

Факт p — n -конверсии можно было бы объяснить тем, что водород в исследуемых твердых растворах является глубоким донором. В материале p -типа он в таком случае легко вступает во взаимодействие с акцепторами, но не с донорами (из-за кулоновского отталкивания). Если в пассивации доноров в n -InGaAs (InGaAsP) участвует нейтральный или отрицательно заряженный водород, то донорный уровень водорода должен лежать заметно выше середины запрещенной зоны (иначе пассивировались бы и фоновые доноры в образцах, претерпевших p — n -конверсию). Однако точное его положение можно будет установить после измерений пассивации доноров в более высокоомных образцах n -типа. Отметим, что описанная ситуация похожа на исследовавшиеся ранее эффекты пассивации в Si [6] и InP [2-4].

В заключение авторы благодарят Л. М. Долгинова и Е. В. Соловьеву за полезное обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] Омеляновский Э. М., Поляков А. Я. // Высокочистые вещества. 1988. № 5. С. 5—19.
- [2] Chevallier J., Jalil A., Theys B., Pesant J. C., Aucouturier M., Rose B., Kazmierski C., Mircea A. // Mater. Sci. Forum. Def. in Semicond. 15 / Ed. by G. Ferenzi. Trans. Tech. Publ. Switzerland, Germany, UK, USA, 1989. P. 991—996.
- [3] Omeljanovsky E. M., Pakhomov A. V., Polyakov A. Y. // Mater. Sci. Forum. Def. in Semicond. 15 / Ed. by G. Ferenzi. Trans. Tech. Publ. Switzerland, Germany, UK, USA, 1989. P. 1063—1065.
- [4] Омеляновский Э. М., Пахомов А. В., Поляков А. Я. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1892—1894.
- [5] Алфёров Ж. И., Гореленок А. Т., Данильченко В. Г., Каманин А. В., Корольков В. И., Мамутин В. В., Габаров Г. С., Шмидт Н. М. // Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 24. С. 1516—1519.
- [6] Pantelides S. T. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 5. P. 995—998.

Государственный научно-исследовательский
и проектный институт редкометаллической
промышленности
Москва

Получено 11.05.1989
Принято к печати 18.05.1989

ФТП, том 23, вып. 9, 1989

ВОЗМОЖНЫЕ КВАНТОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ ОДНОМЕРНОГО БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ТРАНСПОРТА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

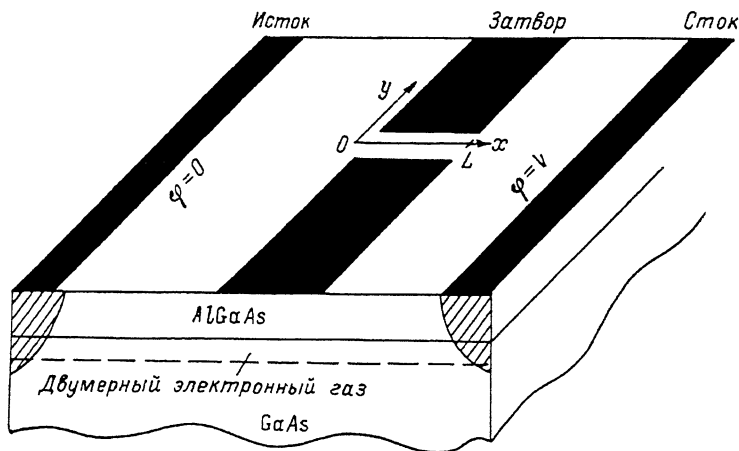
Бьюрков В. В., Федирко В. А.

Экспериментально наблюдалось явление ступенчатого изменения проводимости узкого канала в гетероструктуре на основе GaAs—AlGaAs при увеличении напряжения на затворе [1, 2]. Физика этого явления обсуждалась в указанных работах, а также в [3, 4]. Наблюдаемая зависимость связывалась с изменением условий квантования в канале вследствие уменьшения его сечения с ростом затворного напряжения.

