

ЭВОЛЮЦИЯ ФЛУКТУАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА ПРИ ОБЕДНЕНИИ КАНАЛА ПОЛЕВОГО GaAs-ТРАНЗИСТОРА

Орлов А. О., Савченко А. К., Шкловский Б. И.

Показано, что поведение термодинамической плотности состояний при уменьшении концентрации электронов в канале GaAs-транзистора с затвором Шоттки обусловлено эволюцией флукуационного потенциала в условиях нелинейного электронного экранирования.

Полевой транзистор с затвором Шоттки — удобный модельный объект для исследования электронных явлений [1, 2]. Проводящий канал здесь образуется в объеме легированного до уровня металлической проводимости полупроводника (рис. 1). Его толщину можно изменять с помощью напряжения на затворе V_g , которое задает толщину L обедненного слоя на границе металл—полупроводник [3]:

$$L(V_g) = (\chi(V_g + \Phi_0)/2\pi eN)^{1/2}, \quad (1)$$

где Φ_0 — контактная разность потенциалов, N — объемная концентрация доноров, χ — диэлектрическая проницаемость. При большой толщине канала, когда концентрация электронов равна концентрации доноров и канал представляет собой область электронейтральности, дифференциальная емкость затвор—канал ($C = \partial Q / \partial V_g$) определяется толщиной области пространственного заряда $L(V_g)$:

$$C(V_g) = \chi S / 4\pi L(V_g), \quad (2)$$

где S — площадь затвора. Измерение зависимости $C(V_g)$ в этом случае является традиционным способом определения профиля легирования $N(L)$.

Цель настоящей работы — исследование зависимости $C(V_g)$ в области «пережатого» канала, когда концентрации электронов в нем недостаточно для полного экранирования электрического поля затвора.

Измерение дифференциальной емкости затвор—канал проводилось при $T = 4.2$ К на транзисторных структурах с затвором размерами $l = 2 \div 20$ мкм, $w = 200$ мкм (рис. 1). Легированная область GaAs [$N = (1 \div 2) \cdot 10^{17}$ см⁻³] отделена от подложки нелегированным слоем. В качестве подложки использовались полуизолирующий GaAs и проводящий n^+ -GaAs, отделенный от канала дополнительной полуизолирующей прослойкой GaAlAs. Емкостной ток в цепи затвора и соединенных вместе контактов исток—сток (рис. 1) измерялся на низкой частоте $\omega = 30 \div 300$ Гц, так чтобы высокое сопротивление канала R_c не вносило погрешности в измерение емкости [$R_c C(V_g) < \omega^{-1}$]. Выполнение этого условия проверялось по отсутствию частотной зависимости кривой $C(V_g)$. Рассматривая объект исследования как конденсатор, одной из обкладок которого является затвор, а второй — пережимаемый канал, следовало бы ожидать, что в момент полного истощения канала емкость C резко уменьшится от значения емкости обедненного слоя (2) до малой величины, определяемой емкостью паразитных связей (рис. 2). В эксперименте, однако, наблюдается растянутая область перехода от закона Шоттки (2) до остаточной емкости, значение которой в дальнейшем будет приниматься за нулевой уровень.

Размытие $C(V_g)$ -характеристики связано с тем, что дно зоны проводимости в канале размыто флуктуациями. Представляет интерес проанализировать экспериментальную зависимость в этой области для выяснения характера флуктуационного потенциала в проводящем канале. При уменьшении концентрации электронов усредненное положение дна зоны проводимости в канале будет смещаться на величину V_e относительно уровня Ферми, который задается объемом структуры (рис. 3). Приращение напряжения на затворе dV_g складывается из приращений V_e и напряжения на обедненном слое V_L :

$$\partial V_g = \partial V_e + \partial V_L, \quad (3)$$

поэтому измеряемую емкость удобно представить в виде суммы двух последовательно соединенных емкостей C_e и C_L

$$C^{-1} = C_e^{-1} + C_L^{-1}, \quad (4)$$

где $C_e = e (\partial n / \partial V_e)$ пропорциональна термодинамической плотности состояний, $C_L = e (\partial n / \partial V_L)$ — емкость обедненного слоя, n — двумерная концентрация электронов в канале. Емкость обедненного слоя определяется расстоянием от канала до затвора и мало изменяется на масштабах V_g , соответствующих спаду на $C(V_g)$ -характеристике. Поэтому для описания экспериментальной зависимости на этом участке будем считать величину C_L постоянной: $C_L = C_0$. В качестве C_0 возьмем значение емкости в точке отклонения зависимости $C(V_g)$ от закона Шоттки (2) (рис. 2).

