

І.Б. Беркутов

Магнітоквантові ефекти у SiGe діркових гетероструктурах. II. Методи розрахунку ефективного g-фактору

*Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України,
Проспект Леніна 47, м. Харків, 61103, Україна, e-mail: Berkutov@ilt.kharkov.ua*

Досліджені магнітопольові залежності опору двовимірного газу дірок в квантових ямах на основі германію і кремнію при температурах від 33 мК до 4 К і в магнітних полях до 11 Тл. Осциляції Шубнікова – де Гааза провідності 2D систем проаналізовані з метою визначення ефективного g-фактору в цих об'єктах. Використані різні методики визначення значення ефективного g-фактору.

Ключові слова: квантова яма, осциляції Шубнікова – де Гааза, ефективний g-фактор.

Стаття постуила до редакції 10.06.2009; прийнята до друку 15.03.2010.

Спін-орбітальна взаємодія в SiGe квантових ямах є достатньо великою [1], що робить ці структури дуже перспективними щодо розвитку спінових транзисторів з використанням спінової прецесії Рашба [2]. Головна проблема, з якою стикається розвиток спінових пристроїв є інжектування поляризованих спінів в каналі напівпровідника і подальше виявленні їх. Простий шлях отримання 100% спін-поляризованих електронів і виявлення їх в одновимірній (1D) електронній системі - це розщеплення рівнів енергії одновимірного (1D) електрона і розміщення рівня Фермі між ними. Чим більше спінове розщеплення, тим вище буде можливість для отримання надзвичайно поляризованих електронів у наданій температурі. Величина спінового розщеплення залежить безпосередньо від ефективного електронного g-фактору g^* . Очікується, що у 1D електронів величина g^* є більшою, ніж у двовимірних 2D електронів [3]. Знання g^* для 2D систем допоможе в конструюванні пристроїв для експериментальної перевірки спінової

прецесії Рашба в 1D каналах. Для визначення цієї характеристики необхідно використовувати осциляції провідності Шубнікова-де Гааза (ШДГО) в магнітному полі [4].

У пропонуваній роботі вивчені ШДГО провідності двовимірного газу дірок в квантових ямах з чистого германію (у гетероструктурі Si_{0,3}Ge_{0,7}/Ge/Si_{0,3}Ge_{0,7}) і кремнію з малим змістом германію (у гетероструктурі Si/Si_{0,87}Ge_{0,13}/Si). Ці гетероструктури були отримані різними методами: зразок I з квантовою ямою з чистого германію отриманий методом нізкоенергетичного плазмового осадження; зразок II з квантовою ямою Si_{0,87}Ge_{0,13} отриманий методом молекулярно-променевої епітаксії. Квантова яма зразка I є тонким шаром чистого германію товщиною 15 нм, розташований між двома шарами Si_{0,3}Ge_{0,7}. Шар з акцепторними атомами бору відокремлено від квантової ями спейсером товщиною 10 нм. Аналогічно квантова яма зразка II являє собою шар Si_{0,87}Ge_{0,13} товщиною 10 нм, розташований між двома шарами чистого кремнію,

Таблиця 1.

Зразок	Квантовий канал	Γ_{xx} (КОМ)	ρ_{Hall} ($\text{cm}^{-2}, 10^{11}$)	ρ_{ShH} ($\text{cm}^{-2}, 10^{11}$)	m_{Hall} ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{c}^{-1}, 10^4$)	t (с, 10^{-12})
I	Ge	0,23	5,81	5,68	4,68	2,98
II	Si _{0,87} Ge _{0,13}	3,01	1,89	2,04	1,17	1,05

