

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ СОСТАВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ПОДВИЖНОСТЬ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Козырев С. В., Маслов А. Ю.

Исследованы ограничения, накладываемые на предельно достижимую величину подвижности двумерного электронного газа рассеянием на флуктуациях состава твердых растворов. Основное внимание уделено системам типа $Al_xGa_{1-x}As-GaAs$, в которых твердый раствор создает потенциальный барьер для электронов. В таких соединениях рассеяние происходит за счет квантово-механического проникновения части электронной волновой функции под барьер. Проведено сопоставление полученных теоретических результатов с экспериментальными данными.

Исследование гетероструктур с двумерным электронным газом является одной из наиболее быстро развивающихся областей физики полупроводников [1]. Это обусловлено возможностью практического применения результатов исследований для создания интегральных схем со сверхвысокими скоростями переключения [2]. Основным элементом таких схем должен стать полевой транзистор с очень высокой подвижностью электронов в канале (High Electron Mobility Transistor — НЕМТ). В гетероструктурах с двумерным электронным газом экспериментально наблюдались рекордно большие для всех типов полупроводниковых структур значения подвижности электронов, превышающие $2 \cdot 10^6$ см²/В·с [3].

В связи с этим становятся актуальными задачи изучения физических механизмов, определяющих подвижность электронов в таких системах, и выяснение теоретических ограничений на предельно достижимую величину подвижности [4]. Подавляющее большинство гетероструктур с двумерным электронным газом изготавливается в настоящее время на основе твердых растворов полупроводников. В твердых растворах ряд кинетических свойств носителей тока определяется рассеянием на флуктуациях состава [5]. В настоящей работе исследуется влияние этого механизма рассеяния на подвижность двумерного электронного газа. Получены выражения для зависимости подвижности электронов от параметров зонной структуры полупроводниковых материалов для различных типов гетероструктур. Показано, что рассеяние на флуктуациях состава может играть существенную роль даже в том случае, когда основная часть электронной волновой функции локализована вне области твердого раствора.

Рассмотрим электронный газ, локализованный в идеальной бездефектной квантовой яме. Движение электрона при этом можно разделить на продольное и поперечное. Поперечное движение квантовано, а продольное характеризуется двумерным квазиимпульсом p . Будем считать, что электроны заполняют только один уровень размерного квантования. Именно такая ситуация соответствует максимальным значениям подвижности. В этом случае волновая функция электрона имеет вид

$$\psi_p(p, z) = \chi_0(z) \frac{\exp\left(i \frac{pp}{\hbar}\right)}{\sqrt{S_0}}, \quad (1)$$

где S_0 — нормировочная площадь, а волновая функция относительного движения $\chi_0(z)$ удовлетворяет одномерному уравнению Шредингера

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} \chi_0(z) + U(z) \chi_0(z) = E_0 \chi_0(z). \quad (2)$$

Здесь $U(z)$ — потенциальная энергия электрона в квантовой яме, E_0 — уровень энергии основного состояния в ней. Уравнение (2) относится к соединениям, у которых минимум зоны проводимости расположен в центре зоны Бриллюэна.

Следуя [5, 6], запишем потенциальную энергию взаимодействия электронов с флуктуацией состава твердого раствора типа $A_x B_{1-x} C$ в следующем виде:

$$V(r) = \frac{\alpha}{N} \xi(r). \quad (3)$$

Здесь $\alpha = \partial E_c / \partial x$ описывает изменение положения дна зоны проводимости при изменении состава x , N — концентрация узлов кристаллической решетки, а флуктуация $\xi(r)$ определена стандартным способом:

$$\xi(r) = N_A(r) - Nx, \quad (4)$$

где $N_A(r)$ — локальная концентрация атомов сорта A , усредненная по объему, большему, чем $(Nx)^{-1}$. Для нас будут существенны гауссовы флуктуации, которые реализуются в объемах, содержащих много атомов. Предположим, что распределение атомов сортов A и B по узлам кристаллической решетки некоррелировано. Тогда

$$\overline{\xi(r) \xi(r')} = Nx(1-x) \delta(r-r'), \quad (5)$$

где черта означает усреднение по пространству.

