

12. Khmel'nitskii D E *Phys. Lett. A* **106** 182 (1984)
13. Laughlin R B *Phys. Rev. Lett.* **52** 2304 (1984)
14. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. B* **50** 8039 (1994)
15. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. B* **51** 7038 (1995)
16. Pudalov V M et al. *Письма в ЖЭТФ* **68** 415 (1998); *Physica E* **3** 79 (1998)
17. Pudalov V M, in *The Electron Liquid Paradigm in Condensed Matter Physics* (Proc. of the Intern. School of Physics Enrico Fermi, Course CLVII, Eds G F Giuliani, G Vignale) (Burke, VA: IOS Press, 2004) p. 335; cond-mat/0405315
18. Abrahams E, Kravchenko S V, Sarachik M P *Rev. Mod. Phys.* **73** 251 (2001)
19. Altshuler B L, Maslov D L, Pudalov V M *Physica E* **9** 209 (2001)
20. Pudalov V M, Gershenson M, Kojima H, in *Fundamental Problems of Mesoscopic Physics: Interactions and Decoherence* (NATO Sci. Ser., Ser. II, Vol. 154, Eds I V Lerner, B L Altshuler, Y Gefen) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2004) Ch. 19, p. 309
21. Шашкин А А *УФН* **175** 139 (2005)
22. Okamoto T et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 3875 (1999)
23. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 196404 (2002)
24. Zhu J et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 056805 (2003)
25. Proskuryakov Y Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 076406 (2002)
26. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. B* **66** 073303 (2002)
27. Vitkalov S A et al. *Phys. Rev. B* **67** 113310 (2003)
28. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 126403 (2003); *Phys. Rev. Lett.* **93** 269704 (2004)
29. Vitkalov S A et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 086401 (2001)
30. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 086801 (2001)
31. Vitkalov S A, Sarachik M P, Klapwijk T M *Phys. Rev. B* **65** 201106 (2002)
32. Yoon J et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4421 (2000)
33. Tutuc E et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 2858 (2001)
34. Tutuc E et al. *Phys. Rev. B* **67** 241309(R) (2003)
35. Tutuc E, Melinte S, Shayegan M *Phys. Rev. Lett.* **88** 036805 (2002)
36. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 076401 (2002)
37. Prus O et al. *Phys. Rev. B* **67** 205407 (2003)
38. Zala G, Narozhny B N, Aleiner I L *Phys. Rev. B* **64** 214204; **65** 020201 (2001)
39. Gornyi I V, Mirlin A D *Phys. Rev. B* **69** 045313 (2004)
40. Olshanetsky E B et al. *Phys. Rev. B* **68** 085304 (2003)
41. Punnoose A, Finkel'stein A M *Phys. Rev. Lett.* **88** 16802 (2002)
42. Iordanski S V, Kashuba A *Письма в ЖЭТФ* **76** 660 (2002)
43. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. B* (to be published)
44. Финкельштейн А М *ЖЭТФ* **84** 168 (1993); **86** 367 (1984); Finkel'stein A M *Z. Phys. B* **56** 189 (1984); *Sov. Sci. Rev. Sect. A Phys. Rev.* (Ed. I M Khalatnikov) **14** (2) 3 (1990)
45. Castellani C et al. *Phys. Rev. B* **30** 527 (1984)
46. Castellani C et al. *Phys. Rev. B* **30** 1596 (1984)
47. Punnoose A, Finkel'stein A M *Science* **310** 289 (2005)
48. Dobrosavljević V et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 455 (1997)
49. Spivak B, Kivelson S A *Phys. Rev. B* **70** 155114 (2004)

PACS numbers: 71.10.Ca, **71.27 + a**, 73.43.Cd

Мультикомпонентный двумерный электронный газ как модель для кремниевых гетероструктур

С.В. Иорданский, А. Кашуба

1. Введение

В двумерном электронном газе в Si-гетероструктурах плотность электронов можно изменять в широких пределах [1]. Эффекты межэлектронного кулоновского взаимодействия определяются безразмерным отношением средней кулоновской энергии к кинетической энергии электронов $r_s = e^2 m / \sqrt{\pi n} \hbar^2$, где n — плотность электронов. В Si-MOSFET (MOSFET — от англ. metal-oxide semiconductor field effect transistor, металл-оксидный

