

О ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПАРАЛЛЕЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.И.Филин¹⁾, К.фон Клитцинг*, И.В.Кукушкин, А.В.Ларионов

*Институт физики твердого тела
142432 Черноголовка Московской обл., Россия*

**Max-Planck-Institut für Festkörperforschung,
Stuttgart, FRG*

Поступила в редакцию 24 марта 1995 г.

Обнаружена немонотонная зависимость электронной плотности на хвосте волновой функции двумерных электронов от величины параллельного магнитного поля, которая объясняется конкуренцией двух процессов. В пределе слабых магнитных полей наблюдается рост амплитуды волновой функции с увеличением поля, обусловленный удалением максимума электронной плотности от интерфейса под воздействием силы Лоренца, в то время как в больших полях превалирует эффект локализации волновой функции электронов вблизи интерфейса в пределах магнитной длины. Экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами расчета, выполненного в параболическом приближении.

1. Большинство свойств двумерного электронного газа чувствительно к нормальной компоненте магнитного поля, но не к параллельной его компоненте [1]. Например, влияние параллельного магнитного поля на массу 2D-электронов может быть обнаружено только в пределе очень сильных магнитных полей или очень низких концентраций электронов, когда циклотронная энергия превышает энергию двумерного квантования [2]. Однако параллельное магнитное поле может сильно влиять на волновую функцию 2D-электронов и форму потенциальной ямы вблизи интерфейса. Такое влияние наблюдалось непрямым образом в экспериментах по резонансной фотопроводимости, где было обнаружено изменение межподзонного резонанса [3].

Прямые исследования волновой функции 2D-электронов основываются на изучении излучательной рекомбинации 2D-электронов с дырками, связанными на акцепторах δ -слоя, локализованного на некотором фиксированном расстоянии от интерфейса [4]. В перпендикулярном магнитном поле спектры люминесценции, измеренные для таких систем, отражают плотность состояний 2D-электронов, так как волновая функция электронов не зависит от их энергии. Кинетика рекомбинации чувствительна к амплитуде волновой функции на удалении от интерфейса, соответствующем расстоянию до монослоя акцепторов, и время рекомбинации радикально увеличивается с увеличением расстояния между интерфейсом и монослоем. Ситуация становится более сложной с введением параллельной компоненты магнитного поля [5]. В этом случае волновая функция 2D-электронов становится энергетически зависимой, и спектр люминесценции перестает отражать функцию плотности состояний. Другое интересное влияние параллельного магнитного поля на волновую функцию состоит в том, что возникает конкуренция между силой Лоренца, которая увеличивается с ростом магнитного поля и удаляет часть электронов от интерфейса, и эффектом локализации электронной волновой функции вблизи

¹⁾e-mail: filin@issp.ac.ru

интерфейса в пределах магнитной длины $l_B \sim B^{1/2}$. Таким образом, есть основания ожидать как увеличения, так и уменьшения времени рекомбинации 2D-электронов под воздействием параллельного магнитного поля.

Цель этой работы – исследование поведения амплитуды волновой функции 2D-электронов на удалении от интерфейса, соответствующем положению δ -слоя акцепторов, путем изучения кинетики рекомбинации двумерных электронов в параллельном магнитном поле при различных концентрациях.

2. В работе исследовались спектры рекомбинации 2D-электронов из одностороннего гетероперехода $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0, 3$) с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах δ -слоя. В исследовавшемся образце δ -слой с концентрацией $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ атомов Be располагался на расстоянии 30 нм от интерфейса. Применялся метод комбинированного оптического возбуждения – импульсным и непрерывным лазерами одновременно. В качестве источника импульсного возбуждения использовалась пикосекундная лазерная система со следующими параметрами: длина волны 605 нм, длительность импульса 1 пс, частота повторения 800 кГц. Средняя плотность мощности импульсного излучения на образце составляла $\sim 50 \text{ мВт/см}^2$. Одновременно с импульсным образец возбуждался непрерывным Ar -лазером с длиной волны 488 нм, что позволяло, меняя интенсивность непрерывной накачки, управлять концентрацией 2D-электронов [6] в пределах $(1,5 - 4,0) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Образец располагался в гелиевом криостате с соленоидом в магнитном поле, параллельном интерфейсу, при температуре 4,2 К. С помощью волоконнооптического световода излучение от образца подавалось на входную щель монохроматора и детектировалось системой время-скоррелированного счета фотонов, позволяющей записывать как спектры с определенной временной задержкой, так и кривые затухания люминесценции в определенной спектральной позиции с разрешением 0,5 нс. Времена рекомбинации определялись аппроксимацией кривых затухания люминесценции методом минимизации критерия χ^2 .