Частота столкновений электрона с флуктуациями состава имеет обычный вид

$$\nu_p = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{q}} |\langle \psi_p | V(\mathbf{r}) | \psi_{p+\mathbf{q}} \rangle|^2 \delta(E_p - E_{p+\mathbf{q}}) (1 - \cos \theta), \quad (6)$$

где θ — угол между направлениями векторов \mathbf{p} и $\mathbf{p}+\mathbf{q}$, $E_p = E_0 + p^2/2m$ — энергия электрона с импульсом p . Подставим (1) и (3) в (6) и проведем усреднение с помощью условия (5). Переходя затем от суммирования по \mathbf{q} к интегрированию, получим

$$\nu_p = \frac{m\alpha^2 x(1-x)}{N\hbar^3} \int \chi_0^4(z) dz. \quad (7)$$

В выражении (7) интегрирование по z ведется по той области пространства, которую занимает твердый раствор. Отметим, что частота столкновений ν_p (7) не зависит от значения импульса электрона p . Это связано с тем, что ν_p при условии (5) определяется плотностью конечных состояний электрона, которая в двумерном случае не зависит от импульса. Поэтому подвижность электронов в двумерном канале не зависит от вида функции распределения и равна

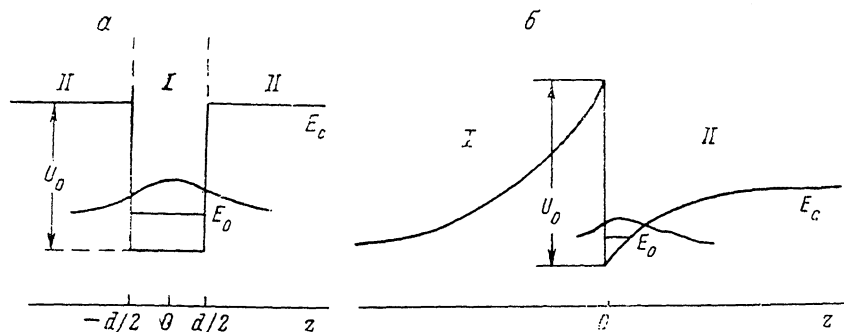
$$\mu = \frac{e}{m} \tau = \frac{\hbar^3 N e l_0}{\alpha^2 x (1-x) m^2}. \quad (8)$$

Величина $l_0 = \left[\int \chi_0^4 dz \right]^{-1}$ имеет размерность длины. Численное значение этой величины определяется конкретной формой потенциальной ямы и тем, какая область потенциальной ямы формируется твердым раствором. В соединениях типа GaP—GaAsP, GaAs—InGaAs электрон локализуется в области твердого раствора. При этом рассеяние на флуктуациях состава реализуется в области максимума волновой функции $\chi_0(z)$ и длина l_0 по порядку величины совпадает с размером области локализации электрона z_0 . В соединениях типа GaAs—AlGaAs твердый раствор создает потенциальный барьер для электрона. В этом случае в рассеянии на флуктуациях состава принимает участие лишь

незначительная часть электронной плотности и соответствующая величина l_0 , как будет показано далее, оказывается значительно больше z_0 .

Приведем результаты расчетов для нескольких наиболее интересных частных случаев.

Рассмотрим двойную гетероструктуру с очень тонким слоем узкозонного полупроводника (см. рисунок, а). Потенциальную энергию электрона в такой структуре можно представить в виде прямоугольной потенциальной ямы глубиной U_0 и толщиной d . Когда твердый раствор создает потенциальную яму



Потенциальная энергия электрона в гетероструктурах на основе системы $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$.

а — двойная гетероструктура с тонким слоем узкозонного материала, б — одиночный гетеропереход.

для электрона, для нахождения $\chi_0(z)$ можно ограничиться приближением ямы с бесконечно высокими стенками ($U_0 = \infty$). В этом приближении

$$\chi_0(z) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{d}} \cos \frac{\pi z}{d}, & |z| < \frac{d}{2}, \\ 0, & |z| \geq \frac{d}{2}. \end{cases} \quad (9)$$

Подставив $\chi_0(z)$ из (9) в (8), получим

$$\mu \equiv \mu_{2D} = \frac{2}{3} \frac{\hbar^3 N e d}{a^2 x (1-x) m^2}. \quad (10)$$

Выражение (10) дает значение подвижности электронов в тонкой пленке из твердого раствора. Аналогичная зависимость подвижности от толщины слоя и состава твердого раствора была получена в работе [7]. Однако в этой работе использовалась модель рассеяния электрона на отдельных примесных центрах. Поэтому в окончательное выражение для подвижности в [7] вместо известного параметра α вошла неизвестная величина — глубина потенциальной ямы отдельного рассеивателя.