полупроводниковый полевой транзистор) при относительно больших r_s , $1 < r_s < 10$, наблюдаются переход от металлической (растущей) к диэлектрической (падающей) проводимости с уменьшением температуры [2], а также увеличение эффективной массы и магнитной восприимчивости с ростом r_s [3, 4]. При больших r_s не существует точно решаемой модели, в связи с чем получили развитие различные феноменологические модели. В электронно-дырочных трехмерных каплях в Si или Ge наблюдаемая электронно-дырочная плазма также соответствует сравнительно большим r_s . В пионерской работе [5] было показано, что многодолинная структура зонных спектров в этих полупроводниках приводит к возможности существования "металлизированной" электронно-дырочной плазмы в области сравнительно больших r_s (см. также [6]). Можно ожидать, что в двумерных Si-гетероструктурах теория, учитывающая многодолинность, приведет к лучшему согласию с экспериментами, чем теория ферми-жидкости Ландау, основанная на поправках к теории плотного электронного газа по малой величине r_s . Предсказания теории ферми-жидкости находятся в количественном противоречии с экспериментом для Si-гетероструктур уже при умеренных значениях r_s . Так, теория плотного электронного газа предсказывает уменьшение эффективной массы при малых r_s [7]:

$$\frac{m^*}{m} = 1 - \frac{r_s}{\pi} \log \left(\frac{1}{r_s} \right). \quad (1)$$

Однако эксперименты, использующие метод осцилляций Шубникова – де Гааза [8, 9] дают

$$\frac{m^*}{m} \approx 1 + 0,08 r_s. \quad (2)$$

Другой факт связан с измерением активационной энергии заряженных возбуждений на низшем заполненном спиновом подуровне Ландау, которая оказывается малой согласно магнетоемкостным измерениям [10] и приблизительно пропорциональной магнитному полю, в то время как теоретическая энергия активации [11] должна быть пропорциональна квадратному корню из магнитного поля H как межэлектронное взаимодействие, $e^2 \sqrt{eH/\hbar c}$. Эти явления наблюдаются при $1,5 < r_s < 3$, далеких от перехода металл – диэлектрик. Мы покажем, что систематическая модель двумерного многокомпонентного плотного электронного газа качественно согласуется с экспериментальными данными для наиболее чистых кремниевых гетероструктур.

В кремнии электронные состояния имеют долинное вырождение [1], соответствующее различным минимумам зонной энергии. Для ориентации (1,0,0) плоскости гетероструктуры в кристалле кремния имеется $N = 4$ эквивалентных ортогональных спин-долинных состояний электрона, различающихся множителями $\exp(\pm i Q z)$ в перпендикулярном направлении с атомным значением волнового вектора Q . Для ориентации (1,1,1) спин-долинное вырождение $N = 12$. Трехмерный электронный газ в пределе $N \rightarrow \infty$ впервые был рассмотрен в работе [12].

2. Мультикомпонентная ферми-жидкость

Систематическая теория может быть развита в пределе $1 > r_s \gg N^{-3/2}$, когда она сильно отличается от теории в пределе $r_s \ll N^{-3/2}$, допускающей обычные фермижид-

костные результаты. Гамильтониан модели имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \int \psi_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{r}) \left(-i\hbar \nabla + \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}) \right)^2 \psi_{\alpha}(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r} + \frac{1}{2} \iint \frac{e^2}{|\mathbf{x} - \mathbf{r}|} \psi_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{x}) \psi_{\beta}^{\dagger}(\mathbf{r}) \psi_{\beta}(\mathbf{r}) \psi_{\alpha}(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x} d^2\mathbf{r}, \quad (3)$$

здесь α, β — спиново-долинные индексы, по которым предполагается суммирование ($\alpha, \beta \leq N$). Полагается, что отсутствуют переходы из долины в долину и индекс α сохраняется подобно спину в обменном приближении, масса m изотропна и на большом расстоянии от плоскости гетероструктуры имеется компенсирующий положительный заряд.

Основной эффект многодолинности связан с сильным экранированием кулоновского взаимодействия. Кулоновское взаимодействие вызывает поляризационные эффекты во всех долинах, что уменьшает взаимодействие электронов, находящихся в одной и той же долине. Поэтому $r_s^{(1)}$, вычисленное только для электронов одной долины, может быть большим, однако $r_s(N)$, подсчитанное по всем N долинам, будет малым, поэтому возникает возможность систематического разложения выражений для физических величин по степеням $r_s(N)$. Для наших целей достаточно использовать мацубаровскую диаграммную технику в ее низкотемпературном пределе [13]. Фурье-компонента кулоновского взаимодействия между электронами гетероструктуры на расстояниях, много больших ее толщины (двумерный предел), имеет вид

