

ОСЦИЛЛЯЦИИ ААРОНОВА – БОМА ПРИ ДРОБНОМ ЗАПОЛНЕНИИ УРОВНЯ ЛАНДАУ

А.А.Быков, З.Д.Квон, Е.Б.Ольшанецкий, Л.В.Литвин, Н.Т.Мошегов,
А.И.Торопов

Институт физики полупроводников СО РАН
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 20 сентября 1995 г.

Исследованы магнетотранспортные свойства кольцевого электронного интерферометра при дробном заполнении уровня Ландау. Для чисел заполнения $0.6 < \nu < 1$ в некоторых узких диапазонах магнитного поля обнаружены осцилляции Ааронова–Бома, соответствующие квантованию магнитного потока через площадь кольца. Вблизи $\nu = 1/2$ эти осцилляции не наблюдались.

Теория "композитных фермионов" [1–3], дающая простую и ясную картину для описания дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ), находится сейчас в стадии интенсивной экспериментальной проверки. Основная идея теории заключается в том, что поведение двумерного электронного газа при дробных заполнениях уровня Ландау можно описать как газ невзаимодействующих квазичастиц с соответствующим квазиклассическим поведением. К настоящему времени появилось уже немало изящных экспериментов [4–6], подтверждающих эту идею. Коль скоро "композитные фермионы" являются газом невзаимодействующих частиц, они должны интерферировать подобно электронам. В частности, должен существовать эффект Ааронова–Бома на "композитных фермионах" в кольцевой структуре [7]. Однако работы по экспериментальному исследованию квантовых интерферометров в условиях дробного заполнения уровня Ландау до сих пор отсутствуют.

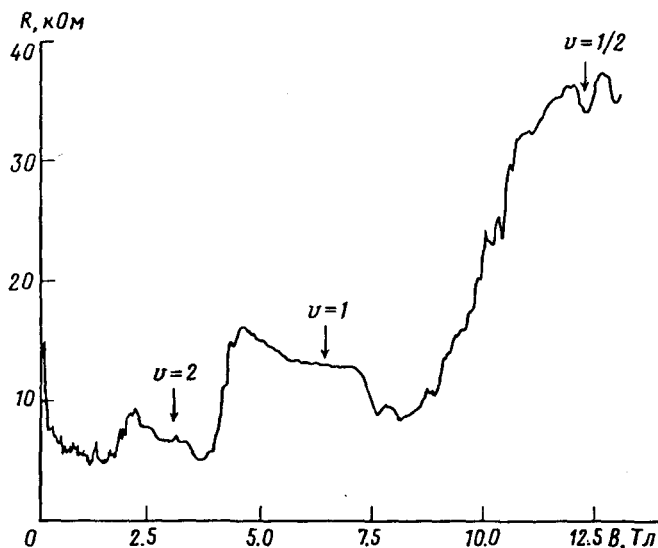


Рис.1. Поведение магнетосопротивления интерферометра $R(B)$ во всем диапазоне магнитных полей

В данной работе проведено экспериментальное исследование кольцевого электронного интерферометра в условиях дробного заполнения уровня Ландау. В диапазоне чисел заполнения $0.6 < \nu < 1$ в некоторых узких диапазонах магнитных полей обнаружены осцилляции Ааронова–Бома. Показано, что эти осцилляции являются следствием интерференции краевых токовых состояний. Установлено, что при $\nu = 0.5$ и вблизи него осцилляции Ааронова–Бома отсутствуют.

Образцы, исследованные в данной работе, представляли собой кольцевые интерферометры, изготовленные на основе высокоподвижного двумерного электронного газа в гетеропереходе AlGaAs/GaAs с концентрацией электронов $n_s = (3 - 3.5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = (6 - 7) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ с помощью электронной литографии и последующего плазмохимического травления. Измерения были проведены на двух интерферометрах, имеющих одинаковый исходный внутренний диаметр $d_{in} = 0.2 \text{ мкм}$ и различный внешний диаметр $d_{out} = 0.8 \text{ мкм}$ (образец №1) и 1 мкм (образец №2).

Эксперимент проводился при температурах $T < 50 \text{ мК}$ и в магнитных полях до 13 Тл . Измеряемый образец был холловским мостиком с шириной $W = 50 \text{ мкм}$ и расстоянием между потенциометрическими контактами $L = 100 \text{ мкм}$, в центральной части которого размещался кольцевой интерферометр.