3. На рис.1 представлены интегральные по времени спектры рекомбинации 2D-электронов с фотовозбужденными дырками, локализованными на акцепторах δ -слоя, в параллельном магнитном поле до 10 Тл при концентрациях электронов а) $1,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и б) $3,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В пределе сильных полей на низкоэнергетическом краю спектра наблюдается экспоненциальный рост интенсивности с увеличением энергии электронов [5]. Необходимо отметить, что в нашем эксперименте форма задержанных во времени спектров не зависит от времени, так как интенсивность излучения импульсного лазера достаточно низка, и импульсное возбуждение не влияет на концентрацию электронов в двумерном канале [7]. На вставке к рис.2а показаны кинетические кривые, снятые в спектральных позициях, соответствующих максимумам интенсивности (спектральная позиция выбиралась из соображений удобства, поскольку, как уже отмечалось, форма спектра не зависит от времени), при концентрации $n_S = 3,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в полях 05 и 10 Тл. Времена рекомбинации, полученные из кинетических кривых, в зависимости от величины параллельного магнитного поля для различных концентраций, представлены на рис.2а, б и в точками. Ускорение рекомбинации в слабых полях объясняется удалением части электронов от интерфейса под воздействием силы Лоренца. В сильных полях преобладает эффект локализации электронов в пределах магнитной длины, что приводит к замедлению рекомбинации. Конкуренция двух указанных эффектов определяет наличие минимума в зависимости времени рекомбинации от поля.

С ростом концентрации увеличивается фермиевская скорость 2D-электронов, и положение минимума смещается в область больших полей. Точками на рис.3 представлена зависимость величины магнитного поля, в котором наблюдается минимальное время рекомбинации, от концентрации.

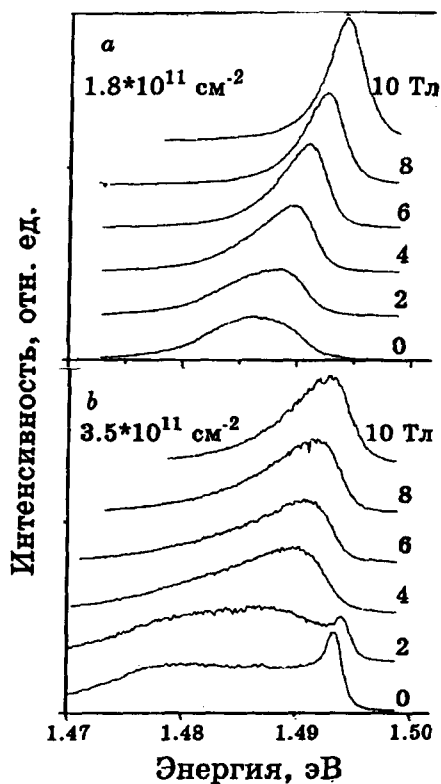


Рис.1

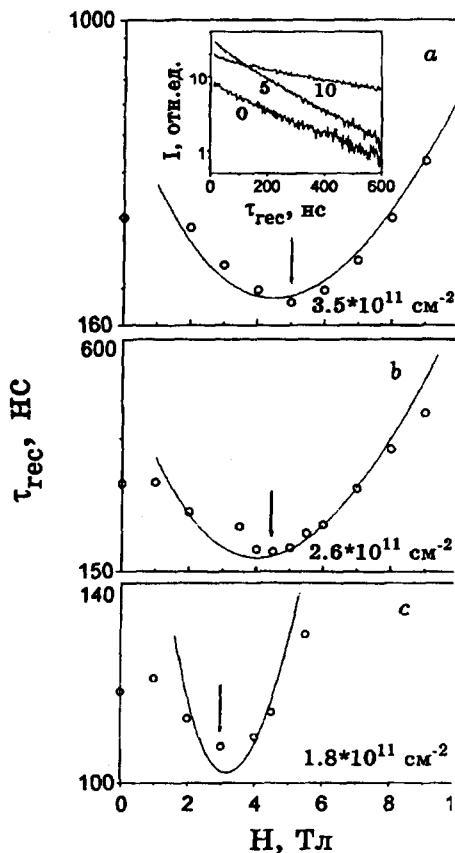


Рис.2

Рис.1. Интегральные по времени спектры рекомбинации 2D-электронов с фотовозбужденными дырками, локализованными на акцепторах δ -слоя, в параллельном магнитном поле при концентрациях электронов а) $1,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, б) $3,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

Рис.2. Времена рекомбинации двумерных электронов как функция величины параллельного магнитного поля при концентрациях электронов а) $3,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, б) $2,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и в) $1,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сплошные кривые – результат теоретического расчета. Стрелками отмечено положение минимумов в экспериментальных зависимостях. На вставке отмечено положение минимумов в спектральных позициях, соответствующих максимумам интенсивности. Цифрами указаны величины параллельного магнитного поля в теслах

4. Для сравнения экспериментальных данных с теорией мы воспользовались точным решением задачи о 2D-электроне в параллельном магнитном поле, полученным для параболической потенциальной ямы [8, 9]. В параболическом приближении z -компонента волновой функции 2D-электронов в параллельном