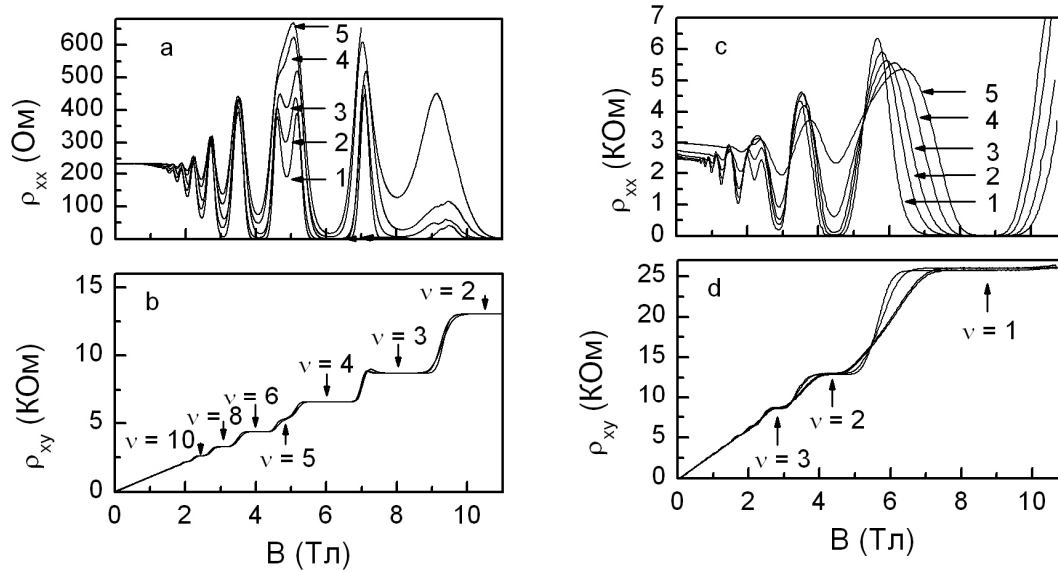


Рис. 1. Магнітопольові залежності діагональної r_{xx} і недіагональної r_{xy} компонент опору зразка I (a, b) при $T = 52$ мК (1), $T=0.5$ К (2), $T=0.9$ К (3), $T=2$ К (4), $T = 3$ К (5) і зразка II (c, d) при $T = 33$ мК (1), $T = 0,3$ К (2), $T = 0,7$ К (3), $T = 0,89$ К (4), $T = 1,63$ К (5).

один з яких з товщиною 10 нм є спейсером і відокремлює квантову яму від шару, що допований атомами бору. Вимірювання були зроблені при температурі до 33 мК, у магнітних полях до 15 Тл. Експериментальні залежності зміни діагональної r_{xx} і недіагональної r_{xy} компонент опору в магнітному полі досліджених структур при низьких температурах демонструють ШдГО і квантовий ефект Холу (Рис. 1). У таблиці 1 представлені деякі характерні параметри зразків.

Спостереження спінового розщеплення максимумів ШдГО (рис. 1) дає можливість визначити величину ефективного g-фактору у вивчених системах. Розрахунок величини домішкового розширення рівнів Ландау $\Gamma = \hbar/2t_q$ дає значення 6.8 К і 3.6 К для зразків I і II відповідно. Для спостереження спінового розщеплення повинна бути виконана нерівність $g^* m_B B \geq \Gamma$, де m_B – магнетон Бору.

Для визначення значення g^* були використані два способи. Перший заснований на порівнянні значення магнітного поля, при якому з'являються ШдГО, із значенням магнітного поля, коли стає відчутним спінове розщеплення.

Ознакою останнього є як, з одного боку, поява явного роздвоєння максимумів (як у випадку зразка I), так і зменшення їх висоти (зразок II) в порівнянні з очікуваною (тобто зміна характеру залежності амплітуди ШдГО від магнітного поля).

Осциляції Шубнікова-де Гааза з'являються в магнітному полі B_1 , коли відстань між сусідніми рівнями Ландау $\hbar\omega_c$ перевищує Γ . Спінове

розщеплення ШдГО максимумів проявляється в магнітному полі B_2 , коли $g^* m_B B$ перевищує Γ . Отже, можна записати $\hbar e B_1 / m^* = g^* m_B B_2$. Оскільки $m_B = e\hbar/2m_0$, тоді отримуємо $g^* = 2(B_1 m_0 / B_2 m^*)$. Розрахунки по цій формулі дали значення $g^* = 4.31$ і 8.32 для зразків I та II відповідно.

