

**ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ
ЭКРАНИРОВАНИИ МЕЛКОМАСШТАБНОГО
ФЛУКТУАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА ГЕТЕРОГРАНИЦЫ
GaAs - AlGaAs**

А.С.Веденеев, В.А.Гергель, А.Г.Ждан, В.Е.Сизов*

*Институт радиотехники и электроники РАН
141120 Фрязино, Московская обл., Россия*

**НИИ физических проблем им. Ф.В.Лукина
111111 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 июля 1993 г.

Экспериментально подтверждены представления о сильной локализации электронного газа в минимумах мелкокомасштабного потенциального рельефа гетерограницы GaAs-AlGaAs. Определены энергетический ($\Delta \approx 18$ мэВ) и пространственный (200 - 400 Å) масштабы флуктуаций. Установлено, что величина Δ практически совпадает с характерной кулоновской энергией взаимодействия ионизированных доноров в слое n -AlGaAs.

Хаотические флуктуации потенциала межфазной границы раздела твердых тел могут приводить в квазидвумерных системах к локализации носителей заряда в минимумах потенциального рельефа, кардинально изменяющей электронные свойства объекта [1-5]. Проявления флуктуационного потенциала (ФП) удобно исследовать в модуляционно-легированных гетероэпитаксиальных структурах (ГС) GaAs-AlGaAs с тонким спейсером. В ГС источником случайного поля являются флуктуации локальной плотности ионизированных доноров в широкозонном полупроводниковом слое n -AlGaAs, средняя концентрация N_d и пространственное расположение которых хорошо известны.

Покажем, что комбинация методов классического эффекта поля и магнитосопротивления позволяет получить для ГС количественные данные об энергетическом и пространственном масштабах ФП, о степени локализации квазидвумерного электронного газа и о температурной эволюции ее концентрационной зависимости.

В ГС с тонким спейсером хаотические поля доноров эффективно экранируются затвором, поэтому ФП преимущественно индуцирован донорным слоем толщиной $\delta < d_d$ (d_d - толщина n -AlGaAs), примыкающим к гетерогранице. Плотность заряда в этом слое $n_d = N_d \delta$ определяет характерный энергетический масштаб ФП $\Delta = q^2(\pi n_d)^{1/2}/\kappa$ [3], где κ - средняя диэлектрическая проницаемость GaAs и AlGaAs, q - элементарный заряд. Пространственный масштаб ФП (радиус экранирования - R_{FP}) ограничен сверху расстоянием между гетерограницей и полевым электродом $d = d_d + d_i$ (d_i - толщина спейсера). Электроны, могущие перемещаться вдоль гетерограницы, перераспределяются между минимумами потенциального рельефа и, локализуясь в них, компенсируют флуктуации потенциала с масштабом, превышающим радиус нелинейного экранирования $R_s = (n_d/\pi)^{1/2}/n_s = \kappa\Delta/\pi q^2 n_s$ (n_s - полная концентрация электронов на гетерогранице), так что $R_{FP} = \min\{d, R_s\}$. Выражения, связывающие Δ , n_s и концентрацию свободных электронов n_c для невырожденного электронного газа, получены в [3,4]. При нелинейном экранировании сильного

ФП ($n_s \gg n_c$, $\Delta \gg kT$, где T – температура, k – постоянная Больцмана) $n_c \propto \exp(q\varphi_s/kT)$, $n_s \propto \exp(q\varphi_s/2\Delta)$, то есть n_c связана с n_s степенным законом $n_c \propto n_s^{2\Delta/kT}$ (φ_s – средний потенциал гетерограницы). Таким образом энергетический и пространственный масштабы ФП могут быть найдены экспериментально по зависимости $n_c(n_s)$, характеризующей степень локализации электронного газа.

По определению $n_c(V_g) \equiv \sigma_c/q\mu_c$, а $n_s \propto (V_g - \varphi_s + \text{const})$, где $\varphi_s = (kT/q) \ln(n_c) + \text{const}$, σ_c – электропроводность квазидвумерного канала, μ_c – подвижность электронов. Следовательно, для нахождения искомой функции $n_c(n_s)$ достаточно измерить зависимости $\sigma_c(V_g)$ и $\mu_c(V_g)$, первую из которых можно получить по данным эффекта поля, а вторую – геометрического магнитосопротивления ГС.

