

Рис. 5. Зависимость пороговой плотности тока J_{th} и длины волны генерации λ от температуры T для лазера с активной областью на основе ВСКТ (а) и одиночной квантовой ямы (б).

и квантовыми точками, что отражает различный вид плотности состояний для этих случаев.

Очевидно, что использование туннельно-связанных квантовых точек позволяет реализовать лазерную генерацию через основное состояние квантовых точек вплоть до комнатной температуры и существенно увеличить диапазон температурной стабильности порогового тока.

5. Заключение

Эффекты, обусловленные объемными и поверхностными напряжениями, могут приводить к образованию упорядоченных массивов упругонапряженных трехмерных островков в полупроводниковых матрицах. Островки обладают малой дисперсией по размерам и форме и упорядочены по всем трем координатам в искусственный трехмерный полупроводниковый кристалл. Уникальные оптические свойства таких образований позволяют качественно улучшить важнейшие параметры полупроводниковых приборов.

Авторы выражают глубокую признательность Российскому фонду фундаментальных исследований, фонду Volkswagen, Международному научному фонду и INTAS (грант 94-1028) за поддержку наших работ в данной области.

Список литературы

1. Kroemer H *Proc. IRE* **45** 1535 (1957)
2. Алферов Ж И, Казаринов Р Ф *Полупроводниковый лазер на основе гетероструктур* (Авт. свид. 27448 по заявке 950840 с приоритетом от 30 марта 1963)
3. Kroemer H *Proc. IEEE* **51** 1782 (1963)
4. Алферов Ж И и др. *ФТП* **1** 1579 (1967)
5. Алферов Ж И и др. *ФТП* **3** (9) 1328 (1969)
6. Алферов Ж И и др. *ФТП* **4** (9) 1826 (1970); Hayashi I et al. *Appl. Phys. Lett.* **17** 109 (1970)
7. Алферов Ж И и др. *Письма в ЖТФ* **14** 1803 (1988)
8. Екимов А И, Онущенко А А *Письма в ЖЭТФ* **40** (8) 337 (1984)
9. Nötzel R et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 3812 (1992)
10. Wang P D et al. *Appl. Phys. Lett.* **64** 1526 (1994); Bressler Hill V et al. *Phys. Rev. B* **50** 8479 (1994)
11. Ledentsov N N, in *Proc. of the 22nd Int. Conf. on the Physics of Semiconductors Vancouver, Canada, 1994* Vol. 3 (Ed. D J Lockwood) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 1855
12. Shchukin V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 2968 (1995); Ledentsov N N, Grundmann M *Solid State Electronics* 1996 (in print)
13. Andreev A F *Sov. Phys. JETP* **53** 1063 (1981)
14. Marchenko V I *Sov. Phys. JETP* **54** 605 (1981)
15. Marchenko V I *Sov. Phys. JETP Lett.* **33** 381 (1981)
16. Shchukin V A et al. *Surf. Sci.* (1996) (in print)
17. Ledentsov N N et al. *Phys. Rev. Lett.* (1996) (in print)
18. Arakawa Y, Sakaki H *Appl. Lett.* **40** 939 (1982)
19. Kirstaedter N et al. *Electronics Lett.* **30** 1416 (1994)
20. Grundman M et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4043 (1995)

PACS numbers: 64.60.Ak, 71.30.+h, 73.30.+y

Перколяционные переходы металл–диэлектрик в двумерных электронных системах

В.Т. Долгополов

Идеальная двумерная электронная система, помещенная в постоянное магнитное поле, обладает энергетическим спектром в виде набора δ -образных пиков, расположенных на шкале энергий в соответствии с величинами циклотронного и спинового расщеплений. Набор одночастичных волновых функций при этом может быть выбран так, что каждая из них будет описывать делокализованное электронное состояние. В реальных системах хаотический потенциал приводит к размытию пиков плотности состояний и появлению на каждом квантовом уровне локализованных электронных состояний [1]. Пока уровень Ферми расположен в полосе локализованных состояний, диссипативная проводимость равна нулю, а холловская квантована: $\sigma_{xy} = n(e^2/h)$, где n — число полос делокализованных электронных состояний под уровнем Ферми. Квантование σ_{xy} следует из калибровочной инвариантности [2, 3] и должно быть точным при нулевой температуре в электронной системе бесконечных размеров.

