

КВАЗИКЛАССИЧЕСКИЙ БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ МИКРОКОНТАКТ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.А.Быков, Г.М.Гусев, З.Д.Квон,
В.Г.Плюхин, С.И.Чикичев

Обнаружено, что сопротивление квазиклассического баллистического микроконтакта R на основе двумерного электронного газа в гетеропереходе $\text{AlGaAs} - \text{GaAs}$ возрастает на три-четыре порядка в момент попадания уровня Ферми на уровень Ландау с $i = 2$, а на зависимости $R(B)$ наблюдаются плато, в области которых $R = h/ie^2$ ($i \geq 4$), если уровень Ферми расположен в окрестности размытого уровня Ландау.

В последние несколько лет, в особенности после открытия квантования сопротивления баллистического микроконтакта, изучение транспорта в микроструктурах на основе гетеропереходов $\text{AlGaAs} - \text{GaAs}$ ведется как никогда интенсивно¹. Однако до настоящего времени практически все работы были посвящены исследованию узких микроконтактов, когда их ширина W и длина L сравнимы с длиной волны электрона λ , так как именно в этих условиях наблюдается квантование.

В данной работе исследованы квазиклассические баллистические микроконтакты, когда $l > L \gg W \gg \lambda$ (l — длина свободного пробега). Обнаружено, что их поведение в сильном магнитном поле отличается как от поведения квантовых микроконтактов, так и макроскопических образцов ($W, L \gg l$). Во-первых, когда уровень Ферми совпадает с уровнями Ландау с малыми номерами ($i \leq 4$ с учетом спинового вырождения) сопротивление микроконтакта сильно растет с уменьшением температуры; при 1,5 К его величина увеличивается на три-четыре порядка по сравнению со значением в нулевом магнитном поле. Сопротивление макроскопических образцов в этих же магнитных полях превышает его значение в отсутствие поля не более, чем на порядок, и практически не зависит от температуры, а в квантовых микроконтактах вообще нет осцилляций Шубникова — де Гааза. Во-вторых, когда уровень Ферми располага-

ется в окрестности размытого уровня Ландау с $i = 2$, в зависимости $R(B)$ наблюдаются плато, на одном из которых сопротивление равно h/ie^2 ($i = 6$) с точностью до второго знака.

Исследованные в данной работе микроконтакты создавались на основе двумерного электронного газа в гетеропереходе AlGaAs – GaAs с помощью оптической литографии и ионного реактивного травления. Параметры двумерного электронного газа были следующими: концентрация электронов $N_s = 3,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu = 4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Таким образом, длина свободного пробега равна $l = 4 \text{ мкм}$. Поперечный разрез микроструктуры показан на рис. 1, а. Как видно из этого рисунка, травление AlGaAs заканчивалось как только поверхность

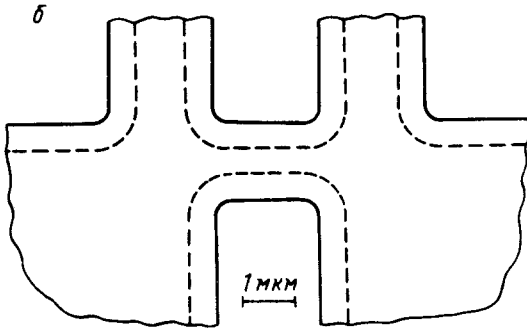
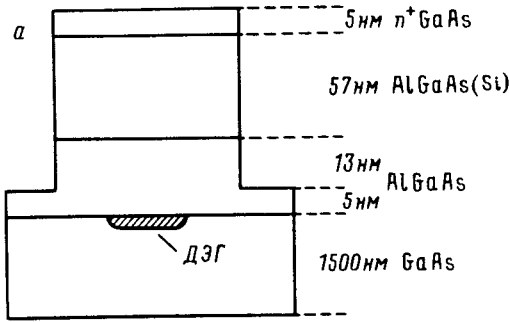


