

О ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В ДЕЛЬТА-СЛОЯХ ПРИ ДИАМАГНИТНОМ ВЫТАЛКИВАНИИ УРОВНЕЙ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ

Д.Ю.Иванов¹⁾, С.В.Морозов, Ю.В.Дубровский, С.Ю.Шаповал, В.В.Валяев,
В.Л.Гуртовой

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
142432 Черногловка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 29 октября 1997 г.

Проведены исследования зависимости холловской подвижности электронов при изменении заселенности подзон размерного квантования в двумерном электроном газе дельта-легированного слоя в GaAs с постоянной суммарной концентрацией электронов $N_s = 3.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (три исходно заполненные подзоны) при $T = 4.2 \text{ К}$. Заселенность подзон изменялась за счет диамагнитного выталкивания уровней размерного квантования магнитным полем, параллельным плоскости дельта-легированного слоя. Измерения проводились в наклонных магнитных полях при малых углах (5°) отклонения направления магнитного поля от плоскости легирования. Нормальная к плоскости компонента магнитного поля использовалась для измерения холловских подвижности и концентрации. Оказалось, что измеренная холловская подвижность как функция выталкивающего магнитного поля имеет явно выраженный максимум. Этот максимум связан с увеличением подвижности электронов в 1-ой подзоне (основной подзоне приписывается индекс нуль) и перераспределением электронов между подзонами с увеличением выталкивающего магнитного поля, параллельного плоскости дельта-слоя.

PACS: 73.20.Dx, 73.50.Jt, 73.61.Ey

Полупроводниковые структуры с предельно неоднородным легированием одно-родных полупроводников, когда легирующая примесь сконцентрирована в очень узком слое, в пределе в монослое, принято называть структурами с дельта-легированными слоями или просто дельта-слоями. Заряд легирующих примесей в дельта-слое создает V-образную потенциальную яму. В результате образуется структура с двумерным электронным газом (ДЭГ) [1, 2]. По сравнению с традиционными структурами с ДЭГ (гетероструктуры, МДП-структуры на Si) можно вырастить структуры с дельта-слоями со значительно более высокой концентрацией двумерных электронов $N_s > 10^{13} \text{ см}^{-2}$, что позволяет исследовать двумерные электронные системы с большим числом заполненных подзон размерного квантования.

В отличие от обогащенных и инверсионных слоев на поверхности узкозонных полупроводников, где также наблюдалось несколько заполненных подзон, в структурах с дельта-слоями потенциальная яма имеет симметричную форму. В дельта-слоях с несколькими заполненными подзонами вклад в сопротивление рассеяния на ионизованных примесях, расположенных в центре потенциальной ямы, значительно превышает вклад от межподзонного рассеяния [3]. Подвижности в структурах с дельта-слоями не высокие (порядка $1000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$). Поэтому транспортные свойства электронного газа в дельта-слое обычно описываются в предположении, что в каждой подзоне имеются электроны с концентрацией n_i и подвижностью μ_i , а проводимость

¹⁾ e-mail: ivanovd@ipmt-hpm.ac.ru

определяется простым сложением проводимостей электронов в разных подзонах:

$$\sigma = e \sum_i n_i \mu_i$$

(e – заряд электрона). Известно [4], что в магнитном поле, параллельном плоскости квантовой ямы, с увеличением поля происходит диамагнитное выталкивание верхнего уровня (рис.1) и перераспределение электронов между оставшимися ниже уровня Ферми подзонами. При этом на зависимости проводимости от параллельного магнитного поля наблюдаются особенности в полях, при которых дно выталкиваемой подзоны пересекает уровень Ферми двумерного электронного газа.