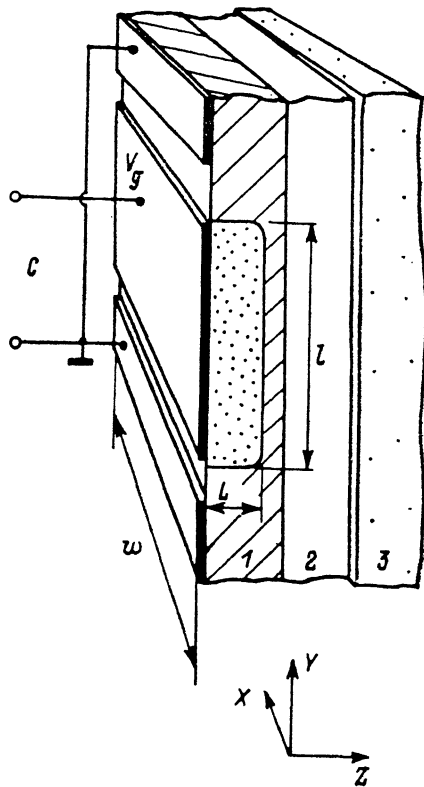


Рис. 1. Разрез транзисторной структуры.

1 — легированный слой, 2 — нелегированный слой, 3 — подложка, L — толщина области обеднения, l — длина затвора, w — ширина затвора.

Размытие дна зоны проводимости можно попытаться описать постоянной (не зависящей от концентрации электронов в канале) среднеквадратичной амплитудой флуктуаций потенциала γ_0 . Предположив, что плотность состояний спадает по закону $g(\epsilon) = g_0 \exp\{(\epsilon - eV_e)/e\gamma_0\}$, где g_0 имеет порядок величины двумерной плотности состояний $m^*/\pi\hbar^2$, получим для концентрации электронов

в канале $n = \int_{-\infty}^0 g d\epsilon = e\gamma_0 g(0)$. Электронная емкость канала C_e в этом случае опре-

деляется плотностью состояний на уровне Ферми [$C_e = e^2 g(0)$] и при экспоненциальном спаде g изменяется в e раз на масштабах $\Delta V_g \approx \gamma_0$. Измеряемая в эксперименте емкость $C(V_g)$ должна тогда, согласно (3) и (4), иметь различную скорость изменения в разных областях V_g : плавное отклонение от емкости C_0 будет сменяться резким спадом при малых значениях емкости, что находит отражение в величине логарифмической производной $(1/C)(\partial C / \partial V_g) = (C/C_e)^2 (1/\gamma_0)$. (Затянутый ход емкости при больших C связан с тем, что здесь величина C_e больше C_0 и при последовательном соединении этих емкостей напряжение на электронной емкости составляет лишь малую часть напряжения ∂V_g).

Однако экспериментальные зависимости имеют иной, почти симметричный вид относительно средней точки $C = C_0/2$. Если же попытаться описать экспериментальную кривую в рамках модели $\gamma_0 = \text{const}$, то окажется, что γ_0 , полученный из сопоставления с моделью нижней части кривой, существенно превышает

величину, полученную для верхней части $C(V_g)$ -характеристики. На рис. 2 показаны две такие подгоночные кривые с $\gamma_0 = 15$ и 60 мВ.

Таким образом, вид экспериментальной зависимости $C(V_g)$ позволяет сделать вывод о том, что при уменьшении концентрации электронов в канале происходит увеличение амплитуды флуктуационного потенциала $\gamma(n)$.

Термодинамическая плотность состояний C_0 при изменяющейся величине γ будет определяться как плотностью состояний на уровне Ферми $g(0)$, так и скоростью изменения амплитуды потенциала $d\gamma/dn$. Если плотность электронных состояний велика, то доминировать в электронной емкости будет скорость изменения флуктуационного потенциала. Такая ситуация возникает при нелинейном электронном экранировании флуктуаций потенциала.

