

О границах фаз целочисленного квантового эффекта Холла. II

С. С. Мурзин¹⁾

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 11 января 2010 г.

Показано, что утверждения о наблюдении переходов между диэлектрической фазой и фазами целочисленного квантового эффекта Холла с квантовыми значениями холловской проводимости $\sigma_{xy}^q \geq 3e^2/h$, сделанные в ряде работ, необоснованны. За критические точки фазовых переходов в этих работах принимаются точки пересечения зависимостей диагонального сопротивления ρ_{xx} от магнитного поля при различных температурах T при $\omega_c\tau = 1$. На самом деле эти точки пересечения обусловлены изменением знака производной $d\rho_{xx}/dT$ при $\omega_c\tau = 1$ в результате влияния квантовых поправок на проводимость. Здесь $\omega_c = eB/m$ – циклотронная частота, τ – транспортное время релаксации, m – эффективная масса электрона.

Фазовая диаграмма двумерных систем в магнитном поле привлекает к себе внимание уже много лет как теоретически, так и экспериментально. Трактровка целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) на основе теории двухпараметрического скейлинга [1], представленной графически диаграммой потока [2, 3], предлагает решение проблемы без учета электрон-электронного взаимодействия. Дальнейшее развитие скейлинговой теории показало, что для поляризованной по спину электронной системы электрон-электронное взаимодействие не влияет на положение границ фаз ЦКЭХ [4, 5].

Согласно скейлинговой теории, граница между двумя фазами ЦКЭХ возможна только в том случае, если в этих фазах квантованные значения холловской проводимости при нулевой температуре σ_{xy}^q отличаются на e^2/h или в случае вырождения уровней Ландау по спину – на $2e^2/h$. Однако в ряде работ доложено о том, что наблюдаются переходы между диэлектрической фазой ($\sigma_{xy}^q = 0$) и фазами ЦКЭХ с квантовыми значениями холловской проводимости $\sigma_{xy}^q \geq 3e^2/h$. В работе [6] сообщается о наблюдении переходов $\sigma_{xy}^q = 0 \leftrightarrow \sigma_{xy}^q = 3e^2/h$ в двумерных дырочных системах в квантовых ямах напряженного Ge. О наблюдении переходов $\sigma_{xy}^q = 0 \leftrightarrow \sigma_{xy}^q \geq 3e^2/h$ в двумерных дырочных системах в квантовых ямах напряженного Ge сообщается также в работе [7]. В работе [8] сообщается о наблюдении переходов $\sigma_{xy}^q = 0 \leftrightarrow \sigma_{xy}^q = 6e^2/h$ и $\sigma_{xy}^q = 0 \leftrightarrow \sigma_{xy}^q = 8e^2/h$ в квантовых легированных ямах AlGaAs/GaAs/AlGaAs. И в работе [9] сообщается о наблюдении переходов из состояния с $\sigma_{xy}^q = 0$ в состояния с σ_{xy}^q от $6e^2/h$ до $16e^2/h$ в гетероструктурах GaAs/AlGaAs. В этих работах [6–9] за критические точки фазовых пере-

ходов B_c (см. рис.1) принимаются точки пересечения зависимостей диагонального сопротивления ρ_{xx}

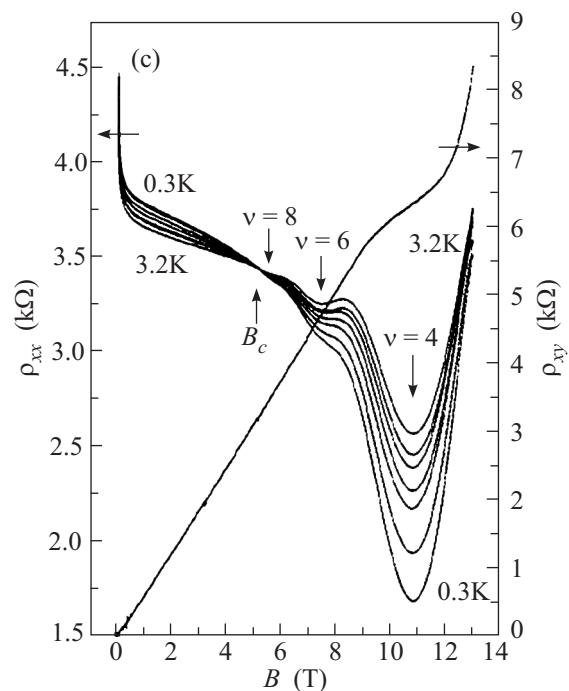


Рис.1. Диагональное удельное сопротивление ρ_{xx} и холловское сопротивление ρ_{xy} квантовой легированной ямы AlGaAs/GaAs/AlGaAs. Электронная плотность $N_s = 1.04 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$. Температуры для различных ρ_{xx} равны 0.3, 0.5, 0.8, 1.2, 1.7, 2 и 3.2 К. Спиновое расщепление мало и не проявляется в ρ_{xx} и в ρ_{xy} . Взято из работы [8]