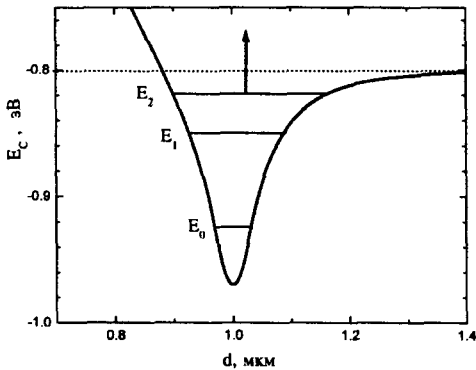


Рис.1. Схематический рисунок зонной диаграммы потенциальной ямы в области дельта-слоя: уровень Ферми (пунктирная линия) относительно поверхности, эВ; уровень дна зоны проводимости (сплошная кривая), эВ; положение дна подзоны размерного квантования E_i ($i = 0, 1, 2$), эВ. Стрелкой показано смещение E_2 при увеличении параллельного дельта-слою магнитного поля. По оси абсцисс – расстояние от поверхности d , мкм

В нашей работе мы одновременно с продольной проводимостью измеряли холловское напряжение в магнитном поле, направление которого на несколько градусов было отклонено от плоскости двумерного электронного газа. В этом случае влияния параллельной и перпендикулярной составляющих поля на энергетический спектр ДЭГ можно рассматривать как независимые [5, 6]. Таким образом, составляющая магнитного поля, параллельная плоскости ДЭГ, использовалась для перераспределения электронов между подзонами, а перпендикулярная – для измерения холловской подвижности электронов.

Эпитаксиальные пленки GaAs с дельта-легированными кремнием слоями были выращены методом MOCVD при температуре 600 °С на полуизолирующих подложках GaAs. Общая толщина слаболегированного n -GaAs эпитаксиального слоя ($n = 1 - 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) составляла 600 нм. Расстояние от дельта-слоя до поверхности составляло 100 нм. Уровень легирования дельта-слоя задавался при росте равным $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Измеренная холловская концентрация при $T = 4.2 \text{ К}$ составляла $2.56 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Измерения проводились на образцах, имевших геометрию холловских мостиков, которая формировалась с помощью химического травления мезаструктуры через маску из фоторезиста. Ширина проводящего канала составляла 0.4 мм, расстояние между потенциальными контактами – 1 мм. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ измерялись в магнитном поле B до 8 Тл для трех углов $\varphi = 0^\circ, 85^\circ, 90^\circ$ между нормалью к образцу и магнитным полем при $T = 4.2 \text{ К}$. Угол устанавливался с точностью 1° с помощью калибровки по наклону кривой $\rho_{xy}(B)$ в слабых полях. Измерения проводились в режиме постоянного тока, не превышавшего 100 мкА.

Рассчитанная на основе экспериментальных данных зависимость $d\sigma_{xx}/dB_{xy} = f(B_{xy})$, где B_{xy} – параллельная плоскости дельта-слоя компонента магнитного поля, представлена на рис.2. Известно [4], что максимумы на зависимости $d\sigma_{xx}/dB_{xy}$ соответствуют прохождению уровней размерного квантования через уровень Ферми. На этом же рисунке представлена зависимость холловской подвижности μ_H , измеренной с помощью нормальной к поверхности составляющей магнитного поля, от величины параллельной составляющей. Измеренные холловские подвижность μ_H и концентрация N_H связаны с подвижностями и концентрациями в подзонах μ_i и n_i хорошо известными соотношениями:

$$N_H = \frac{(\sum n_i \mu_i)^2}{\sum n_i \mu_i^2}, \quad \mu_H = \frac{\sum n_i \mu_i^2}{\sum n_i \mu_i}. \quad (1)$$

Как уже отмечалось, для ДЭГ компоненты магнитного поля B_z и B_{xy} дают независимый вклад в энергию электронов в подзонах размерного квантования. В наших экспериментах с наклонными магнитными полями при $\varphi = 85^\circ$ максимальное значение нормальной составляющей магнитного поля $(B_z)_{max} = 0.7$ Тл, а $(\mu_i)_{max} < 6000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, то есть выполняется условие $\mu B_z < 1$ для всех подзон, и, следовательно, использование нормальной составляющей магнитного поля для измерения холловской подвижности является корректным.