Следует специально упомянуть два обстоятельства, на которые обращается недостаточное внимание. Во-первых, в неограниченной двумерной электронной системе перенос заряда, описываемый обычно компонентой σ_{xy} , происходит под уровнем Ферми. Во-вторых, в традиционной постановке эксперимента по исследованию целочисленного квантового эффекта Холла [4] в бездиссипативный перенос заряда вовлечены электроны на уровне Ферми в так называемых краевых каналах [5–7]. Последнее обстоятельство не позволяет получить

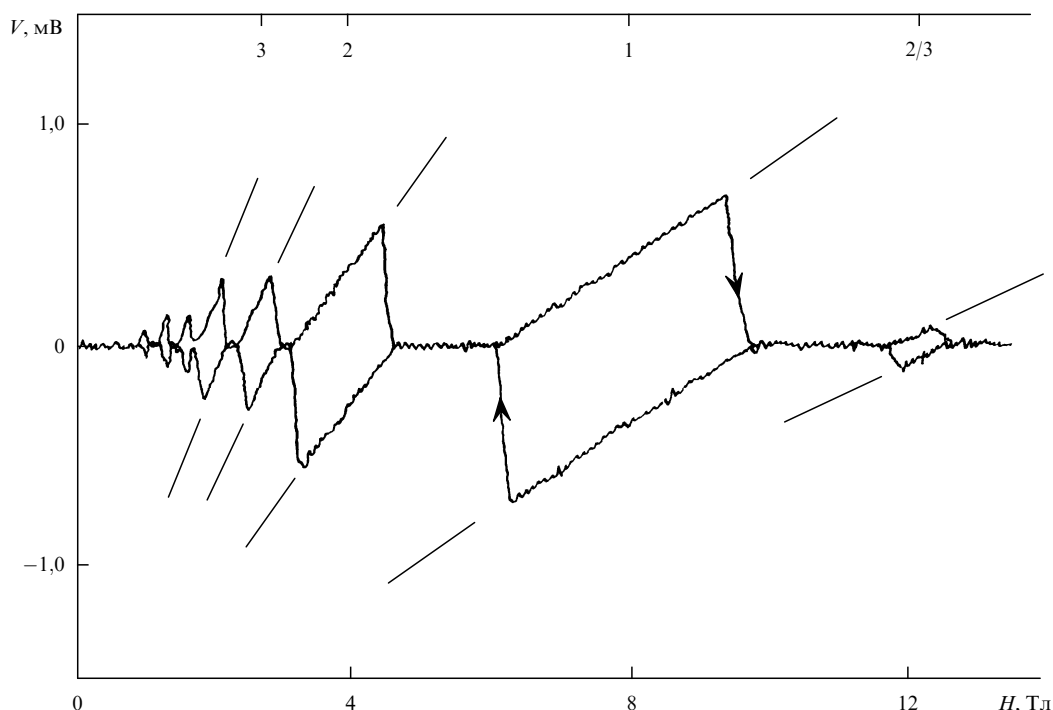


Рис. 1. Экспериментальная реализация "мысленного" опыта Лаффлина [9]. По ординате отложено напряжение, возникающее на пластинах конденсатора, закорачивающего кольцевой образец. Гетероструктура GaAs/AlGaAs при температуре 25 мК. Стрелками показано направление развертки магнитного поля, прямые линии — ожидаемые наклоны для квантованных значений проводимости σ_{xy} .

какую-либо информацию о точности квантования σ_{xy} в реальных образцах и при конечных температурах из результатов экспериментов на холловских мостиках.