$$V(\mathbf{q}) = \frac{2\pi e^2}{|\mathbf{q}|}. \quad (4)$$

Для подсчета эффективного взаимодействия необходимо найти поляризацию электронов полем взаимодействия во всех долинах. Это может быть изображено диаграммой (рис. 1), показывающей рождение кулоновским взаимодействием электрон-дырочных пар. Линией обозначена функция Грина свободных электронов:

$$G_{\alpha}^0(\varepsilon, \mathbf{p}) = \frac{1}{i\varepsilon - (\varepsilon_{\alpha}(\mathbf{p}) - \mu)}, \quad (5)$$

где $\varepsilon(\mathbf{p}) = p^2/2m$ не зависит от спина или долины, волнистая линия соответствует фурье-компоненте кулоновского взаимодействия (4). В эффективном взаимодействии нужно провести суммирование по всем долинам и

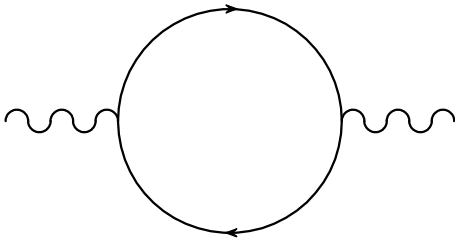


Рис. 1. Поляризационный пузырь. Электронные пропагаторы представлены линиями со стрелками, а кулоновское взаимодействие — волнистыми линиями.

рассмотреть поляризационные эффекты различных порядков. Это сводится к так называемому приближению случайной фазы (RPA) и дается суммой всех диаграмм, в которых число поляризационных пузырьков максимально для данного числа линий взаимодействия:

$$V_{\text{eff}}(\omega, q) = \frac{2\pi e^2/q}{1 + (2\pi e^2/q) \Pi(\omega, q)}, \quad (6)$$

где $\Pi(\omega, q)$ соответствует диаграммам для одного поляризационного пузырька. Так как плотность электронов n_1 в одной долине мала по сравнению с полной плотностью $n = Nn_1$, то фермиевский импульс p_F будет также мал по сравнению с импульсом q , передаваемом при взаимодействии. В пределе $q \gg p_F$ величина $\Pi(\omega, q)$ легко вычисляется:

$$\Pi(\omega, q) = \frac{2\pi e(q)}{\omega^2 + \varepsilon^2(q)}, \quad (7)$$

и эффективное кулоновское взаимодействие принимает вид

$$D(\omega, q) = \frac{2\pi e^2}{q} \frac{\omega^2 + \varepsilon^2(q)}{\omega^2 + \varepsilon^2(q) + 4\pi e^2 n e(q)/q}. \quad (8)$$

Полюсы $D(\omega, q)$ соответствуют нулям диэлектрической проницаемости и дают энергию плазмонных возбуждений:

$$\omega(q) = \frac{\hbar^2}{2m} \sqrt{q^2 + q_0^3}, \quad (9)$$

где $q_0^3 = 8\pi e^2 n m / \hbar^2$ — характерный импульс эффективного взаимодействия. Таким образом, энергия плазмонов велика по сравнению с кинетической энергией ε_F в каждой долине, что приводит к малости эффективного взаимодействия.

Вычисление диаграмм можно интерпретировать как взаимодействие плазмонов, описываемых пропагатором $D(\omega, q)$ посредством замкнутых петель, содержащих более двух электронных линий. Вершина, которая соединяет $k > 2$ плазмонных линий с большими импульсами $\sim q_0$ и частотами $\omega_0 \sim q_0^2/2m$, имеет порядок $V_k \sim n/\omega_0^{k-1}$. Эти оценки позволяют классифицировать все диаграммы по степеням $r_s^{2/3}$. Вычисление корреляционной энергии на единицу объема в двух главных порядках дает

$$E_c = -(2,03191 r_s^{4/3} - 0,156(1) r_s^2) \frac{n^2}{m}. \quad (10)$$

Большой интерес представляет вычисление поправок к электронной функции Грина:

$$G^{-1}(\varepsilon, \mathbf{p}) = i\varepsilon - (\varepsilon(\mathbf{p}) - \mu) - \Sigma(\varepsilon, \mathbf{p}). \quad (11)$$