Рис. 1. а – Поперечный разрез микроструктуры (ДЭГ – двумерный электронный газ); б – топология микроконтакта

травления достигала "спейсера", так как известно, что травление до GaAs ведет к резкому уменьшению подвижности ². Топология микроконтакта показана на рис. 1.б. Реальная ширина микроконтакта W , которая меньше геометрической из-за наличия боковых областей обеднения, определялась по значению его сопротивления R в отсутствие магнитного поля из соотношения $R = (h/2e^2) (\pi / K_F W)^{-1}$, где $K_F = \sqrt{2\pi N_s}$, а N_s определялась из периода Шубниковских осцилляций. Сопротивление описанного микроконтакта измерялось как по двухточечной, так и по четырехточечной схеме при $T = 1,5 \div 4, 2 \text{ К}$ и магнитных полях до 8 Т.

На рис. 2, а, б показаны результаты измерения R при 1,5 К по четырехточечной схеме для микроконтакта с $W \approx 0,5 \text{ мкм}$. Видно, что до значения поля, соответствующего заполнению более двух вырожденных по спину уровней Ландау, амплитуда осцилляций Шубникова – де Газа сравнима с величиной сопротивления в отсутствие магнитного поля. Однако, когда фактор заполнения приближается к четырем, R возрастает более чем на порядок. Еще больший эффект возникает в момент прохождения уровня Ландау с $i = 2$ – величина сопротивления увеличивается еще почти на два порядка. Здесь же отметим, что амплитуда двух этих аномаль-

ных по величине пиков очень сильно растет с уменьшением температуры в исследованном температурном диапазоне в отличие от макроскопического случая, когда амплитуда соответствующих осцилляций слабо зависит от температуры.

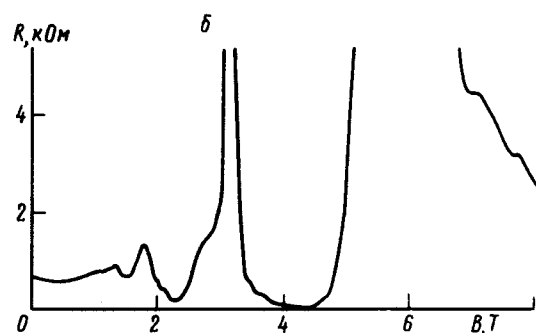
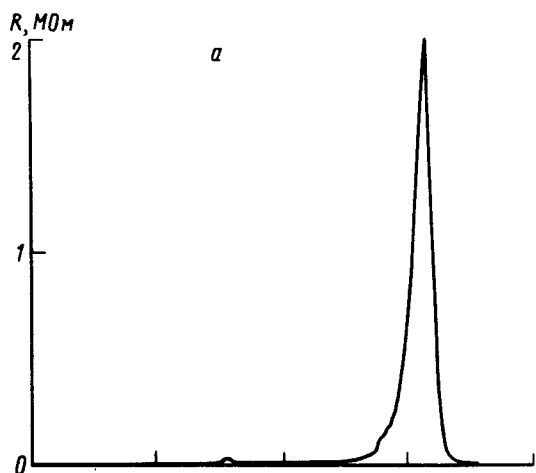


Рис. 2. а, б – Зависимость сопротивления микроструктуры от магнитного поля в двух разных масштабах, $T = 1,5 \text{ К}$