При учете конечной глубины потенциальной ямы возникают малые поправки к выражению (10), имеющие относительный порядок величины $\sqrt{E_0/U_0}$. Они становятся существенными только в случае очень мелких квантовых ям, в которых имеется лишь один уровень размерного квантования для электрона.

В гетероструктурах типа $\text{GaAs}-\text{AlGaAs}$ твердый раствор образует потенциальный барьер для электрона (см. рисунок). В этом случае тоже существует рассеяние на флуктуациях состава, однако оно определяется лишь той частью электронной плотности, которая проникает под барьер. Поэтому такое рассеяние имеется лишь при учете конечной высоты барьера. Воспользовавшись известным решением для $\chi_0(z)$ [8, § 22] и учитывая в (8) соответствующие пределы интегрирования, получим

$$\mu = \frac{3}{2} \left(\frac{U_0}{E_0} \right)^2 \left[\frac{(zd+2)^2}{zd} \right] \mu_{2D}, \quad (11)$$

где $x = \sqrt{2m(U_0 - E_0)}/\hbar$. Оценку для полученного значения подвижности по порядку величины можно получить с помощью простой приближенной формулы

$$\mu \approx \mu_{2D} K^5, \quad (12)$$

где K — число уровней размерного квантования в прямоугольной потенциальной яме конечной глубины. (Отметим, что заполненным при этом по-прежнему считается только уровень энергии основного состояния). Для большинства твердых растворов $\text{Al}^{11}\text{V}^{\text{v}}$ оценка по формуле (10) дает $\mu_{2D} \approx 10^4 - 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $d \approx 100 \text{ \AA}$. Поэтому, согласно (12), при анализе данных о подвижности электронов учет рассеяния на флуктуациях состава твердых растворов в соединениях рассмотренного типа важен для не слишком глубоких или не слишком широких потенциальных ям, содержащих 2–5 дискретных уровней размерного квантования.

Рассмотрим теперь рассеяние для случая электронов, локализованных на границе отдельного гетероперехода (см. рисунок, б). В этом случае потенциальную энергию электрона в окрестностях перехода можно представить в следующем виде [9]:

$$U(z) = \begin{cases} U_0, & z < 0, \\ Fz, & z \geq 0. \end{cases} \quad (13)$$

Для системы $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}-\text{GaAs}$ в области $z < 0$ находится твердый раствор, а при $z \geq 0$ — арсенид галлия. Решение уравнения Шредингера (2) с потенциалом (13) известно [8, § 24] и имеет вид

$$\chi_0(z) = \begin{cases} Ae^{zx}, & z < 0, \\ B\Phi\left[\left(\frac{E_0}{F} - z\right)/z_0\right], & z \geq 0, \end{cases} \quad (14)$$

где $\Phi(z)$ — функция Эйри, $z_0 = (\hbar^2/2mF)^{1/3}$ — эффективная ширина двумерного канала. В общем случае вычисление интеграла в (8) с учетом нормировки функции $\chi_0(z)$ приводит к громоздким выражениям. Для описания эксперимента обычно наиболее типичен случай, когда выполнено неравенство

$$xz_0 > 1, \quad (15)$$

означающее, что уровень энергии электрона в яме расположен существенно ниже края барьера. При этом получим

$$\mu = 6.4 \frac{\hbar^3 N e z_0}{a^2 x (1-x) m^2} (xz_0)^5. \quad (16)$$

В том случае, когда твердый раствор занимает область $z < 0$, при выполнении условия (15) в формулу (8) в качестве l_0 следует подставить $3.3z_0$.