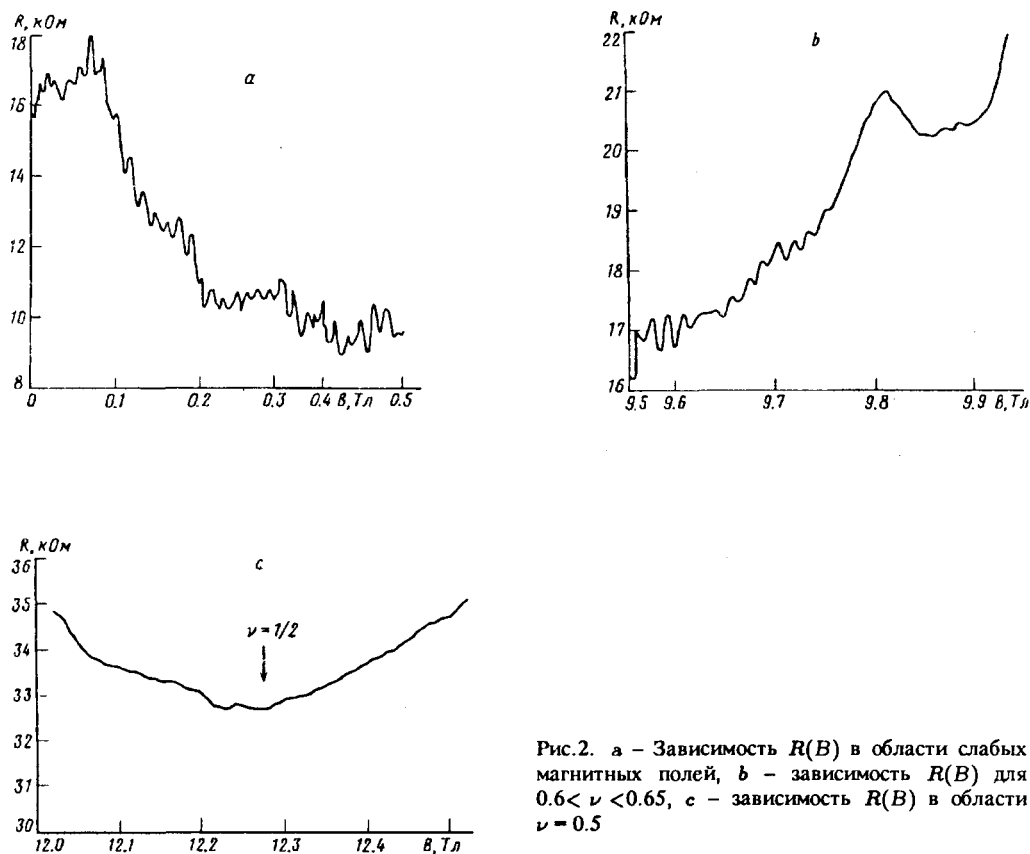


Рис.2. а – Зависимость $R(B)$ в области слабых магнитных полей, б – зависимость $R(B)$ для $0.6 < \nu < 0.65$, в – зависимость $R(B)$ в области $\nu = 0.5$

На рис.1 показана зависимость сопротивления R образца №1 от магнитного поля B во всей исследованной области от $B = 0$ Тл до $B = 13$ Тл. Как видно из этого рисунка, в слабых магнитных полях наблюдается отрицательное магнитосопротивление, на фоне которого идут обычные для кольцевого интерферометра осцилляции Ааронова–Бома (более детальный вид зависимости показан на рис. 2а), соответствующие квантованию магнитного потока с квантом $\Phi_0 = h/e$ через площадь $\pi d^2/4$, где d – эффективный диаметр интерферометра, равный 0.6 мкм. В области сильных магнитных полей, соответствующих режиму квантового эффекта Холла, на описываемой зависимости появляются плато, возникающие из-за наличия барьера между входом в интерферометр и макроскопической частью образца. В этом случае величина сопротивления R_L в области плато позволяет определить число краевых состояний (i и, соответственно, ν) внутри интерферометра и вне его из выражения $R_L = (h^2/e)(1/N_{int} - 1/N_{wide})$, где N_{int} – число краевых состояний внутри интерферометра, N_{wide} – число краевых состояний в макроскопической части образца. Отсюда получаем, что первое плато соответствует $N_{int} = 2$ и $N_{wide} = 4$, а второе плато $N_{int} = 1$ и $N_{wide} = 2$. Таким образом, при $B > 8$ Тл в интерферометре происходит переход к $\nu < 1$. Рис.2б показывает зависимость $R(B)$ для чисел заполнения: $0.6 < \nu < 0.65$. Как видно из этих рисунков и сравнения их с рис.2а, в области дробного заполнения уровня Ландау наблюдаются осцилляции Ааронова–Бома (существующие в некоторой узкой области магнитных полей), период которых совпадает с периодом обычных осцилляций Ааронова–Бома. Наиболее интересным с точки зрения концепции "композитных фермионов" представляется поведение $R(B)$ в области $\nu = 1/2$. Рис.2с показывает зависимость сопротивления от магнитного поля для этой области чисел заполнения. Как хорошо видно, какие-либо осцилляции магнетосопротивления отсутствуют.