Массовый оператор из-за малой величины экранированного взаимодействия можно вычислить в первом порядке по плазмонному пропагатору $D(\omega, q)$:

$$\Sigma(\varepsilon, \mathbf{p}) = - \int D(\omega, \mathbf{q}) G(\varepsilon + \omega, \mathbf{p} + \mathbf{q}) \frac{d\omega d^2\mathbf{q}}{(2\pi)^3}. \quad (12)$$

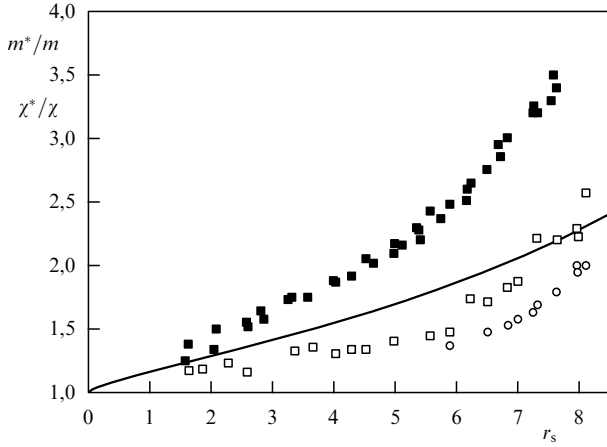


Рис. 2. Экспериментальная магнитная восприимчивость χ^*/χ (темные квадраты) и эффективная масса m^*/m (полые кружки и квадраты). Теоретическим восприимчивости и массе для мультикомпонентной модели соответствует сплошная кривая.

Ввиду большой величины импульса и энергии плазмона в интеграле можно положить $\varepsilon \ll \omega$ и $p \ll q$, и функция Грина вблизи поверхности Ферми примет вид:

$$G(\varepsilon, p) = \frac{Z(p_F)}{i\varepsilon - \varepsilon_R(p) + \mu}, \quad \varepsilon_R(p) = \frac{p_F}{m^*} (p - p_F), \quad (13)$$

где при малых r_s

$$\frac{m}{m^*} = 1 - \frac{1}{10\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{1}{3}\right) \Gamma\left(\frac{7}{6}\right) r_s^{2/3} + O(r_s^{4/3}),$$

$$Z^{-1}(p_F) = 1 + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{1}{3}\right) \Gamma\left(\frac{7}{6}\right) r_s^{2/3} + O(r_s^{4/3}), \quad (14)$$

здесь $\Gamma(v)$ — гамма-функция.

Аналогичные вычисления спиновой магнитной восприимчивости дают

$$\frac{\chi^*}{\chi} = \frac{m^*}{m}, \quad (15)$$

где $\chi = m/2\pi\hbar^2$ — восприимчивость двумерного ферми-газа Паули. На рисунке 2 представлены экспериментальные данные [14] для m^*/m и χ^*/χ и результаты вычислений по теоретическим формулам. Теоретическая эффективная масса хорошо согласуется с результатами экспериментов. Тот факт, что экспериментальная восприимчивость больше теоретической, можно объяснить влиянием обменных эффектов, которые отсутствуют в теории при $N = \infty$, но должны проявляться в реальном кремнии при $N = 4$. Кроме того, при $r_s \approx 9$ в Si-MOSFET происходит переход металл–диэлектрик, который не может быть рассмотрен в рамках нашей теоретической модели.

Отметим, что в теории ферми-жидкости Ландау ренормировки эффективной массы и магнитной восприимчивости связаны со свойствами функции эффективного взаимодействия квазичастиц вблизи ферми-поверхности, зависящей от угла рассеяния [15]. Напротив, для мультикомпонентного газа эти параметры ферми-жидкости определяются свойствами плазмонов с энергиями и импульсами существенно большими, чем

соответствующие величины для электронов на ферми-поверхности. Другая особенность мультикомпонентного газа состоит в том, что из-за малой величины импульса Ферми и сильного экранирования взаимодействия в нем отсутствуют фриделевские осцилляции плотности электронов. Действительно, наведенная плотность заряда в мультикомпонентном газе равна

$$\delta n(\mathbf{r}) = \int \frac{2\pi e^2 \Pi(0, q)}{q + 2\pi e^2 \Pi(0, q)} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) \frac{d^2 \mathbf{q}}{(2\pi)^2} =$$

$$= \int_0^\infty \frac{q_0^3}{q^3 + q_0^3} J_0(qr) \frac{q dq}{2\pi}. \quad (16)$$

Функция $\delta n(\mathbf{r})$ сосредоточена на малом расстоянии $r \sim 1/q_0 \ll 1/p_F$, где имеет один ноль, и экспоненциально убывает на больших расстояниях. Внешний заряд полностью экранируется:

$$\int \delta n(\mathbf{r}) d^2 \mathbf{r} = 1. \quad (17)$$

Фриделевские осцилляции [15] связаны с особенностью экранирования при $q = 2p_F$ (которой пренебрежено в (7)) и имеют период $\pi\hbar/p_F$ и амплитуду $\sim p_F^2/N$, исчезающе малую в пределе $N \rightarrow \infty$. Таким образом, мы заключаем, что многие признаки ферми-поверхности отсутствуют в свойствах мультикомпонентного газа.