В работах [1, 2] зависимость тока в канале от его ширины, определяемой напряжением на затворе, вычислялась в предположении, что падение напряжения на границах канала $V \ll \epsilon_F/e$, где ϵ_F — энергия Ферми. В действительности в эксперименте осуществлялось еще более жесткое условие $V < kT/e$, где T — температура структуры. Проведем расчет зависимости баллистического тока через канал, устраняя указанные выше ограничения, и покажем, что аналогичные особенности могут проявляться и на зависимости дифференциального сопротивления канала от величины напряжения между истоком и стоком (см. рисунок).

Электронная система в рассматриваемой структуре описывается матрицей плотности. В области канала удобно использовать представление Вигнера $f_i(p, x)$ по координате и представление размерного квантования, где i — номер квантовой подзоны. Если электрический потенциал изменяется достаточно плавно внутри канала и рассеяние электронов отсутствует, то переходы между подзонами исключаются и для функций $f_i(p, x)$ в канале справедливо бесстолкновительное одномерное кинетическое уравнение.

Поведение электронной волны на границах канала, разумеется, скажется на граничных условиях для матрицы плотности. Представляется оправданным считать, что в эксперименте имеет место плавная форма устьев канала, что отмечается и в работах [3, 4], в которых рассматривается влияние дифракции электронов на границах канала. Исходя из этого, для вычисления тока в канале будем использовать лишь весьма общее предположение, состоящее в том, что на границах канала для электронов, входящих в него, формируется распределение, близкое к фермиевской «ступеньке». Заметим попутно, что это пред-



положение неявно присутствует и в [1, 2]. Что касается выходящих из канала электронов, то их распределение может значительно отличаться от равновесного. В указанных условиях функция $f_i(p, x)$ будет иметь вид

$$f_i(p, x) = \theta(p) [\theta(\varepsilon - e\varphi) \theta(\varepsilon_F - \varepsilon_i + e\varphi - \varepsilon) + \theta(e\varphi - \varepsilon) \times \\ \times \theta(\varepsilon_F - \varepsilon_i - eV + e\varphi - \varepsilon)] + \theta(-p) \theta(\varepsilon_F - \varepsilon_i - eV - e\varphi - \varepsilon), \quad (1)$$

где $\varepsilon = P^2/2m$ — кинетическая энергия продольного движения, ε_i — энергия, соответствующая дну i -й подзоны, электрический потенциал $\varphi(x)$ изменяется монотонно вдоль канала от значения $\varphi(0) = 0$ на одной границе канала до значения $\varphi(L) = V$ на другой границе (сопротивление подводящих областей значительно меньше сопротивления канала). Функция (1) учитывает отражение электронов от потенциала $\varphi(x)$ внутри канала.

На основании функции (1) получаем следующее выражение для величины тока в канале:

$$I = -2e \sum_i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p}{m} \frac{dp}{2\pi\hbar} f_i(p, x) = \\ = -\frac{e^3}{\pi\hbar} \sum_i \left[V \theta(\varepsilon_F - \varepsilon_i - eV) + \frac{\varepsilon_F - \varepsilon_i}{e} \theta(eV + \varepsilon_i - \varepsilon_F) \right] \theta(\varepsilon_F - \varepsilon_i). \quad (2)$$

Здесь суммирование ведется по всем подзонам. Из выражения (2) видно, что дифференциальная проводимость канала dI/dV испытывает скачок на величину $e^2/\pi\hbar$ всякий раз, когда eV достигает значения $\varepsilon_F - \varepsilon_i$, т. е. энергии Ферми, отсчитанной от дна соответствующей подзоны. При этом все электроны такой подзоны, входящие в канал со стороны наибольшего потенциала ($\varphi = V$), отражаются от

потенциального барьера и возвращаются назад. Отметим, что вторые производные будут иметь δ -образные особенности при указанных значениях напряжения V . Когда напряжение между истоком и стоком мало: $V < (\epsilon_F - \epsilon_i)/e$, при большом количестве заполненных подзон величина проводимости канала совпадает с шарнировской проводимостью [5], а когда существенно поперечное квантование в канале — с оценками [1, 2]. Особенности проявляются лишь при достаточно высоких напряжениях.