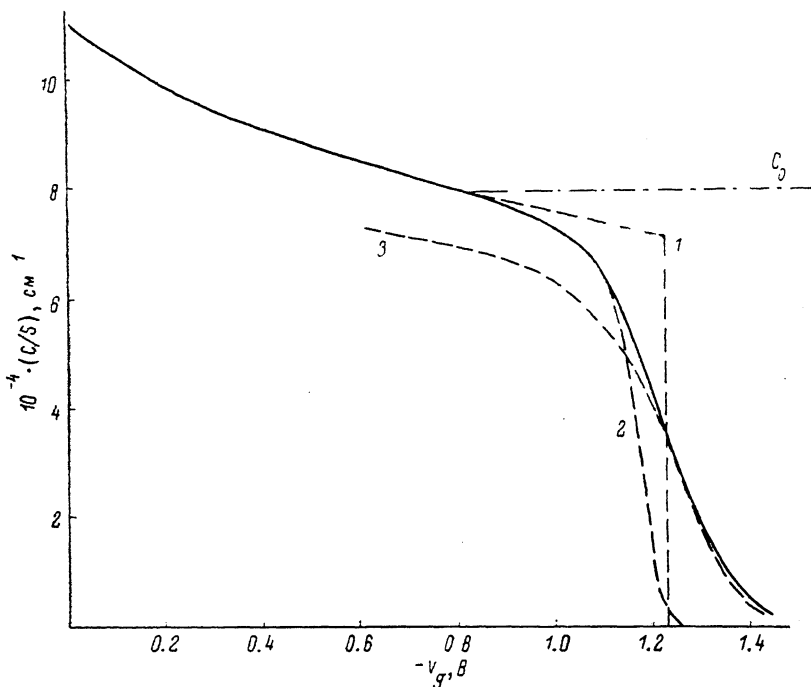


Рис. 2. Зависимость емкости затвор—канал на единицу площади от напряжения на затворе.

Сплошная кривая — эксперимент, 1 — возможный вид при отсутствии флуктуаций, 2, 3 — при постоянной амплитуде флуктуаций $\gamma_0 = 15$ (2) и 60 мВ (3).

В работах [4, 5] рассмотрено экранирование двумерным электронным газом флуктуаций потенциала доноров, равномерно распределенных в окружающем слой электронов пространстве. При малой концентрации электронов ($n^3 < N^3$) экранирование имеет нелинейный характер и среднеквадратичная амплитуда флуктуаций растет с уменьшением концентрации электронов по закону

$$\gamma(n) = A \sqrt{V} / \chi n. \quad (5)$$

Соотношение (5) получается в предположении, что среднеквадратичная амплитуда флуктуационного потенциала масштаба R определяется среднеквадратичным флуктуационным зарядом доноров $(NR^3)^{1/2}$. Величина радиуса нелинейного экранирования $R(n)$ находится из условия, что в кубе со стороной R число электронов nR^3 (n — средняя концентрация электронов) достаточно для экранирования флуктуационного заряда доноров:

$$nR^3 = (NR^3)^{1/2}, \quad (6)$$

откуда

$$R = N_1 n^2. \quad (7)$$

Перестройку флуктуационного потенциала в этой модели можно представить следующим образом. При нелинейном электронном экранировании уровень Ферми проходит по минимумам флуктуационного потенциала, где плотность электронных состояний велика (рис. 3). Тогда изменение усредненного положения дна зоны проводимости однозначно связано с ростом флуктуаций потенциала

$$\partial V_e = \beta \partial \gamma, \quad (8)$$

откуда с учетом (5) величина емкости C_e пропорциональна квадрату двумерной концентрации электронов в канале [4, 5]:

$$C_e = (e/\beta) (\partial n / \partial \gamma) = \chi n^2 / \alpha N. \quad (9)$$

[Величины A , β и $\alpha = A\beta$ в формулах (5), (8), (9)] — неизвестные коэффициенты порядка единицы].