Сравним значение подвижности, даваемое формулой (16), с тем, которое наблюдалось в эксперименте [3]. Для этого выразим величину F из (13) через концентрацию двумерного электронного газа n . Согласно [9], $F = 4\pi e^2 n/\epsilon$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость арсенида галлия. Подставив экспериментальные данные ($n = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $x = 0.3$) из работы [3], а также параметры системы AlGaAs ($\alpha \approx 1.1 \text{ эВ}$, $m \approx 0.067 m_0$, $N = 5.5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon = 13.2$) из работы [10], получим $\mu \approx 3.5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Это значение менее чем в 2 раза отличается от измеренного экспериментально, что указывает на существенную роль рассеяния на флуктуациях состава при достигнутом уровне совершенства гетероструктур на основе системы $\text{AlGaAs}-\text{GaAs}$.

Рассмотрим ограничения на проведенное выше рассмотрение. Представление волновой функции в виде (1) возможно при условии, что длина волны электрона много меньше длины свободного пробега l_p . Кроме того, мы предполагали, что электроны заполняют только основной уровень энергии поперечного движения. Эти предположения соответствуют следующим ограничениям на величину средней энергии продольного движения электрона \bar{E} :

$$\hbar^2/m l_p^2 \ll \bar{E} < \hbar^2/m z_0^2. \quad (17)$$

При достаточно низких температурах, когда электронный газ является вырожденным, E оказывается порядка энергии Ферми. При этом (17) сводится к неравенствам для концентрации двумерного электронного газа:

$$1/l_p^2 \ll n < 1/z_0^2. \quad (18)$$

При высоких значениях подвижности ($\mu \geq 10^5$ см²/В·с) левое неравенство в (18) соответствует очень слабому ограничению $n \geq 10^8$ см⁻², что всегда выполняется в эксперименте. Правое неравенство в (18) ограничивает сверху область концентраций двумерного электронного газа с максимальной подвижностью. При нарушении этого условия возникает новый канал рассеяния, связанный с возможными переходами с изменением уровня энергии поперечного движения при рассеянии. Это приводит к существенному уменьшению возможных значений подвижности по сравнению с тем, что дают формулы (11) и (16).

При получении выражения (16) мы считали массу электрона в широкозонном и узкозонном материалах одинаковой. Такое предположение достаточно хорошо выполняется для системы AlGaAs при $x < 0.4$. Если масса электрона в области потенциальной ямы m_1 , а в области барьера — m_2 , то следует учесть изменение условий сшивки волновых функций электрона на границе гетероперехода. В настоящее время вопрос о виде граничных условий на гетерогранице окончательно не выяснен. Следуя [11], запишем эти условия в виде

$$\chi_0|_{z \rightarrow +0} = \chi_0|_{z \rightarrow -0}, \quad \frac{1}{m_1} \frac{d\chi_0}{dz} \Big|_{z \rightarrow +0} = \frac{1}{m_2} \frac{d\chi_0}{dz} \Big|_{z \rightarrow -0}. \quad (19)$$

При использовании таких граничных условий выражение для подвижности (16) следует умножить на $(m_2/m_1)^4$. Кроме того, величина κ теперь содержит m_2 , а z_0 — m_1 . При этом даже небольшая разница масс может существенно изменить численное значение для подвижности. Так, если считать, что для Al_{0,3}Ga_{0,7}As $m_2 = 1.37m_1$ [10], то приведенную выше оценку для подвижности следует увеличить в 7.73 раза, и мы получим $\mu \approx 27 \cdot 10^6$ см²/В·с.

Для гетероструктур на основе систем типа AlGaAs—GaAs влияние рассеяния на флуктуациях состава на подвижность двумерного электронного газа, согласно (11), (16), сильно зависит от глубины потенциальной ямы для электрона U_0 , которая, в свою очередь, определяется составом твердого раствора. Это дает возможность экспериментальной проверки влияния данного механизма рассеяния на подвижность.

Как известно [12], значительное увеличение подвижности двумерного электронного газа было получено при использовании структур с модулированным легированием, в которых рассеяние электронов на заряженных примесях существенно ослаблено за счет их пространственного разделения. Кроме того, для того чтобы подавить рассеяние на фононах, измерения проводятся при низких температурах. В этих условиях, согласно [13, 14], основным механизмом рассеяния, ограничивающим подвижность двумерного электронного газа, является рассеяние на остаточных примесях в электронном канале и вблизи его границ, а также на шероховатостях границы. Такое рассеяние определяется концентрацией неконтролируемых примесей и дефектов, возникающих при использовании существующей технологии, т. е. несовершенством гетероструктуры. По мере развития технологии изготовления гетероструктур роль этих механизмов рассеяния будет уменьшаться. Рассмотренный нами механизм рассеяния определяется только собственными свойствами конкретных полупроводниковых материалов и в этом смысле не зависит от технологического совершенства. Поэтому можно сказать, что полученные в работе результаты определяют предельную величину подвижности электронов в структурах соответствующего состава.