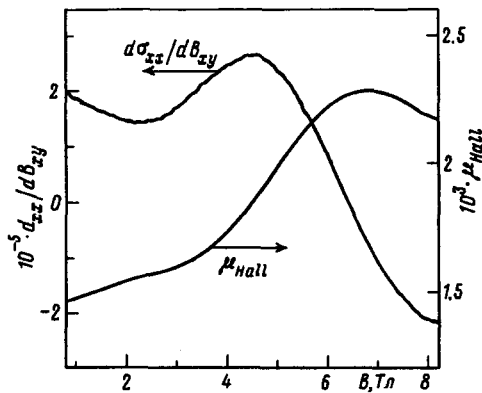


Рис.2. Зависимости производной проводимости σ_{xx} по параллельной поверхности от компоненты магнитного поля B_{xy} , $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{Тл}^{-1}$, и холловской подвижности μ_H , $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, от магнитного поля B . Угол между направлением магнитного поля B и нормалью к поверхности образца составляет 85°

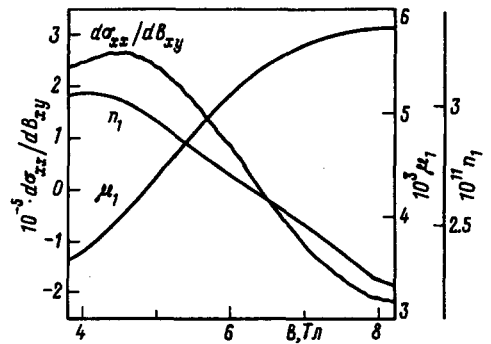


Рис.3. Зависимости производной проводимости по магнитному полю $d\sigma_{xx}/dB_{xy}$, $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{Тл}^{-1}$ (левая ось), подвижности электронов в первой подзоне μ_1 , $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ (правая ось рамки) и концентрации электронов в первой подзоне n_1 , см^{-2} (дополнительная ось справа) от магнитного поля B . Угол между направлением магнитного поля B и нормалью к поверхности образца составляет 85°

Объяснить наблюдаемую в эксперименте немонотонность зависимости $\mu_H = f(B_{xy})$ при $\varphi = 85^\circ$ можно следующим образом. При концентрации электронов $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в дельта-слоях заполнены 3 подзоны размерного квантования [7], причем максимальной подвижностью обладают электроны в 1-ой подзоне (нижняя подзона имеет индекс $i = 0$). Последнее связано с тем, что экстремумы волновых функций для нечетных подзон удалены от плоскости дельта-легирования. Подвижность в нулевой подзоне мала (обычно составляет $500 - 1000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) и зависит в

основном только от концентрации заряженных примесей [8, 9]. Поэтому перераспределение электронов в эту подзону из более высоких подзон может привести лишь к монотонному уменьшению μ_H . Рост μ_H от B_{xy} может быть связан с перераспределением электронов из второй подзоны в более высокоподвижную первую подзону. Максимум кривой $\partial\sigma_{xx}/\partial B_{xy}$ при $B_{xy} = 4.5$ Тл соответствует прохождению дна второй подзоны через уровень Ферми. При этом наблюдается наибольшая скорость изменения холловской подвижности. Максимум на зависимости $\mu_H(B_{xy})$ после выталкивания второй подзоны ($B_{xy} > 4.5$ Тл) определяется двумя конкурирующими механизмами: ростом подвижности в первой подзоне из-за удаления экстремумов волновых функций от рассеивающих центров и уменьшением μ_H из-за перераспределения электронов из высокоподвижной первой в низкоподвижную нулевую подзону. Выталкивание 1-ой подзоны из-под уровня Ферми должно наблюдаться в больших по сравнению с использовавшимися в наших опытах магнитных полях [4].