Інший спосіб визначення g^* базується на припущенні, що розщеплення рівнів Ландау призводить до того, що в температурній залежності провідності з'являється активаційний внесок, пов'язаний з переходами між рівнями Ландау з урахуванням розщеплення спіну [5]. Для його опису при цілочислових значеннях фактору заповнення n була використана

$$\text{формула } s_{xx}(T) = s_{xx}^c / [1 + \exp(\Delta/2k_B T)],$$

$s_{xx}^c = s_{xx}(1/T = 0)$ [5]. Аналіз експериментальних даних згідно цій формули дозволяє визначити величину енергетичної щілини $\Delta = \hbar\omega_c - g^* m_B B$ при різних значеннях n (і відповідно значеннях магнітного поля). На рис. 2, a і 2, c показано експериментальні залежності s_{xx} від $1/T$ для вивчених зразків і їх апроксимація цією формулою при різних значеннях n . На рис. 2b і 2d показані залежності Δ і s_{xx}^c від магнітного поля. Значення Δ подано з вирахуванням домішкового розширення рівнів Ландау Γ , завдяки чому залежності $\Delta(B)$ є прямі лінії, що виходять з нуля. З нахилу цих прямих можна розрахувати.

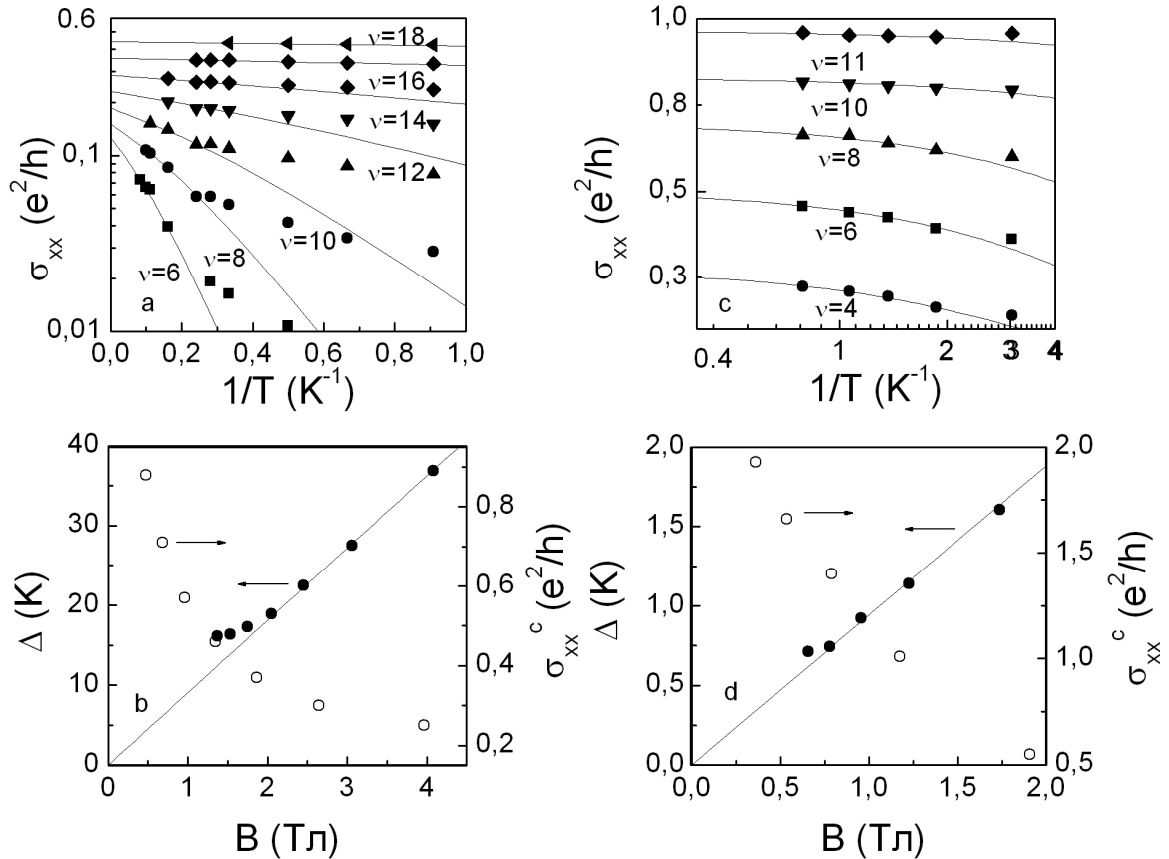


Рис. 2. Температурна залежність значень σ_{xx} , що відповідають мінімумам опору ШДГО, для зразків I (a) і II (c) при різних значеннях ν . Суцільні лінії – розрахунок згідно [5]. Магнітопольові залежності зміни величини енергетичній щілині Δ і константи σ_{xx}^c при різних значеннях ν для зразків I (b) і II (d). Суцільні лінії відповідають формулі $\Delta = \hbar w_c - g^* m_b B$.