Хотя метод непосредственного измерения σ_{xy} известен давно [2], экспериментально он реализован лишь в последние годы [8–10]. На рис. 1 воспроизведен один из результатов работы [9]. В образце геометрии Корбино в минимумах диссипативной проводимости возникает разность потенциалов между наружным и внутренним контактами, обусловленная переносом электронов в радиальном направлении при изменении в образце потока магнитной индукции. Квантованное значение σ_{xy} означает, что при изменении потока на один квант через образец переносится целое число электронов. Следовательно, знак измеряемой разности потенциалов должен зависеть от направления развертки магнитного поля, а измеряемое напряжение будет пропорционально изменению магнитного поля с коэффициентом пропорциональности, определяемым величиной σ_{xy} . Поскольку в этих экспериментах изменение числа электронов на контактах превышало количество электронов в образце, не остается сомнений в реальности бездиссипативного транспорта под уровнем Ферми. В тех же условиях величина диссипативной компоненты проводимости при достаточно низких температурах определяется прыжками электронов с переменным шагом при энергиях, близких к энергии Ферми.

В такой картине перенос электронов вдоль электрического поля будет иметь диэлектрический характер вне зависимости от того, какое количество полос делокализованных состояний лежит под уровнем Ферми. По мере изменения магнитного поля или концентрации электронов система будет дважды претерпевать переход металл-диэлектрик на каждом квантовом уровне. *Целью работ,*

кратко излагаемых ниже, было определение типа соответствующего перехода и сравнение свойств диэлектрических фаз, обладающих различным количеством полос делокализованных состояний под уровнем Ферми.

Из сказанного ясно, что наиболее удобным объектом исследования являются образцы геометрии Корбино, в которых диссипативный и бездиссипативный транспорты полностью развязаны. Измерения [11] выполнены на образцах, изготовленных на основе одиночных гетеропереходов GaAs/AlGaAs. Для управления концентрацией двумерных электронов часть образцов имела кольцевой затвор, отделенный от внешнего и внутреннего контактов охраняемыми кольцами с неизменной электронной плотностью. Исследованы вольт-амперные характеристики диэлектрической фазы при минимальных электронных плотностях (делокализованные состояния под уровнем Ферми отсутствуют), а также диэлектрических фаз в условиях целочисленного и дробного квантового эффекта Холла $\nu = 2/3, 1, 2$. Измерения выполнены на постоянном токе с использованием электрометра Keithley 617 в качестве вольтметра в интервале температур от 25 мК до 0,5 К и в магнитных полях до 16,5 Тл. При самой низкой температуре вольт-амперные характеристики во всех диэлектрических фазах были нелинейны (рис. 2). В соответствии с процедурой, указанной на рис. 2, было определено пороговое напряжение. Как видно из рисунка, с хорошей точностью $U_c \propto (B - B_c)^2$. Подобное поведение вольт-амперных характеристик наблюдалось во всех диэлектрических фазах. В металлических областях вольт-амперные характеристики были линейны. По мере увеличения температуры нелинейности сглаживались. При минимальной температуре сопротивление на линейном участке вольт-амперной характеристики демонстрирует прыжковую

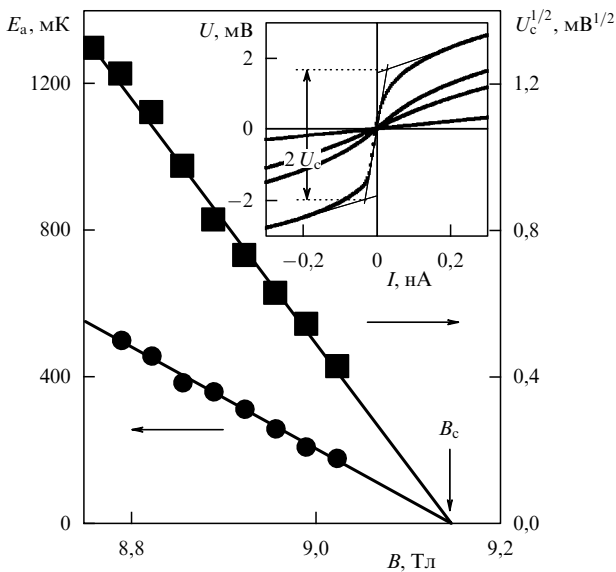


Рис. 2. Зависимости энергии активации E_a и критического напряжения U_c в диэлектрической фазе с $\sigma_{xy} = 2/3$ от магнитного поля [11]. На вставке показаны вольт-амперные характеристики в поле 8,76 Тл при температурах 25, 60, 74, 114 мК. Там же продемонстрирован метод определения величины U_c . Во всех остальных исследованных фазах нелинейность была выражена более сильно.