3. Модель в магнитном поле

Мультикомпонентную модель можно распространить на случай большого внешнего магнитного поля, перпендикулярного плоскости гетероструктуры. Тогда основное состояние будет соответствовать заполнению низшего уровня Ландау. Пусть из N спин-долин только $1 \ll v < N$ имеют целиком заполненный нулевой уровень Ландау, а остальные $N - v$ свободны. Несмотря на то, что реальные переходы на более высокие уровни Ландау отсутствуют, виртуальные переходы будут по-прежнему экранировать кулоновское взаимодействие. Невозможная функция Грина электрона в одной долине имеет вид суммы

$$G_0(\varepsilon, \mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{s,p} \frac{1}{i\varepsilon - (s+1/2)\omega_H + \mu} \Phi_{sp}(\mathbf{r}) \Phi_{sp}^*(\mathbf{r}'), \quad (18)$$

где s — индекс Ландау, Φ_{sp} — волновые функции уровня Ландау, ω_H — циклотронная частота. Вычисление поляризационного оператора дает

$$\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \frac{v}{2\pi} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{q^{2s}}{2^s s!} \frac{2s\omega_H}{\omega^2 + \omega_H^2 s^2} \exp\left(-\frac{q^2}{2}\right). \quad (19)$$

Используется система единиц, в которой магнитная длина $l_H = 1$ и $e = c$, $\omega_H = 1/m$. Такой специальный вид поляризационного оператора связан с тем, что поляризационная петля, состоящая из электрона и дырки, является функцией от $(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ (в координатном представлении) во внешнем магнитном поле.

Плазменный пропагатор $D(\omega, q)$ как функция $\Pi(\omega, q)$ имеет вид (6). При целиком заполненном уровне Ландау в v долинах возникает дополнительная энергия при переносе электрона из занятой долины с образованием в ней дырки на тот же уровень Ландау в незанятой долине. Эта энергия имеет обменное происхождение и соответ-

ствует спиновым волнам в однодолинном случае. Такое возбуждение является нейтральным и будет характеризоваться импульсом несмотря на наличие магнитного поля. Образуется обменный экситон. При большом импульсе электрон и дырка будут находиться далеко друг от друга и их взаимодействием можно пренебречь, т.е. можно говорить о свободном электроне и дырке. Следовательно, их энергия будет являться энергией активации зарядовых возбуждений, равной разности энергии электрона в пустой и занятой долине. Эта энергия может быть вычислена:

$$\Delta = \int D(0, q) \exp\left(-\frac{q^2}{2}\right) \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} = \frac{\hbar\omega_H}{v} (\log(r_s v^{3/2}) + 0,277), \quad (20)$$

где $r_s = \sqrt{2}e^2/\omega_H l_H \sqrt{v}$. Таким образом, энергия активации приблизительно пропорциональна магнитному полю и мала в приближении большого v . Линейная зависимость качественно согласуется с магнито-емкостными измерениями активационной энергии [10]. Однако величина экспериментальной энергии активации заметно меньше теоретического значения энергии (20). Это можно отнести как к грубости самой экстраполяции на сравнительно большие r_s , так и к различным неучтенным факторам, таким как конечная толщина двумерного слоя и пренебрежение силой изображения от металлического затвора.

Аналогично можно найти энергию обменного экситона при малых импульсах Q :

$$\omega(Q) = J(Q/l_H)^2, \quad J = 0,6613 \frac{\omega_H}{v}. \quad (21)$$

Таким образом, обменная константа J тоже подавляется эффектами экранирования и линейно зависит от магнитного поля.

Результаты, представленные в этом докладе, частично были опубликованы в [16]. Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 03-02-17229-а и 05-02-16553-а.