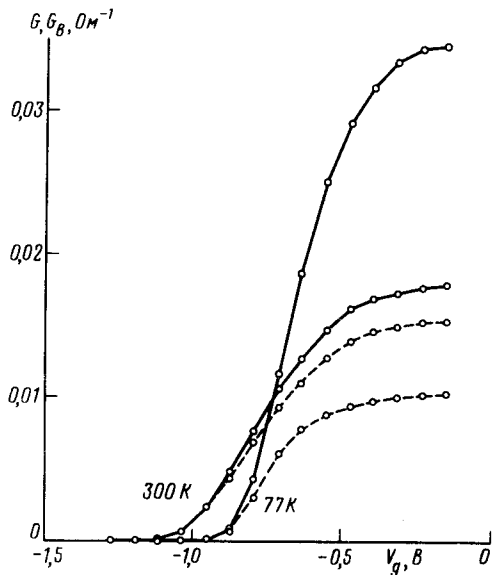


Рис.1. Зависимость от потенциала полевого электрода проводимости ГС без магнитного поля (сплошные линии) и в магнитном поле 0,8 Тл (штриховые линии) для 300 и 77 К

Исследовались полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии ГС TiAu (полевой электрод) – $n\text{-Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As:Si}$ ($d_d = 350 \text{ \AA}$, $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$) – $i\text{-Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ (спейсер, $d_i = 30 \text{ \AA}$) – $i\text{-GaAs}$ (толщина 1 мкм) – GaAs:Cr (полупроводящая подложка). Длина l и ширина W полевого электрода составляли 0,6 и 60 мкм. Расстояние между токовыми контактами к гетерогранице (сплав NiAuGe) $L = 3 \text{ мкм} \ll W$, что удовлетворяет условиям наблюдения геометрического магнитосопротивления. По методике [6] в функции от V_g измерялись проводимость канала в отсутствие и при наличии магнитного поля $B = 0,8 \text{ Тл}$, ориентированного по нормали к гетерогранице – $G(V_g)$ и $G_B(V_g)$, соответственно. Эти зависимости для 300 и 77 К приведены на рис.1. Их поведение в целом отвечает классическим представлениям об электронных свойствах ГС [7] – G и G_B увеличиваются с V_g и затем выходят на плато вследствие ограничения проводимости ГС пассивными (не модулируемыми эффектом поля) областями гетерограницы, прилегающими к токовым контактам. При этом, очевидно, $G = (\sigma_c W/l)[1 + \sigma_c(L-l)/\sigma_0 l]^{-1}$, $G_B = (\sigma_c W/l)[1 + \mu_c^2 B^2 + (1 + \mu_0^2 B^2)\sigma_c(L-l)/\sigma_0 l]^{-1}$; индекс "с" относится к активной области гетерограницы, а индекс "о" – к

пассивной. Измеренные характеристики $G(V_g)$ и $G_B(V_g)$ помимо искомым функций $\sigma_c(V_g)$ и $\mu_c(V_g)$ содержат две константы σ_o и μ_o . Их нетрудно оценить по уровню плато кривых $G(V_g)$ и $G_B(V_g)$, определяемому условиями $\sigma_o \simeq \sigma_c$, $\mu_o \simeq \mu_c$ [7], где $G \simeq \sigma_o W/L$, $G/G_B - 1 \simeq \mu_o^2 B^2$. В итоге, по экспериментальным данным рис.1 находим $\sigma_c(V_g)$, $\mu_c(V_g)$, $n_c(V_g)$ и $n_s(V_g) = (\kappa_o/4\pi qd) [V_g - V_g^* - (kT/q) \ln(n_c/n_c^*)] + n_s^*$ [8], где κ_o - диэлектрическая проницаемость AlGaAs, V_g^* - потенциал полевого электрода, отвечающий порогу перекрытия канала, $n_c^* = n_c(V_g)|_{V_g=V_g^*}$,

$$n_s^* = [\kappa_o(kT)^2/4\pi q^3 d] [(dV_g/d \ln n_c) - kT/q] / [d^2 V_g/d(\ln n_c)^2] |_{V_g=V_g^*}.$$