Чтобы получить зависимость подвижности в 1-ой подзоне от величины выталкивающего магнитного поля B_{xy} , была проведена следующая обработка экспериментальных данных. Сначала, для определения полного числа электронов в дельта-слое N_s и подвижности в нижней подзоне μ_0 мы измерили зависимости ρ_{xx} и ρ_{xy} от магнитного поля B_z , перпендикулярного плоскости δ -слоя, а затем воспользовались упрощенным способом описания проводимости дельта-слоев, аналогичным использованному в [10]. Предполагается, что проводимость состоит из проводимости по нижней подзоне $(\sigma_{xx})_0$ и проводимости по всем остальным подзонам $(\sigma_{xx})_u$. Электронам в верхних подзонах приписывается одинаковая подвижность μ_u . Полученная из экспериментальных данных зависимость $\sigma_{xx}(B_z)$ при $B_{xy} = 0$ подгонялась функцией четырех параметров:

$$\sigma_{xx} = \frac{en_0\mu_0}{1 + (\mu_0 B_z)^2} + \frac{en_u\mu_u}{1 + (\mu_u B_z)^2},$$

где n_0 , μ_0 – концентрация и подвижность в нижней подзоне, n_u , μ_u – концентрация и подвижность "верхних" подзон, при этом n_0 , μ_0 , n_u , μ_u не зависят от магнитного поля. Полное число электронов в дельта-слое определялось как $N_s = n_0 + n_u$.

Получив значения подвижности в "нулевой" подзоне и полную концентрацию электронов в дельта-слое, можно рассчитать подвижность и концентрацию электронов в 1-ой подзоне из измеренных $N_H(B_{xy})$ и $\mu_H(B_{xy})$ в наклонном поле с помощью соотношений (1), полагая в первом приближении $\mu_0 = \text{const}$, когда остаются заполненными только две подзоны размерного квантования.

Результаты этих расчетов приведены на рис.3. Их точность, по нашим оценкам, не хуже 20%. Наиболее интересным нам представляется тот факт, что подвижность в 1-ой подзоне при ее диамагнитном выталкивании из квантовой ямы растет. Факт увеличения подвижности в 1-ой подзоне остается справедливым даже при точности определения концентрации электронов в верхних подзонах в дельта-слое не хуже, чем 100%. Качественно возрастание подвижности электронов в 1-ой подзоне μ_1 с возрастанием магнитного поля B_{xy} можно связать с увеличением расстояния от максимумов волновой функции до плоскости легирования, так как дно этой подзоны выталкивается в более широкую часть потенциальной ямы.

Таким образом, нами проведены исследования зависимости холловской подвижности электронов при изменении заселенности подзон размерного квантования в двумерном электроном газе дельта-легированного слоя с постоянной суммарной кон-

центрацией электронов $N_s = 3.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (три исходно заполненные подзоны) при $T = 4.2 \text{ К}$. Заселенность подзон изменялась за счет диамагнитного выталкивания уровней размерного квантования магнитным полем, параллельным плоскости дельта-легированного слоя. Для больших магнитных полей ($B > 4.5 \text{ Тл}$), когда заполненными остаются только две нижние подзоны, получены зависимости подвижности и концентрации в подзонах от величины выталкивающего магнитного поля. Подвижность в 1-ой подзоне при ее диамагнитном выталкивании из квантовой ямы растет, что связывается с увеличением среднего расстояния электронов от плоскости рассеивающих донорных примесей.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 95-02-06328).

-
1. K.Ploog, J. of Crystal Growth **81**, 304 (1987).
 2. E.F.Shubert, in: *Semiconductor and Semimetals "Epitaxial Microstructures"*, Ed. A.G.Gossard, Academic Press, v.40, 1994, p.1.
 3. Y.Fu and M.Willander, J.Appl. Phys. **78**, 3504 (1995).
 4. A.Zrenner, H.Reisinger, F.Koch et al., Phys. Rev. B **33**, 5607 (1986).
 5. D.C.Tsui, Phys. Rev. B **4**, 4438 (1971).
 6. F.Stern and W.E.Howard, Phys. Rev. **163**, 816 (1967).
 7. G.Q.Hai, N.Studart, and F.M.Peeters, Phys. Rev. B **52**, 8363 (1995).
 8. G.Q.Hai, and N.Studart, Phys. Rev. B **52**, 2245 (1995).
 9. A.B.Henriques, Phys. Rev. B **53**, 16365 (1996).
 10. X.Zheng, T.K.Carns, K.L.Wang, and B.Wu, Appl. Phys. Lett. **62**, 504 (1993).