Список литературы

- Ando T, Fowler A B, Stern F *Rev. Mod. Phys.* **54** 437 (1982)
- Abrahams E, Kravchenko S V, Sarachik M P *Rev. Mod. Phys.* **73** 251 (2001)
- Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 196404 (2002)
- Shashkin A A et al. *Phys. Rev. B* **66** 073303 (2002)
- Багаев В С и др. *Письма в ЖЭТФ* **10** 309 (1969)
- Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6, Eds C D Jeffries, L V Keldysh) (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1983)
- Gell-Mann M, Brueckner K A *Phys. Rev.* **106** 364 (1957); Sawada K *Phys. Rev.* **106** 372 (1957); Gell-Mann M *Phys. Rev.* **106** 369 (1957)
- Smith J L, Stiles P J *Phys. Rev. Lett.* **29** 102 (1972)
- Okamoto T et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 3875 (1999)
- Khrapai V S, Shashkin A A, Dolgoplov V T *Phys. Rev. B* **67** 113305 (2003)
- Бычков Ю А, Иорданский С В, Элиашберг Г М *Письма в ЖЭТФ* **33** 152 (1981); Kallin C, Halperin B I *Phys. Rev. B* **30** 5655 (1984)
- Takada Y *Phys. Rev. B* **43** 5962 (1991)
- Абрикосов А А, Горьков Л П, Дзялошинский И Е *Методы квантовой теории поля в статистической физике* (М.: Добросвет, 1998)
- Pudalov V M, Gershenson M E, Kojima H, in *Fundamental Problems of Mesoscopic Physics: Interactions and Decoherence* (NATO Sci. Ser., Ser. II, Vol. 154, Eds I V Lerner, B L Altshuler, Y Gefen) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2004)
- Pines D, Nozières P *The Theory of Quantum Liquids* (New York: W.A. Benjamin, 1966)
- Iordanski S V, Kashuba A *Письма в ЖЭТФ* **76** 660 (2002)

PACS numbers: 71.27.+a, 71.30.+h, 72.15.Rn

Эффекты взаимодействия в транспорте и магнитотранспорте двумерных электронов в гетеропереходах AlGaAs/GaAs и Si/SiGe

Е.Б. Ольшанецкий, В. Ренар, З.Д. Квон,
И.В. Горный, А.И. Торопов, Ж.К. Портал

1. Введение

Квантовые поправки к проводимости двумерных электронных систем, обусловленные эффектами локализации и взаимодействия [1, 2], изучаются уже четверть века. Следует отметить, что эффекты слабой локализации не вызывают никаких вопросов, а связанное с ними аномальное магнетосопротивление сразу же стало мощным инструментом получения информации о низкотемпературных свойствах неупорядоченных металлических систем, начиная с тонких сверхпроводящих пленок и кончая двумерными слоями у поверхности полупроводников. Поведение же эффектов взаимодействия все время оставалось предметом острых дискуссий, связанных в основном с вопросом об их влиянии на переход металл – изолятор в двумерной электронной системе [3]. Ситуация приобрела особую актуальность после обнаружения [4] в высокоподвижном двумерном электронном газе в кремниевых МОП-транзисторах (МОП — металл – оксид – полупроводник) состояния с аномально сильным ростом проводимости при понижении температуры, полностью противоречащим предсказаниям теории [1, 2]. Возникшая ситуация способствовала появлению новых идей в теории квантовых поправок, обусловленных эффектами взаимодействия, и привела недавно к дальнейшему развитию теории [5–7]. В работах [5–7] было показано, что в поведении указанных квантовых поправок существует два режима: диффузионный (при $T\tau/\hbar \ll 1$) и баллистический (при $T\tau/\hbar \gg 1$). Причем оба режима имеют одну природу: одно- и многократное когерентное рассеяние на примесях и фриделевских осцилляциях их экранирования. Оба механизма были уже известны до появления работ [5–7]. Первый механизм [1, 2] связывался с описанными выше квантовыми поправками, вызванными интерференцией взаимодействующих электронов, а второй — с температурной зависимостью экранирования, обусловленной особенностью двумерного экранирования вблизи $q \approx 2k_F$ [8], и рассматривался как зависящая от температуры часть одноэлектронного транспортного времени, не связанная с квантовой интерференцией.

Появление работ [5–7] вызвало проведение серии экспериментов [9–12] по проверке предсказаний этих работ, и целый ряд предсказаний подтвердился. Однако ни в каком из экспериментов не был реализован переход от одного режима к другому. Также не был экспериментально изучен вопрос о поведении баллистических и квантовых поправок в зависимости от того, является ли основной механизм рассеяния короткодействующим, дальнедействующим или смешанным, хотя, как было