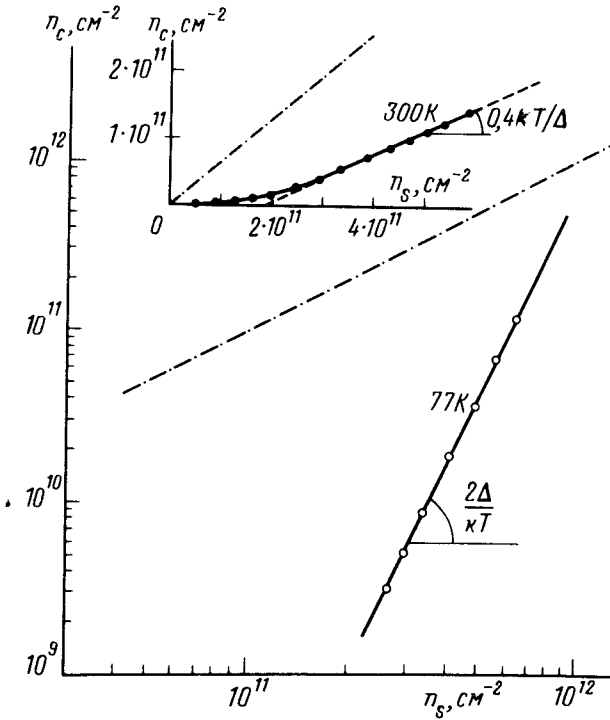


Рис.2. Концентрация свободных электронов n_c в зависимости от их полной концентрации n_s на гетерогранице для 77 и 300 К (на вставке). Штрих-пунктирные прямые - $n_c = n_s$.

Полученные таким образом зависимости $n_c(n_s)$ для 77 и 300 К приведены на рис.2. Из рисунка явствует, что при 77 К $n_c \ll n_s$ и изменяется с n_s по степенному закону с показателем степени $\alpha \simeq 5,4$, что в принципе отвечает теоретическим представлениям [3,4] о нелинейном экранировании сильного ФП. Согласно [3,4] $\alpha = 2\Delta/kT$, откуда $\Delta \simeq 18$ мэВ $\gg kT$. Энергетический масштаб ФП определяет эффективную толщину донорного слоя, индуцирующего ФП, $\delta = n_d/N_d = \Delta^2 \kappa^2 / (\pi q^4 N_d) \simeq 70 \text{ \AA}$. Это значение δ близко к среднему межпримесному расстоянию $r_d = (3/4\pi N_d)^{1/3} \simeq 60 \text{ \AA}$. В то же время, согласно [2], энергетический масштаб поверхностного ФП, безотносительно к характеру распределения (поверхностного или объемного) заряженных центров, определяется кулоновской энергией их взаимодействия $\Delta = (q^2/\kappa)(4\pi N_d/3)^{1/3}$, то есть наблюдательно $n_d \simeq N_d r_d \simeq N_d^{2/3}$, или в рассматриваемом случае ($N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$), $\Delta \simeq 17$ мэВ, что практически совпадает с найденной выше величиной. Сово-

купность этих данных позволяет заключить, что теория [2-4] хорошо описывает эксперимент, и что для межфазной границы ГС с тонким спейсером типичен сильный ФП, индуцированный ближайшими к ней ионизированными донорами, проявляющийся в условиях нелинейного электронного экранирования.

Поскольку при 300 К $\Delta \simeq 18 \text{ мэВ} \leq kT$, приближение теории сильного ФП при этой температуре не выполняется. Соответствующий случай рассмотрен в [4], где показано, что при $0,5 \leq \Delta/kT \leq 2$ n_c является линейной функцией n_s : $n_c \simeq (0,4kT/\Delta)n_s + \text{const}$. На экспериментальной зависимости $n_c(n_s)$ при 300 К, представленной на вставке к рис.2, отчетливо проявляется линейный участок, наклон которого отвечает величине $\Delta \simeq 16,5 \text{ мэВ}$, достаточно близкой к значению $\Delta(77 \text{ К}) \simeq 18 \text{ мэВ}$. Таким образом, при типичных уровнях легирования слоя $n\text{-AlGaAs}$ даже при комнатных температурах электронный газ на гетерогранице может быть весьма сильно локализован.