Для выяснения применимости соотношения (9) к результатам эксперимента величина емкости C_e выделялась из полной емкости $C(V_g)$ с помощью соотноше-

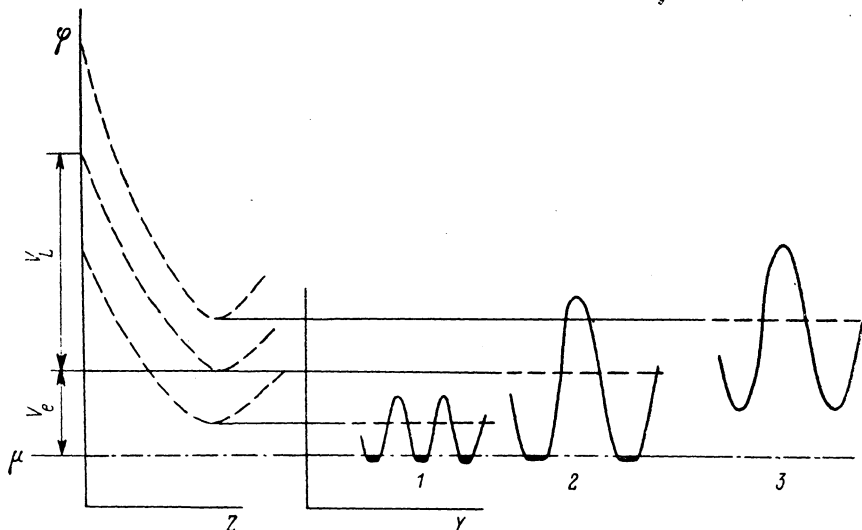


Рис. 3. Перестройка флуктуационного потенциала при изменении V_g .

1, 2 — режим нелинейного экранирования электронами, 3 — экранирование затвором. Штриховые кривые — среднее положение дна зоны проводимости.

ния (4). Необходимая связь между концентрацией электронов и напряжением на затворе устанавливалась с помощью интегрирования исходной $C(V_g)$ -характеристики:

$$n(V_g) = 1/eS \int_{V_T}^{V_g} C(V_g) dV_g, \quad (10)$$

где V_T — пороговое напряжение, соответствующее условию $n \approx 0$. Полученные таким образом значения n соответствуют в области спада на характеристике $C(V_g)$ условию применимости модели [4, 5] $n^3 < N^2$ ($n < 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для $N \approx 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

На рис. 4 показан пример восстановленной зависимости $C_e^{1/2}(n)$. В соответствии с формулой (9) для всех образцов наблюдался квадратичный участок. Коэффициент α , полученный из его наклона, изменялся для разных образцов в пределах $\alpha = 2 \div 4$.

При малых n наблюдается отклонение от квадратичного закона, которое можно связать с экранирующим влиянием металлического электрода. При уменьшении концентрации электронов длина нелинейного экранирования (7) возрастает и становится сравнимой с расстоянием до затвора L_0 . При дальнейшем уменьшении n экранирование флуктуационного потенциала станет осу-

щественно металлом и амплитуда потенциала γ перестанет нарастать, стремясь к постоянной величине γ_0 . При этом емкость C_e будет определяться плотностью электронных состояний на уровне Ферми. Если считать, как это мы делали ранее, что плотность состояний экспоненциально зависит от энергии, то получим

$$C_e(n) = en/\gamma_0. \quad (11)$$

Эта зависимость качественно согласуется с экспериментальной кривой при малых n [на рис. 4 показана аппроксимирующая кривая (11) с $\gamma_0 = 60$ мВ].

Влияние металлического электрода обнаруживается и в квадратичном по n участке зависимости $C_e(n)$. На рис. 4 видно, что в отличие от формулы (9), описывающей поведение потенциала при экранировании флуктуаций лишь электронами канала, продолжение квадратичного участка экспериментальной зависимости не проходит через начало координат при $n=0$. Если учесть влияние