проводимость с переменной длиной прыжка, в то время как при более высоких температурах диссипативная проводимость имеет активационный характер. Температурная зависимость сопротивления в этом температурном интервале позволила определить энергию активации E_a в зависимости от магнитного поля или электронной плотности. Как видно из рис. 2, энергия активации является линейной функцией магнитного поля и обращается в нуль в той же точке, где исчезает U_c . Именно эту точку мы будем рассматривать как точку перехода металл–диэлектрик. Справедливость утверждения об одновременном обращении в нуль E_a и U_c была проверена в точках, отмеченных на рис. 3. Таким образом, из эксперимента следует, что критическое электрическое поле F_c , соответствующее резкому возрастанию тока в диэлектрической фазе, равно

$$F_c = \beta E_a^2. \quad (1)$$

Измеренное значение коэффициента β оказалось в пределах экспериментальной точности одним и тем же для различных диэлектрических фаз.

В случае диэлектрических фаз в режиме целочисленного квантового эффекта Холла соотношение (1) легко может быть интерпретировано в терминах перколяционного фазового перехода [12–14]. Действительно, линейное изменение активационной энергии с фактором заполнения соответствует постоянству плотности состояний вблизи энергии перехода. Диэлектрическая фаза содержит кластеры электронов с перекрытыми волновыми функциями. Проводимость между кластерами осуществляется за счет прыжков с переменным шагом. Вблизи порога протекания характерный размер кластера $L(E)$ расходится с критическим индексом s :

$$L(E) = \beta_1^{-1} |E - E_c|^{-s}, \quad (2)$$

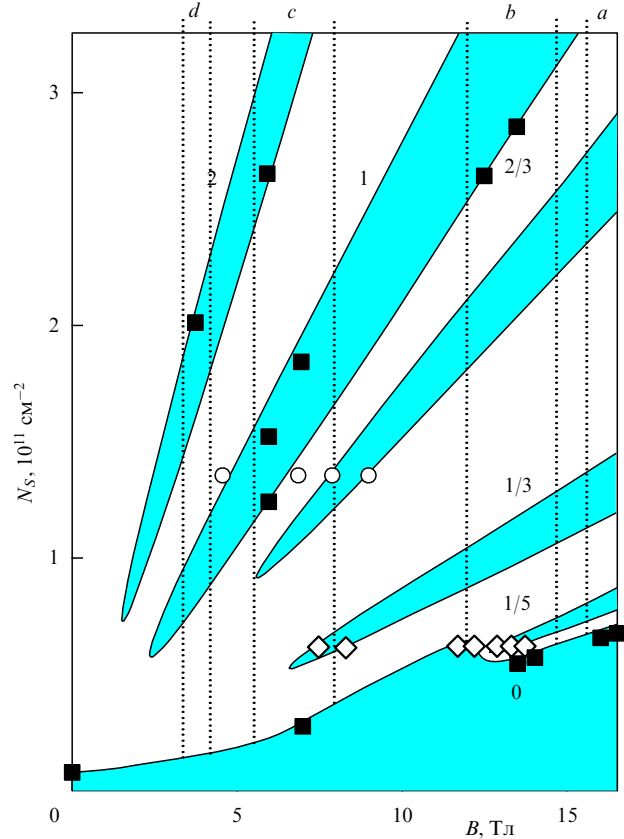


Рис. 3. Фазовая диаграмма переходов металл–диэлектрик в плоскости (N_s, B) , построенная на основании измерений на гетероструктурах GaAs/AlGaAs [11]. Цифрами отмечены значения холловской проводимости в единицах e^2/h для разных диэлектрических фаз.