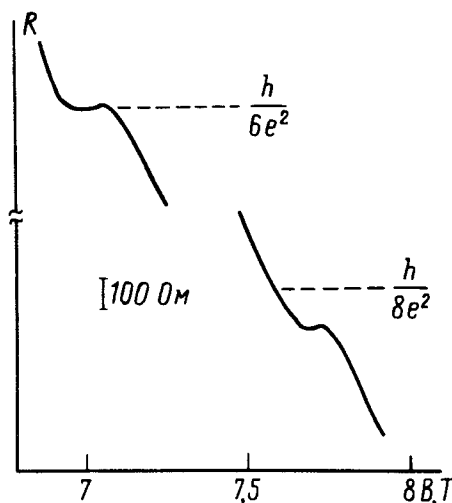


Рис. 3. Зависимость R от B в диапазоне магнитных полей от 7 до 8 Т

Измерения на более высокой чувствительности (рис. 2. б) показывают еще одну особенность сопротивления исследуемого микроконтакта в магнитном поле: как видно, справа от второго аномального пика имеется два плато. На рис. 3 эта область магнитных полей показана более подробно. Анализ этого рисунка показывает, что в области обоих плато сопротивление сохраняет свое значение с точностью $2 \cdot 10^{-3}$ в диапазоне $\Delta B = 1 \text{ кГс}$, причем значение

сопротивления на первом плато соответствует $R = 4,3 \pm 0,05$ кОм, т. е. с точностью до $10^{-2}R = h/ie^2$, где $i = 6$, на втором плато $R = 3,1 \pm 0,05$ кОм. Измерения по двухточечной схеме также дают резкий рост сопротивления, однако плато в этом случае не наблюдается.

Межзонная подсветка позволяет регулировать сопротивление микроконтакта, уменьшая ширину боковых областей обеднения, и тем самым увеличивая W . С помощью этой подсветки сопротивление микроконтакта было уменьшено до $R \approx 150$ Ом, что соответствует $W = 1,7$ мкм. Тем не менее такое значительное увеличение ширины микроконтакта не привело к исчезновению аномальных осцилляций: в тех же условиях, т. е. при $i \leq 4$, наблюдается аналогичное поведение, как у микроконтакта с $W = 0,5$ мкм. Отсюда можно сделать вывод, что, по-видимому, роль краевых магнитных токов очень важна для объяснения наблюдаемых аномалий. Какие-либо плато отсутствовали, но наблюдались аномальные максимумы, когда уровень Ферми находился между основным и первым уровнем Ландау.

В работе также исследовался микроконтакт с $W = 0,2$ мкм. В этом микроконтакте также наблюдалось плато с $i = 6$, но отсутствовало плато с $i = 8$. Кроме того, в области слева от пика появилось новое плато с $i = 12$. Следует, однако, сказать, что в этом образце точность квантования была намного хуже (на уровне 5%).

Важность условия $l > L, W$ видна из сравнения с работой³. В этой работе микроконтакты имели геометрию, аналогичную исследованным в данной работе структурам, но образцы имели относительно низкую подвижность, так что $l < L$. В поведении этих микроконтактов не наблюдалось описанных выше явлений. С другой стороны, важна и геометрия образцов. Наиболее близкими по своей геометрии к исследованным микроконтактам являются квазиодномерные (по длине свободного пробега) и одномерные каналы, изученные в работах^{4, 5}, а также квантовые баллистические микроконтакты. Ни одна из перечисленных систем не обладает свойствами, ставшими предметом данной работы.

В заключение авторы благодарят Э.М.Баскина и М.В.Энтина за полезное обсуждение вопросов, затронутых в данной работе.

Литература

1. Van Houton H., Beenakker C.W.J., Van Wess B.J. In Semiconductors and Semimetals, ed. by M.A.Reed, N.-Y.: Academic Press, 1990.
2. Simmons J.A., Tsui D.C. Surf. Sci., 1988, 196, 81.
3. Takagaki Y., Wakaya F., Takaoka S. et al. Jap. J. Appl. Phys., 1989, 28, 2188.
4. Zheng H.Z., Choi K.K., Tsui D.C., Weimann G. Surf. Sci., 1986, 170, 209.
5. Timp G., Chang A.M., Markiewich P. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 732.

Поступила в редакцию
22 мая 1990 г.

Институт физики полупроводников
Сибирского отделения Академии наук СССР

После переработки
20 июня 1990 г.