Обсудим полученные результаты. Характер поведения осцилляций Ааронова–Бома на рис.2б (сильная зависимость амплитуды от магнитного поля, появление осцилляций в некоторой узкой области магнитных полей) указывает на то, что они являются следствием интерференции туннельно связанных краевых токовых состояний, наблюдавшейся ранее в области $\nu > 1$ [8]. Это предположение подтверждается экспериментами с подсветкой и приложением импульса сильного электрического поля (10^4 В/см). Дело в том, что перечисленные воздействия, практически не меняя концентрации электронов, либо увеличивают (подсветка) эффективную ширину проводящих каналов интерферометра W , либо уменьшают ее (импульс сильного электрического поля). Результаты описанных экспериментов показали, что после подсветки осцилляции при $\nu < 1$ полностью исчезают, а после приложения импульса электрического поля они появляются вновь, но в других областях магнитного поля. Отметим, что при $\nu = 1/2$ осцилляции Ааронова–Бома отсутствовали при всех ситуациях. Интерференция краевых токовых состояний возникает вследствие существования туннельного обмена между этими состояниями в местах сужения каналов интерферометра [8]. При этом вероятность туннельного перехода экспоненциальным образом зависит от ширины канала в этих местах. Отсюда ясно, что даже небольшое увеличение ширины проводящих каналов может полностью подавить туннельную связь между краевыми состояниями и, соответственно, их интерференцию и наоборот. Интерференция каких краевых состояний приводит к наблюдаемым в эксперименте осцилляциям Ааронова–Бома? Поскольку

осцилляции, показанные на рис.2b, появляются при $0.6 < n < 0.65$, они могут быть обусловлены краевыми состояниями с $N_{int} = 2/3$. Однако в данной работе мы не наблюдали плато, соответствующее $\nu = 2/3$, по-видимому, из-за относительно низкой подвижности электронов в интерферометре. Поэтому нельзя также исключить, что наблюдаемые осцилляции обусловлены интерференцией краевых состояний с $N_{int} = 1$, либо, что скорее всего, смесью краевых состояний с $N_{int} = 1$ и $N_{int} = 2/3$. Следует отметить, что, видимо, аналогичные осцилляции наблюдались недавно в системе с двумя близлежащими микроконтактами [9].

Как мы уже отмечали выше, особый интерес представляет собой область магнитных полей вблизи половинного заполнения уровня Ландау. Наблюдение осцилляций Ааронова–Бома в этой области магнитных полей явилось бы убедительным свидетельством адекватности интерференционных свойств электронов вблизи нулевого магнитного поля и "композитных фермионов" вблизи $\nu = 1/2$. Однако, как показывает рис.2c, в этих условиях нет никаких осцилляций магнетосопротивления. Возможно, подобный результат связан с сильным влиянием флуктуационного потенциала или имеет более глубокие причины. Решение этой проблемы требует дальнейших экспериментов, в особенности с образцами более высокой подвижности.

Работа выполнена в рамках программ ИНТАС (проект 94-668) и "Физика твердотельных наноструктур".

-
1. J.K.Jain, Phys. Rev. Lett. **63**, 199 (1989).
 2. J.K.Jain, Comments Cond. Matter Phys. **16**, 307 (1993).
 3. B.I.Halperin, P.A.Lee, and N.Read, Phys. Rev. B **47**, 7312 (1993).
 4. R.L.Willet, R.R.Ruel, K.W.West, and L.N.Pfeiffer, Phys. Rev. Lett. **71**, 3846 (1993).
 5. W.Kang, H.L.Stormer, L.N.Pfeiffer et al, Phys. Rev. Lett, **71**, 3850 (1993).
 6. V.J.Goldman, B.Su, and J.K.Jain, Phys. Rev. Lett, **72**, 2065 (1994).
 7. J.K.Jain, S.A.Kivelson, and D.J.Thouless, Phys. Rev. Lett. **71**, 3003 (1993).
 8. А.А.Быков, З.Д.Квон, Е.Б.Ольшанецкий и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 897 (1993).
 9. C.J.B.Ford, P.J.Simpson, I.Zailer et al., J. Phys.: Cond. Matter **6**, L725 (1994).