где β_1 характеризует случайный потенциал. В слабых электрических полях кластеры эквипотенциальны, поэтому энергетический интервал до порога подвижности уменьшается в электрическом поле на $eFL(E_F)$. В критическом электрическом поле

$$F_c = \frac{E_a}{eL(E_F)} = e^{-1} \beta_1 E_a^{s+1} \quad (3)$$

достигается порог подвижности и в согласии с экспериментом резко возрастает ток. Легко видеть, что уравнения (1) и (3) идентичны при $\beta_1 = e\beta$ и критическом индексе $s = 1$, что близко к теоретической величине $s = 1, 3$, ожидаемой в случае классической перколяции. Следовательно, экспериментальные результаты могут быть интерпретированы как индуцированная электрическим полем делокализация электронов в классической перколяционной картине.

На основании полученных экспериментальных результатов может быть сконструирована фазовая диаграмма в плоскости (B, N_s) (см. рис. 3).

Аналогичные экспериментальные результаты были получены на высокоподвижных МОП-структурах кремния [13, 14]. В этом случае эксперименты выполнены на холловских мостиках [15], поэтому в качестве U_c использовалась величина холловского напряжения, соответствующая началу роста продольного сопротивления. Процедура пересчета вольт-амперных характеристик

подробно описана в [14]. В качестве иллюстрации на рис. 4 приведена зависимость критического напряжения от электронной плотности в фиксированном магнитном поле. Как видно из рисунка, и в этом случае наблюдается прямая пропорциональность между $U_c^{1/2}$ и электронной концентрацией вблизи каждой точки перехода.

Экстраполяция соответствующих прямых приводит к тем же значениям электронной концентрации в точках

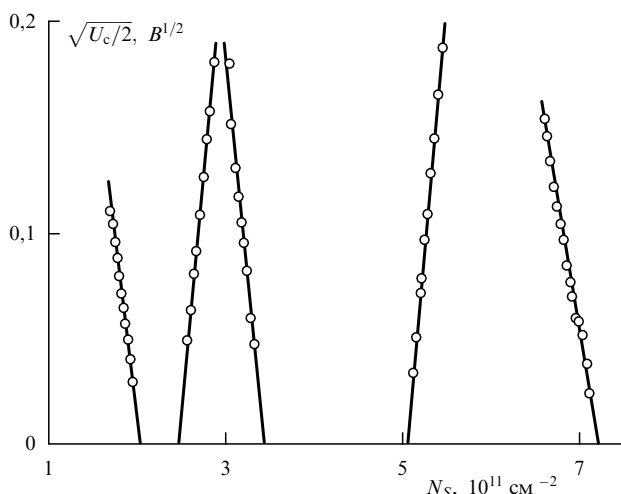


Рис. 4. Критическое напряжение в зависимости от электронной концентрации вблизи фазовых границ, соответствующих $\sigma_{xy}h/e^2 = 0, 1, 2$ в магнитном поле 12 Тл. Кремниевая МОП-структура при температуре 25 мК [14].

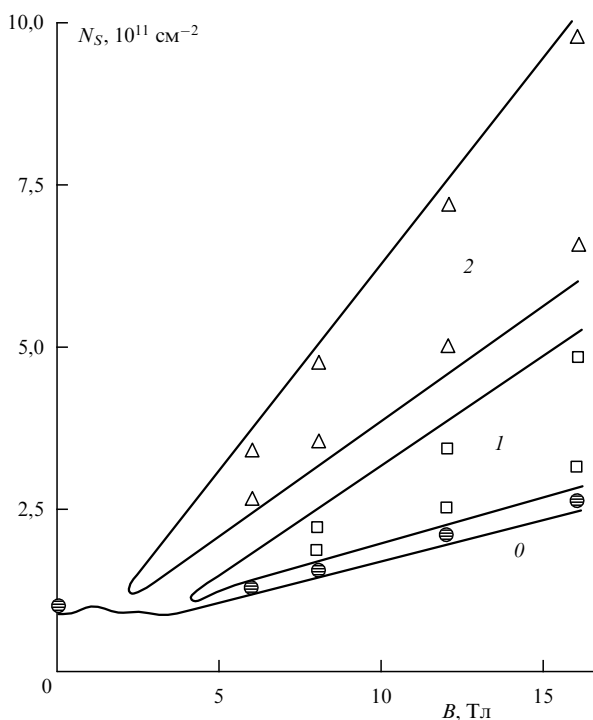


Рис. 5. Фазовая диаграмма в плоскости (N_S, B) для кремниевой МОП-структуры, построенная двумя способами: по фиксированной величине σ_{xx}^{-1} (сплошные линии) и по точкам исчезновения активационной энергии (символы) [14].