от магнитного поля при $\omega_c\tau \approx 1$ при различных температурах T ($\omega_c = eB/m$ – циклотронная частота, τ – транспортное время релаксации, m – эффективная масса электрона). При этом ρ_{xx} слабо зависит от

¹⁾ e-mail: murzin@issp.ac.ru

магнитного поля и температуры в окрестности точки B_c .

В настоящей работе показано, что эти утверждения о наблюдении переходов между диэлектрической фазой и фазами ЦКЭХ с квантовыми значениями холловской проводимости $\sigma_{xy}^q \geq 3e^2/h$ необоснованны. На самом деле точка пересечения зависимостей диагонального сопротивления $\rho_{xx}(T)$ от магнитного поля при различных температурах обусловлена изменением знака производной $d\rho_{xx}/dT$ в результате влияния квантовых поправок [10] на проводимость.

В магнитном поле диагональное и холловское классические проводимости имеют следующий вид:

$$\sigma_{xx}^0 = \frac{N_s e^2 \tau}{m} \frac{1}{1 + (\omega_c \tau)^2} \quad (1)$$

и

$$\sigma_{xy}^0 = \frac{N_s e^2 \tau}{m} \frac{\omega_c \tau}{1 + (\omega_c \tau)^2} \quad (2)$$

(здесь N_s – электронная плотность). Квантовые поправки к диагональной проводимости $\Delta\sigma_{xx}(T) = \sigma_{xx}(T) - \sigma_{xx}^0 \ll \sigma_{xx}^0$ убывают при понижении температуры. При $T \rightarrow 0$ $\sigma_{xx}(T) \rightarrow 0$, кроме критических точек, где $\sigma_{xy}^0 = (i + 1/2)e^2/h$ (см. рис.2). За исключением области слабой локализации ($B \lesssim 1$ Тл), холловская проводимость σ_{xy} не зависит от температуры вплоть до температур, при которых $\sigma_{xx} \sim e^2/h$. При более низких температурах холловская проводимость σ_{xy} начинает зависеть от температуры, стремясь к ближайшему квантованному целочисленному значению $\sigma_{xy}(B_i) = ie^2/h$ так, что при $\omega_c \tau < 1$ величина $B_i < B_c$.

С учетом квантовых поправок диагональное и холловское сопротивления двумерной электронной системы равны

$$\rho_{xx}(T) = \rho_{xx}^0 + [(\rho_{xy}^0)^2 - (\rho_{xx}^0)^2] \Delta\sigma_{xx}(T) \quad (3)$$

и

$$\rho_{xy}(T) = \rho_{xy}^0 - 2\rho_{xx}^0 \rho_{xy}^0 \Delta\sigma_{xx}(T). \quad (4)$$

Здесь учтено, что $\rho_{xx}^0 = \sigma_{xx}^0 / [(\sigma_{xx}^0)^2 + (\sigma_{xy}^0)^2]$, $\rho_{xy}^0 = \sigma_{xy}^0 / [(\sigma_{xx}^0)^2 + (\sigma_{xy}^0)^2]$ и σ_{xx}^0 , σ_{xy}^0 , ρ_{xx}^0 и ρ_{xy}^0 – затравочные (неперенормированные) проводимости и сопротивления, соответствующие диффузионному движению электрона без интерференционных (локализационных) эффектов на расстояниях больших, чем шаг диффузии. Температурная зависимость ρ_{xx} меняет знак в магнитном поле B , в котором