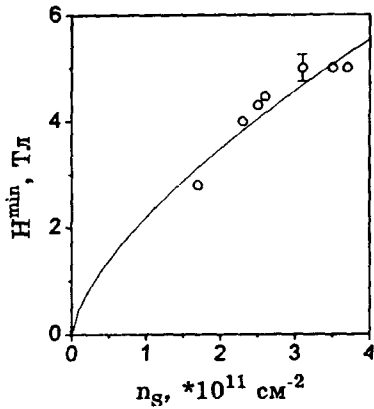


Рис.3. Зависимость величины параллельного магнитного поля, в котором наблюдается минимум времени рекомбинации, от концентрации. Точки – эксперимент, сплошная кривая – результат расчета для параболической потенциальной ямы

поле имеет вид

$$\Psi_z^e = \left(\frac{m^* \omega}{2\hbar} \right)^{1/4} \exp \left[-\frac{m^* \omega}{2\hbar} (z - z_0)^2 \right],$$

$$\omega = \omega_0 [1 + (H/H_0)^2]^{1/2},$$

$$z_0 = \frac{P_x}{m^* \omega_0} \frac{H/H_0}{1 + (H/H_0)^2},$$

где m^* – эффективная масса, $\hbar\omega_0 = \hbar e H_0 / m^* c$ – межподзонное расщепление, z_0 – смещение положения равновесия гармонического осциллятора относительно начала координат, H – магнитное поле, P_x – x -компонента импульса.

Время τ_{rec} рекомбинации 2D-электронов с дырками, локализованными на акцепторах δ -слоя, определяется интегралом перекрытия z -компоненты волновой функции 2D-электронов с волновой функцией дырок $\Psi_z^h = \delta(Z - Z_\delta)$:

$$1/\tau_{rec} \sim \int \Psi_z^e \Psi_z^h dz = \Psi_z^e(z = z_\delta, P_x = P_\perp^F),$$

$$(P_\perp^F)^2 = 2m^* E_0^F [1 + (H/H_0)^2].$$

При интегрировании в расчет принимались только электроны, обладающие фермиевским импульсом в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Величины $\hbar\omega_0$ и E_0^F (фермиевская энергия в нулевом магнитном поле), зависящие от концентрации, определялись из эксперимента [10].

Результаты расчета для концентраций $1,8 \cdot 10^{11}$; $2,6 \cdot 10^{11}$ и $3,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ приведены на рис.2 в виде сплошных кривых. В качестве подгоночного параметра использовался коэффициент пропорциональности между обратным временем рекомбинации и интегралом перекрытия. Из рис.2 видно, что кривые имеют минимум, положение которого с хорошей точностью соответствует положению минимума на экспериментальных зависимостях.

Обратная величина интеграла перекрытия минимизировалась по полю. После несложных преобразований зависимость от концентрации значений поля, соответствующих минимумам τ_{rec} , приобретает вид

$$H^{min}(n_S) = 2,2 [\text{Тл} \cdot \text{см}^4/3] \cdot n_S^{2/3}.$$

Соответствующая кривая изображена на рис.3 сплошной линией. Отметим, что эта кривая получена без подгоночных параметров и тем не менее хорошо согласуется с экспериментом.

5. Таким образом, экспериментально исследована амплитуда волновой функции 2D-электронов на удалении от интерфейса, соответствующем расстоянию до монослоя акцепторов. Рост амплитуды волновой функции с увеличением поля в слабых полях обусловлен удалением максимума электронной плотности от интерфейса под воздействием силы Лоренца. Дальнейшее увеличение поля приводит к падению амплитуды хвоста волновой функции, так как в больших полях превалирующим оказывается эффект локализации волновой функции электронов вблизи интерфейса в пределах магнитной длины. С ростом концентрации увеличивается фермиевская скорость 2D-электронов, и максимум амплитуды от поля смещается в область больших полей. Результаты эксперимента хорошо согласуются с теоретическим решением, полученным в приближении параболической потенциальной ямы.

Авторы благодарны К.Плюгу за предоставленные образцы и фонду Фольксваген за поддержку.

-
1. T.Ando, A.B.Fowler, and F.Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
 2. И.В.Кукушкин, О.В.Волков, *Письма в ЖЭТФ* **60**, 7 (1994).
 3. P.Kneschaurek, A.Kamgar, and J.F.Koch, *Phys. Rev.* **B14**, 1610 (1976).
 4. I.V.Kukushkin, K.von Klitzing, K.Plog, and V.B.Timofeev, *Phys. Rev.* **B40**, 7788 (1984).
 5. И.В.Кукушкин, В.Б.Тимофеев, В.И.Фалько, В.Е.Кирпичев, *Письма в ЖЭТФ* **51**, 383 (1990).
 6. I.V.Kukushkin, K.von Klitzing, K.Plog et al., *Phys. Rev.* **B40**, 4179 (1989).
 7. А.Ф.Диге, К.фон Клитцинг, И.В.Кукушкин и др., *Письма в ЖЭТФ* **54**, 393 (1991).
 8. J.C.Maan, *Solid-State Sciences* **53**, 184 (1984).
 9. H.Tang and P.N.Butcher, *J.Phys.* **C21**, 3313 (1988).
 10. I.V.Kukushkin, K.von Klitzing, K.Plog et al., *Sol. St. Comm.* **70**, 1015 (1989).