического метода, с помощью которого

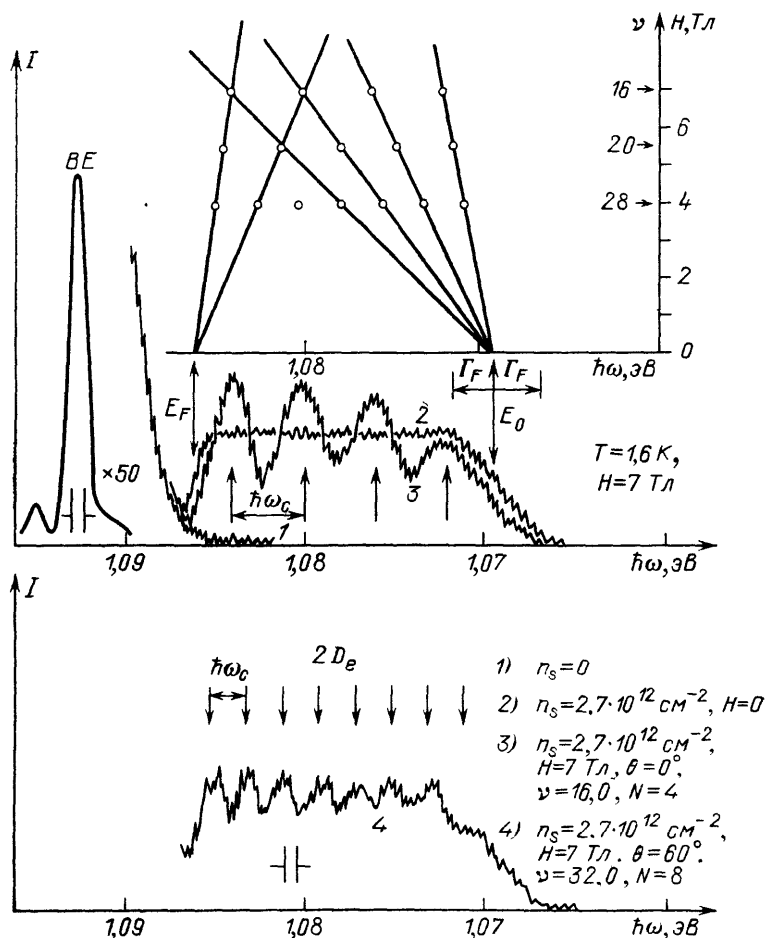


Рис. 1. Спектры излучательной рекомбинации 2D-электронов с фотовозбужденными дырками (линии 2D), измеренные при мощности подсветки  $W = 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$ ,  $T = 1,6 \text{ К}$ , концентрации 2D-электронов  $n_s = 2,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  в условиях, когда магнитное поле  $H = 0$  (спектр 2),  $H = 7 \text{ Тл}$  и строго перпендикулярно 2D-слою (спектр 3),  $H = 7 \text{ Тл}$  и поле наклонено по отношению к нормали к интерфейсу на угол  $60^\circ$  (спектр 4). Спектр 1 получен в условиях, когда  $n_s = 0$ . Линия  $BE$  отвечает излучению из объема кристалла экситонов, связанных на атомах бора. В верхней части рисунка показан веер уровней Ландау, с помощью которого в пределе  $H \rightarrow 0$  определяются энергия дна зоны размерного квантования  $E_0$  и энергия Ферми  $E_F$ .

исследуется энергетическое распределение одночастичной плотности электронных состояний —  $D(E)$ . Метод основывается на измерениях спектров люминесценции, связанной с излучательной рекомбинацией 2D-электронов с фотовозбужденными дырками в кремниевых структурах металл — диэлектрик — полупроводник (p-Si (001)-МДП-структурах)<sup>2</sup>. С помощью данного метода, который подробно описан в<sup>3</sup>, удастся проследить, как изменяется энергетическое распределение плотности состояний (ПС) при вариации.