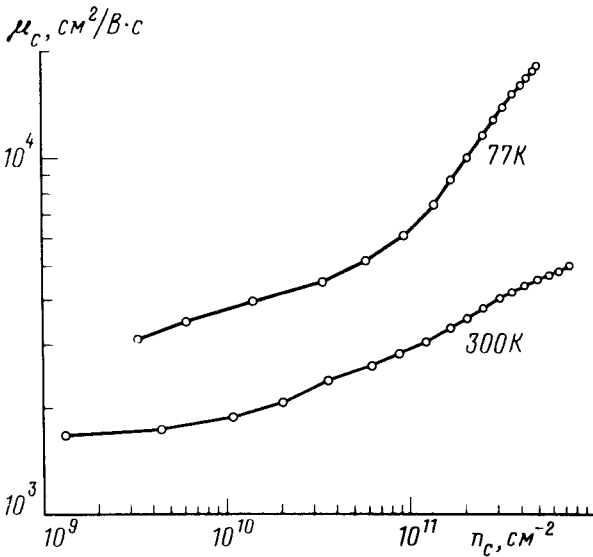


Рис.3. Концентрационная зависимость подвижности электронов на гетерогранице

Поскольку $R_s = \kappa\Delta/(\pi q^2 n_s)$, режим нелинейного экранирования ФП ($R_s < d = 380 \text{ \AA}$) экспериментально реализуется при $n_s \geq 10^{11} \text{ см}^{-2}$, то есть в условиях эффективного проявления локализации электронов (рис.2). Так как $R_{FP} = \min\{d, R_s\}$, $R_{FP} = R_s$. Длина свободного пробега электронов $l_n = m\mu_c v_T/q$ (m - эффективная масса носителей заряда, v_T - их тепловая скорость), начиная со значений $\mu_c \simeq 3,5 \cdot 10^3 (77 \text{ К})$ и $2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ (300 К) (см. рис.3), оказывается больше R_{FP} , то есть ФП гетерограницы является преимущественно мелкомасштабным. Поэтому определяемую по магнитосопротивлению подвижность электронов следует трактовать как микроскопическую и, соответственно, величину $n_c = \sigma_c/q\mu_c$ рассматривать как плотность свободных электронов.

Заметим в заключение, что межпримесное расстояние $r_d \simeq 60 \text{ \AA}$ и ширина области пространственной локализации электронов в минимумах потенциального рельефа гетерограницы $z_0 \simeq a_B^{3/4} r_d^{1/4} \simeq 90 \text{ \AA}$ [3] (a_B - эффективный

боровский радиус), лимитирующие расстояние, на которое электроны могут приблизиться к ионизированным донорам, существенно превышают толщину спейсера $d_i \simeq 30 \text{ \AA}$. Это обстоятельство является определенным основанием применимости теории [2-4], построенной без учета эффектов пространственного разделения квазидвумерного электронного газа и ионизированных доноров, находящихся в слое $n\text{-AlGaAs}$, к описанию настоящих экспериментов.

-
1. J.R.Brews, J. Appl. Phys. **46**, 2181 (1974).
 2. В.А.Гергель, Р.А.Сулис, ЖЭТФ **75**, 191 (1978).
 3. В.А.Гергель, Р.А.Сулис, ЖЭТФ **84**, 719 (1983).
 4. В.А.Гергель, Г.В.Шпатаковская, ЖЭТФ **102**, 640 (1992).
 5. Т.Андо, А.Фаулер, Ф.Стерн. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985 (T.Ando, A.Fowler, and F.Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982)).
 6. А.С.Веденеев, А.Г.Гайворонский, А.Г.Ждан, ПТЭ **2**, 246 (1992).
 7. М.Шур, Современные приборы на основе арсенида галлия. М.: Мир, 1991 (M.Shur, GaAs Devices and Circuits. Plenum Press. New York and London (1987)).
 8. М.А.Байрамов, А.С.Веденеев, Л.В.Волков, А.Г.Ждан, ФТП **22**, 1365 (1988).