Ці значення склали: $g^* = 4,3$ і $8,3$ для зразків I та II відповідно. Звертає на себе увагу відмінність характерних значень σ_{xx}^c для вивчених зразків: для зразка I ці значення розташовані в межах $e^2/h \leq 1$, а для зразка II – від $1,4e^2/h$ до $2e^2/h$. Згідно теоретичним роботам [6, 7] при розсіянні носіїв на ближкодійному потенціалі [6] слід чекати що $\sigma_{xx}^c = 1e^2/h$, а для розсіяння на далекодійному потенціалі [7] характерне значення $\sigma_{xx}^c = 2e^2/h$. Ці результати (Рис. 2b і 2d) дозволяють зробити висновок, що в зразку I, який виготовлено методом низькотемпературного плазмового осадження, домінує розсіяння на нерівностях меж квантової ями [8], а в зразку II, що виготовлено методом

молекулярно-променевої епітаксії, переважає розсіяння дірок на потенціалі домішкових атомів у віддаленому від каналу допованому шарі.

Отже, значення ефективного маси рухомих носіїв заряду і ефективного g -фактору у вивчених зразках виявилися різними унаслідок відмінності складу квантових ям. Крім того, відмітимо, що вони відрізняються від відповідних характеристик в масивних кристалах кремнію і германію унаслідок того, що носії є двовимірним дірковим газом. Решта знайдених характеристик – концентрація і рухливість носіїв, транспортний і квантовий часи релаксації та ін., відображають специфічні особливості будови вивчених квантових ям і технології їх виготовлення.

- [1] V.V. Andrievskii, I.B. Berkutov, T. Hackbarth, Yu.F. Komnik, O.A. Mironov, M. Myronov, V.I. Litvinov, T.E. Quantum interference and spin-splitting effects in $Si_{1-x}Ge_x$ p-type quantum wells // Kluwer Acad. Publ. *B.V. NATO Science series*, II, **148**(1), Eds A. S. Alexandrov, J. Demsar, I. K. Yanson, pp. 319-328 (2004).
- [2] P. R. Hammer and M. Johnson. Detection of Spin-Polarized Electrons Injected into a Two-Dimensional Electron Gas // *Phys. Rev. Lett.* **88**(6), pp. 066806-066810 (2002).
- [3] R. Kotlyar, T. L. Reinecke, M. Bayer, and A. Forchel. Zeeman spin splittings in semiconductor nanostructures // *Phys. Rev. B* **63**(8), pp. 085310-085315 (2001).
- [4] F. Schäffler. High-mobility Si and Ge structures // *Semicond. Sci. Technol.*, 12(12), pp. 1515-1549 (1997).

- [5] V.N. Zverev, M. Muhammad, S. Rahman, and P. Debray. Magnetotransport properties of two-dimensional electron gas in AlSb/InAs quantum well structures designed for device applications// *J. Appl. Phys.* **96** (11), pp. 6353-6356 (2004).
- [6] D.G. Polyakov and B.I. Shklovskii. *Activated Conductivity in the Quantum Hall Effect* // **73**(7), pp. 1150-1153 (1994).
- [7] D.G. Polyakov and B.I. Shklovskii. Universal Prefactor of Activated Conductivity in the Quantum Hall Effect// *Phys. Rev. Lett.* **74**, 150 (1995).
- [8] I.B. Berkutov, V.V. Andrievskii, Yu.F. Komnik, D.R. Leadley, M. Myronov, H. von Känel, O.A. Mironov. A new method of investigating the quantum channel surface // *J. Phys.: Condens. Matter* **20** (10), pp. 224024-224028 (2008).

I.B. Berkutov

Magnetoquantum Effects in SiGe p-type Heterostructures Overheating Effects

*B. I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of NAS of Ukraine,
47 Lenin Ave., Kharkov 61103, Ukraine*

The magnetic field dependences of the resistance r_{xx} of two-dimensional hole gas in a quantum wells base on germanium and silicon was investigated at temperatures from 33 mK to 4K in magnetic fields up to 11 T. The Shubnikov–de Haas oscillations of conductivity in 2D systems were analyzed to determine the effective g-factor. The different methodic of effective g-factor determination were used.