заполнения уровней Ландау электронами, в также в зависимости от амплитуды и линейного масштаба длиннопериодных флуктуации случайного потенциала, магнитного поля и электронной подвижности.

Рис. 1 демонстрирует, что в отсутствие магнитного поля спектр люминесценции 2D-электронов представляет собой ступенчатую функцию энергии (спектр 2) в соответствии с постоянством ПС при  $H = 0$ . В поперечном магнитном поле возникает структура, связанная с квантованием Ландау (спектр 3). Величины энергий, соответствующих дну зоны размерного квантования  $E_0$  и уровню Ферми  $E_F$ , при заданной концентрации 2D-электронов

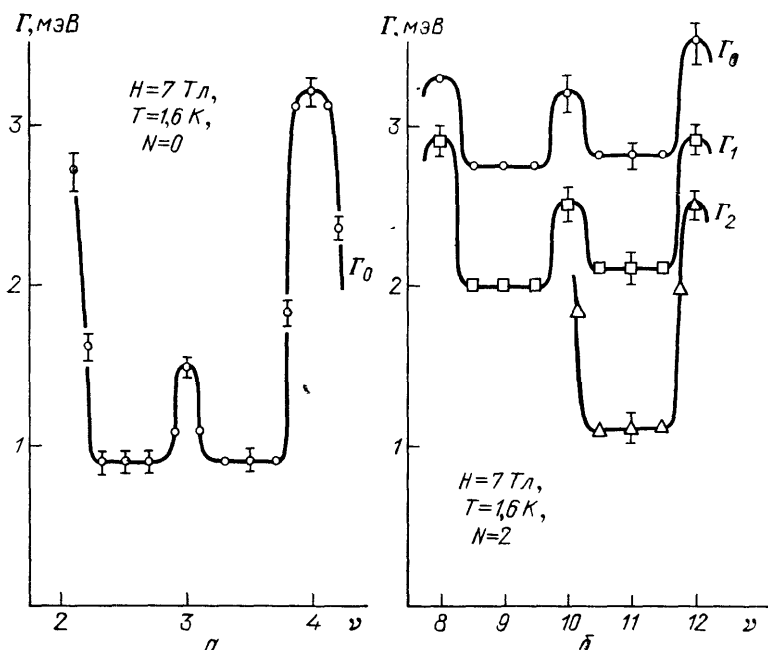


Рис. 2. Зависимости ширины уровней Ландау  $\Gamma$  от фактора заполнения  $\nu$  ( $\nu \equiv n_s \hbar / eB$ ) при  $H = 7$  Тл,  $T = 1,6$  К,  $W = 10^3$  Вт/см<sup>2</sup> для различных уровней Ландау  $N$ .

$n_s$  определяются известным построением веера уровней Ландау (см. верхнюю часть рисунка). Двумерный характер исследуемой электронной системы доказывается по закономерному изменению масштаба квантования  $\hbar\omega_c$  при изменении угла наклона интерфейса относительно направления магнитного поля, которое при этом поддерживается постоянным (спектр 4).

Обнаружено, что ширины линий люминесценции, которые отражают ширину пиков плотности состояний на уровнях Ландау, осциллируют при изменении заполнения уровней электронами (от фактора заполнения)<sup>4</sup>. Осцилляции наблюдаются не только при работе с одним, но и несколькими уровнями Ландау, когда изменяется заполнение самого верхнего из них (рис. 2). При полуцелом заполнении ширина пика ПС минимальна —  $\Gamma_{\min}$  и зависит от магнитного поля  $H$  и электронной подвижности в соответствии с теорией для короткодействующих случайных рассеивателей  $\Gamma_{\min} \propto (H/\mu)^{1/2}$  (см. <sup>1</sup>). При полном заполнении уровней Ландау ширина пика ПС имеет максимальную величину, которая определяется амплитудой крупномасштабных флуктуации случайного потенциала. По зависимостям ширины полностью заполненных уровней Ландау от магнитного поля и квантового номера найдены амплитуда и линейный масштаб флуктуации. При полном заполнении уровней плотность состояний в щелях энергетического спектра оказывается не экспоненциально малой из-за длиннопериодных флуктуации. Осциллирующее поведение ПС на уровнях Ландау в зависимости от фактора

заполнения и поведение ширины уровней от температуры удовлетворительно описываются в рамках теории нелинейного экранирования случайного потенциала, обусловленного заряженными примесями <sup>5</sup>.