перехода, что и экстраполяция к нулю энергии активации. Фазовая диаграмма в плоскости (B, N_S) для двумерного электронного газа в МДП-структурах кремния показана на рис. 5.

Следует отметить, что совершенно аналогичные соотношения были получены и для двумерного дырочного газа в гетероструктурах Ge/SiGe [17], что показывает универсальность представлений о перколяционном характере перехода.

Изложенные выше результаты прямо или косвенно подтверждены в ряде экспериментальных работ. Во время разрешенных оптических исследований может быть определена доля площади, занятая металлической или диэлектрической фазами, при переходе в диэлектрическое состояние с $\sigma_{xy} = 0$ [18, 19]. Во всех таких измерениях обнаружено, что переход в диэлектрическое состояние происходит именно при том факторе заполнения, где доля площади, занятой одной из фаз, составляет 50 %. Именно так должен происходить перколяционный переход в двумерных системах [20].

Фазовые диаграммы в плоскости (N_S, B) воспроизведены с помощью несколько отличающейся от указанной выше процедуры в статьях [21, 22]. Более того, в работе [22] сконструирован экспериментальный вариант глобальной фазовой диаграммы, описывающий все известные к настоящему времени экспериментальные результаты.

Работа поддержана программой "Физика твердотельных наноструктур", Российским фондом фундаментальных исследований (грант 93-02-02304) и фондом Volkswagen (грант I/ 68553).

Список литературы

1. *The Quantum Hall Effect* (Ed. R E Prange and S M Girvin) (New York, Berlin, Heidelberg, London, Paris, Tokio: Springer-Verlag, 1987)
2. Laughlin R B *Phys. Rev. B* **23** 5632 (1981)
3. Halperin B I *Phys. Rev. B* **25** 2185 (1982)
4. Von Klitzing K, Dorda G, Pepper M *Phys. Rev. Lett.* **45** 494 (1980)
5. Büttiker M *Phys. Rev. B* **38** 9375 (1988)
6. Chklovskii D B, Shklovskii B I, Glazman L I *Phys. Rev. B* **46** 4026 (1992)
7. Haug R J *Semicond. Sci. Technol.* **8** 131 (1993)
8. Долгополов В Т, Житенев Н Б, Шашкин А А *Письма в ЖЭТФ* **52** 826 (1990)
9. Dolgoplov V T et al. *Phys. Rev. B* **46** 12560 (1992)
10. Dolgoplov V T et al. *Phys. Rev. B* **48** 8480 (1993)
11. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 3141 (1994)
12. Шкловский Б И *Физика и техника полупроводников* **13** 93 (1979)
13. Dolgoplov V T et al. *Phys. Rev. B* **46** 13303 (1992)
14. Shashkin A A, Dolgoplov V T, Kravchenko G V *Phys. Rev. B* **49** 14486 (1994)
15. Исследования свойств диэлектрической фазы с $\sigma_{xy} = 0$ в слабых магнитных полях на холловских мостиках МДП-структур кремния эквивалентного и более высокого качества выполнено в ряде работ В М Пудалова с соавторами (см., например, [16])
16. Kravchenko S V, Furneaux J E, Pudalov V M *Phys. Rev. B* **49** 2250 (1994); Pudalov V M, D'Iorio M, Campbell J W *Surf. Sci.* **305** 107 (1994)
17. Долгополов В Т *Письма в ЖЭТФ* **62** 152 (1995)
18. Кукушкин И В, Тимофеев В Б *УФН* **163** 1 (1993)
19. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **51** 13876 (1995)
20. Shklovskii B I, Efros A L *Electronic Properties of Doped Semiconductors* (New York: Springer-Verlag, 1984)
21. Glozman I, Johnson C E, Jiang H W *Phys. Rev. Lett.* **74** 594 (1995)
22. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. Lett.* (1995)