Авторы признательны И. П. Ипатовой и А. Я. Вулю за поддержку работы.

- [1] Drummond T. J., Masselink W. T., Markoc H. — Proc. IEEE, 1986, v. 74, N 6, p. 773—822.
- [2] Abe M., Mimura T., Nishiuchi K., Shibatonu A., Kobayashi M. — IEEE, 1986, v. QE-22, N 9, p. 1870—1879.
- [3] Hiyanuzu S., Saito J., Nambu K., Ishikowa T. — Japan. J. Appl. Phys., 1983, v. 22, N 10, p. L609—L611.
- [4] Sasaki H. — IEEE, 1986, v. QE-22, N 9, p. 1845—1852.
- [5] Шлимак И. С., Эфрос А. Л., Янчев И. Я. Исследование роли флуктуаций состава в твердых растворах Ge—Si. — ФТП, 1977, т. 11, в. 2, с. 257—261.
- [6] Алфёров Ж. И., Портной Е. Л., Рогачев А. А. О ширине края поглощения полупроводниковых твердых растворов. — ФТП, 1968, т. 2, в. 8, с. 1194—1197.
- [7] Chattopadhyay D. — Phys. Rev. B, 1985, v. 31, N 2, p. 1145—1146.
- [8] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1974. 752 с.
- [9] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 416 с.
- [10] Adachi S. — J. Appl. Phys., 1985, v. 58, N 3, p. R1—R29.
- [11] Силин А. П. Полупроводниковые сверхрешетки. — УФН, 1985, т. 147, в. 3, с. 485—521.
- [12] Proceedings of the Gamada Conf. XII on Modulated Semiconductor Structures. Kyoto, Japan, IX, 1985. — Surf. Sci., 1986, v. 174, N 1/3.
- [13] Lee K., Shur M. S., Drummond K. J., Markoc H. — J. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 41, p. 6432—6438.
- [14] Walukiewicz W., Ruda H. E., Lagowski J., Gatos H. C. — Phys. Rev. B, 1984, v. 30, N 8, p. 4571—4582.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 25.05.1987
Принята к печати 21.07.1987

The quantum Halleffect / Ed. by R. E. Prange, S. M. Girvin N. Y. etc.: Springer-Verlag, 1987.
419 p.

В основу книги, посвященной систематическому изложению вопросов, связанных с квантовым эффектом Холла (КЭХ), положен курс лекций, прочитанный в 1985 г. ведущими специалистами в соответствующей области физики в университете штата Мэриленд (США) для студентов старших курсов и научных работников. Дано подробное введение в проблему (включающее описание обычного эффекта Холла, способов измерения кондактанса, роли примесей, квантовых эффектов, свойств инверсионных слоев и т. д.). Освещены проявления и природа целочисленного КЭХ (экспериментальные и теоретические аспекты). Представлены важнейшие экспериментальные факты, относящиеся к абсолютному стандарту сопротивления, определению постоянной тонкой структуры, температурной зависимости компонент тензора сопротивления, распределению тока и к термомагнитным эффектам. Теоретически изучено влияние беспорядка и дефектов. Приведены топологические соображения, относящиеся к интерпретации КЭХ. Представлен также подход к проблеме, основанный на методах теории поля и соображениях скейлинга; обсуждается связь с проблемой локализации. Значительное место отведено дробному КЭХ. При этом, как и для целочисленного КЭХ, описаны важнейшие экспериментальные аспекты. Изложена простейшая теория, основанная на модели несжимаемой квантовой жидкости. Проанализированы иерархия дробных состояний и результаты численных расчетов. Рассмотрены различные коллективные возбуждения в условиях дробного КЭХ: «магнитофононы» и «магниторотоны», «вихри», квазиэкситоны, магнитоплазмоны и др. Обсуждаются некоторые нерешенные вопросы, связанные с КЭХ. Книга содержит богатую библиографию (около 800 наименований).