С помощью метода люминесценции удается исследовать структуру уровней Ландау, а именно: определить величины спинового и междолинного расщеплений и тщательно измерить осцилляции этих расщеплений в зависимости от фактора заполнения, которые объясняются в терминах электрон-электронного взаимодействия <sup>6</sup>. Наконец, описанный метод удается успешно использовать для определения величин кулоновских щелей в спектре несжимаемых ферми-жидкостей, которые возникают в условиях дробного квантового эффекта Холла <sup>7</sup>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ando T., Fowler A. B., Stern F. // *Rev. Mod. Phys.* 1982. V. 54. P. 437.
2. Кукушкин И. В., Тимофеев В. Б. // *Письма ЖЭТФ.* 1984. Т. 40. С. 413.
3. Кукушкин И. В., Тимофеев В. Б. // *ЖЭТФ.* 1987. Т. 92. С. 258.
4. Кукушкин И. В., Тимофеев В. Б. // *Письма ЖЭТФ.* 1986. Т. 43. С. 387.
5. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // *Ibidem.* Т. 44. С. 520.
6. Кукушкин И. В. // *Ibidem.* 1987. Т. 45. С. 222.
7. Кукушкин И. В., Тимофеев В. Б. // *Ibidem.* 1986. Т. 44. С. 179.

537 874 4(048)

**А. Г. Виноградов, А. С. Гурвич, С. С. Кашкаров, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский.** Эффект усиления обратного рассеяния. Все известные до сих пор виды воздействия случайных неоднородностей на волновые поля приводят к тем или иным негативным последствиям: к уширению волновых пучков, к потере когерентности, к ослаблению среднего поля и т. д. Однако сравнительно недавно был предсказан <sup>1</sup>, а затем и

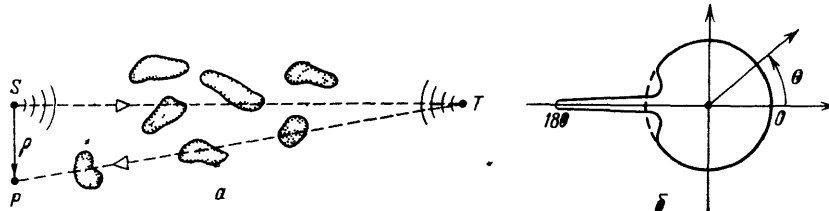


Рис. 1

экспериментально обнаружен <sup>2</sup> эффект усиления обратного рассеяния, который всегда приводит к увеличению средней интенсивности волны. Хотя эффект был обнаружен около 15 лет назад, он до сих пор продолжает привлекать внимание исследователей в связи с постоянно обнаруживаемыми новыми проявлениями и разнообразными новыми применениями.

Существо эффекта состоит в следующем. Пусть точечный источник  $S$  облучает точечный рассеиватель  $T$ , помещенный в случайно-неоднородную среду, а наблюдение производится в точке  $P$ , смещенной относительно источника  $S$  на расстояние  $\rho$  (рис. 1, а). Через  $\bar{I}(\rho)$  обозначим среднюю (по ансамблю реализаций случайных неоднородностей) интенсивность рассеянного поля в точке наблюдения  $P$ , а через  $I_0$  — интенсивность в отсутствие неоднородностей. Оказывается, что при рассеянии строго назад ( $\rho = 0$ ), т. е. при совмещении приемника  $P$  с источником  $S$ ,

$$\bar{I} > I_0. \tag{1}$$

Это неравенство, установленное в <sup>1</sup>, означает, что при «включении» неоднородностей средняя интенсивность неожиданным образом возрастает. Увели-