Расстояние между соседними особенностями на зависимости дифференциального сопротивления от eV соответствует разности энергий соседних подзон. Для ширины канала $d \sim 100 \text{ \AA}$ эта разность энергий составляет величину $\sim 1 \text{ мэВ}$. Энергия Ферми для приведенной в [1] плотности двумерного электронного газа $N = 3.56 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ составляет $\sim 10 \text{ мэВ}$.

Для экспериментального наблюдения рассматриваемых особенностей важным является вопрос о разогреве двумерного электронного газа, который может сгладить эти особенности. В экспериментах [1, 2] для устранения разогрева падение напряжения на структуре V выбиралось ниже термического $kT/e \ll 0.1 \text{ мВ}$. Однако разогрев не будет играть существенной роли и при значительно больших напряжениях. Действительно, электроны, разогнанные в канале и приобретшие дополнительную энергию eV , передают ее двумерному электронному газу на длине остывания от границы канала. Таким образом, энерговыделение в указанной области равно V^2/R , где R — сопротивление канала. С учетом отвода тепла из этой области за счет электронной теплопроводности (теплоотвод в решетку также ослабляет разогрев, но менее эффективно) разогрев электронного газа ΔT может быть оценен из соотношения

$$\frac{V^2}{R} \sim \frac{k^2 T N \Delta T \mu}{e}, \quad (3)$$

где μ — подвижность. Для вырожденного двумерного электронного газа с плотностью $N \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ $\mu = 0.85 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [1]. Если полагать в (3) $R \sim 10 \text{ кОм}$, то для напряжения $V = 1 \text{ мВ}$ разогрев ΔT составит $\sim 0.1 \text{ К}$, что вполне позволяет выявлять квантовые особенности сопротивления канала.

Следует отметить также, что при превышении напряжения V величины $\hbar \omega_0/e$, где $\hbar \omega_0$ — энергия оптического фонона, движение электронов внутри канала может перестать быть баллистическим ввиду сильного рассеяния с испусканием оптического фонона, поэтому при таких напряжениях могут возникнуть особенности проводимости канала другой природы (ср. [6]). Квантовые особенности протекания тока в микроконтактах с сильной электрон-фононной релаксацией рассматривались, например, в [7]. Следует, однако, заметить, что разное квантование в канале способно значительно подавлять рассеяние.

Список литературы

- [1] Van Wees B. J., van Houten H., Beenakker C. W. J., Kouwenhoven L. P., van der Marel D., Foxon C. T. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 9. P. 848—850.
- [2] Wharam D. A., Thornton T. J., Newbury R., Pepper M., Ahmed H., Frost J. E. E., Hasco D. G., Peacock D. C., Ritchie D. A., Jones G. A. // J. Phys. C. 1988. V. 21. N 8. P. L209.
- [3] Глазман Л. П., Лесовик Г. Б., Хмельницкий Д. Е., Шехтер Р. И. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 4. С. 218—220.
- [4] Левинсон П. Б. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 5. С. 273—275.
- [5] Шарвин Ю. В. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. В. 3. С. 984—985.
- [6] Баннов Н. А., Рыжкий В. И., Федирко В. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 5. С. 769—786.
- [7] Кулик И. О., Шехтер Р. И., Шкорбатов А. Г. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. В. 6. С. 2126—2141.

Всесоюзный научно-исследовательский
проектно-конструкторский и технологический
институт источников тока
Москва

Получено 20.02.1989
Принято к печати 19.05.1989