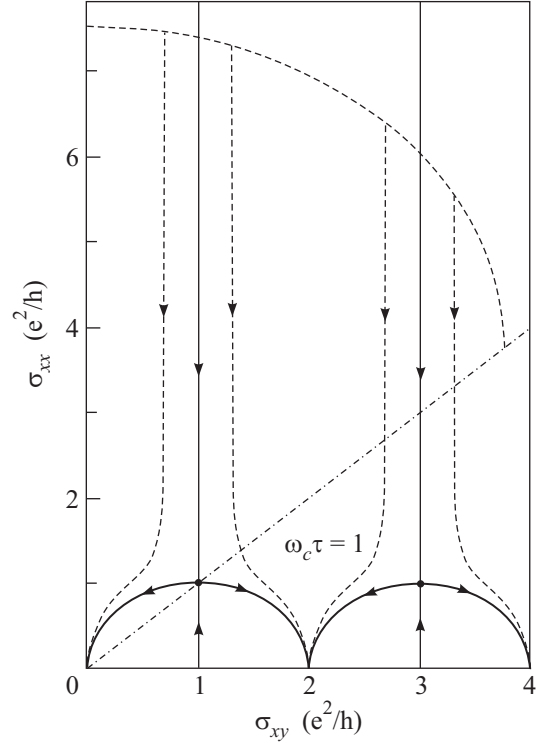


Рис.2. Схематическая скейлинговая диаграмма потока для квантовой ямы, данные для которой представлены на рис.1. Спиновое расщепление пренебрежимо мало. Сплошные линии представляют собой сепаратрисы диаграммы. Штриховые линии показывают линии затравочных проводимостей σ_{xy}^0 (σ_{xx}^0) при $\omega_c \tau < 1$ для образца с затравочной проводимостью в нулевом магнитном поле $\sigma^0 = 7.52e^2/h$. Пунктирные линии – скейлинговые линии потока. Штрих-пунктирная прямая соответствует соотношению $\omega_c \tau = 1$

$\rho_{xx}^0(B) = \rho_{xy}^0(B)$. При классическом рассмотрении $\rho_{xx}^0(B) = \rho_{xy}^0(B)$ при $\omega_c \tau = 1$.

При $\sigma_{xy} \gg e^2/h$, но $\omega_c \tau < 1$, диагональное сопротивление ρ_{xx} сначала возрастает при понижении температуры до величины

$$\rho_{xx, \max} = \frac{1}{2\sigma_{xy}^0}, \quad (5)$$

а затем ρ_{xx} убывает, стремясь к 0 при $T \rightarrow 0$, за исключением критических магнитных полей, в которых $\sigma_{xy}^0 = (i + 1/2)e^2/h$. Таким образом, отрицательная величина $d\rho_{xx}/dT$ в диапазоне измерений не означает, что электронная система находится в диэлектрическом состоянии.

Отметим, что положение фаз ЦКЭХ на оси магнитных полей не определяется фактором заполнения ν при $\omega_c \tau \lesssim 1$. Оно задается величиной $\sigma_{xy}^0 h/e^2$. Эта величина отлична от ν для $\omega_c \tau \lesssim 1$ [11].

Итак, в настоящей работе показано, что утверждения работ [6–9] о наблюдении переходов между диэлектрической фазой и фазами ЦКЭХ с квантовыми значениями холловской проводимости $\sigma_{xy}^q \geq 3$ необоснованны. На самом деле точка пересечения зависимостей диагонального сопротивления $\rho_{xx}(T)$ от магнитного поля при различных температурах обусловлена изменением знака производной $d\rho_{xx}/dT$ при $\omega_c\tau \approx 1$ в результате влияния квантовых поправок на проводимость.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований.

1. Н. Levine, S. B. Libby, and A. M. M. Pruisken, Phys. Rev. Lett. **51**, 1915 (1983).
2. D. E. Khmel'nitskii, Pis'ma v ZhETF **38**, 454 (1983), [JETP Lett. **38**, 552 (1984)]; Phys. Lett. A **106**, 182 (1984); Helvetica Phys. Acta **65**, 164 (1992).
3. A. M. M. Pruisken, in *The Quantum Hall Effect*, Eds. R. E. Prange and S. M. Girvin, Springer-Verlag, 1990.
4. A. M. M. Pruisken, M. A. Baranov, and I. S. Burmistrov, Pis'ma v ZhETF **82**, 166 (2005) [JETP Lett. **82**, 150 (2005)].
5. A. M. M. Pruisken and I. S. Burmistrov, Pis'ma v ZhETF **87**, 252 (2008) [JETP Lett. **87**, 220 (2008)].
6. S.-H. Song, D. Shahar, D. C. Tsui et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2200 (1997).
7. M. Hilke, D. Shahar, S. H. Song et al., Phys. Rev. B **62**, 6940 (2000).
8. C. H. Lee, Y. H. Chang, Y. W. Suen, and H. H. Lin, Phys. Rev. B **58**, 10629 (1998).
9. C. F. Huang, Y. H. Chang, C. H. Lee et al., Phys. Rev. B **65**, 045303 (2001).
10. B. L. Al'tshuler and A. G. Aronov, in *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems*, Eds. A. L. Efros and M. Pollak, North-Holland, Amsterdam, 1987.
11. S. S. Murzin, Pis'ma v ZhETF **89**, 347 (2009) [JETP Lett. **89**, 298 (2009)].