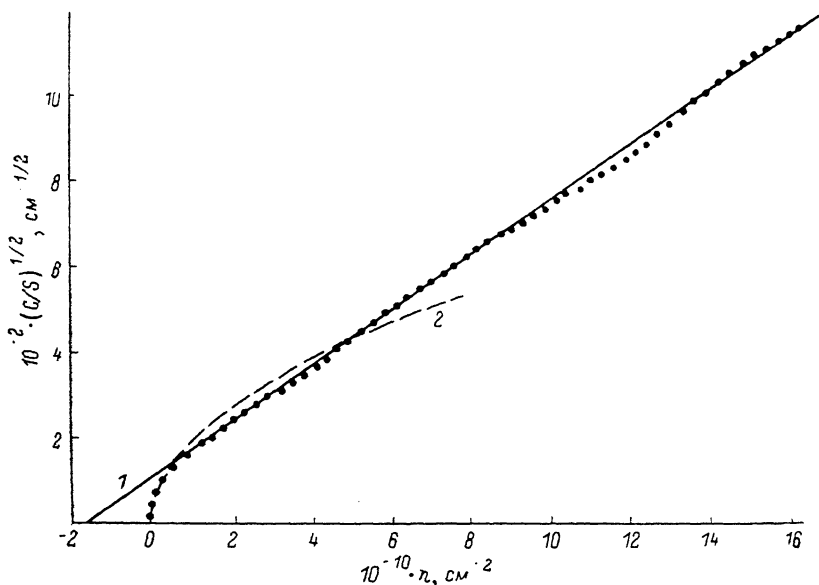


Рис. 4. Зависимость термодинамической плотности состояний от двумерной концентрации электронов в канале.

Точки — эксперимент; аппроксимация по закону: 1 — $C \propto (n+n_c)^2$; 2 — $C \propto n/\gamma_0$ ($\gamma_0 = 60$ мВ).

электрода и ввести в формулу константу n_c , обрезающую нарастание амплитуды потенциала при малых n [$\gamma = AeN/\chi(n+n_c)$], то для емкости получится выражение, согласующееся с видом экспериментальной зависимости при больших n ,

$$C_e^{1/2}(n) = (\chi/aN)^{1/2}(n+n_c). \quad (12)$$

Из отсечки прямой на оси абсцисс можно оценить величину n_c — пограничную концентрацию между двумя режимами: экранированием флуктуаций электронами канала и металлом. Максимальная величина потенциала γ_0 должна тогда задаваться соотношением

$$\gamma_0 = aN/\beta\chi n_c. \quad (13)$$

Если в (13) подставить полученные значения a и n_c , то величина γ_0 составит $\gamma_0 \approx 150/\beta$ мВ. В работе [5] получено точное выражение для амплитуды потенциала γ_L при $n=0$ в случае МДП структуры, где флуктуационный заряд расположен между затвором и двумерным электронным каналом:

$$\gamma_L^2 = 4\pi e^2 N L_0 (1 - \ln 2)/\chi^2. \quad (14)$$

Для параметров исследованных образцов выражение (14) дает $\gamma_L = 40$ мВ. Следует, однако, принять во внимание тот факт, что в нашем случае ионизованные

доноры расположены по обе стороны канала. Это приведет к увеличению γ по сравнению с γ_L , приведенным в (14), тем более что экранирование металлом потенциала доноров, расположенных по другую сторону канала, должно быть ослаблено из-за большей их удаленности от металла. Для учета флуктуационного потенциала доноров, расположенных по другую сторону канала, нами был проделан расчет, аналогичный расчету в [5]. Считая, что доноры распределены равномерно в слое, границы которого удалены от канала на расстояние d , D , получим для среднеквадратичной амплитуды флуктуаций потенциала в области канала при $n=0$

$$\gamma_R^2 = \frac{2\pi e^2 N}{\chi^2} \left\{ D \ln \frac{(D+L_0)^2}{D(D+2L_0)} - d \ln \frac{(d+L_0)^2}{d(d+2L_0)} + 2L_0 \ln \frac{(D+L_0)(d+2L_0)}{(D+2L_0)(d+L_0)} \right\}. \quad (15)$$

Если толщина слоя доноров по обе стороны канала одинакова ($d=0$, $D=L_0$), то добавка (15) к величине (14) даст $\gamma_0^2 = \gamma_L^2 + \gamma_R^2 = 2.43 \gamma_L^2$, откуда $\gamma_0 = 60$ мВ. Это значение согласуется с параметром γ_0 аппроксимирующей кривой 2 на рис. 4. Чтобы эта величина соответствовала значению γ_0 , полученному из соотношения (13), следует допустить, что коэффициент β , задающий связь между среднеквадратичной амплитудой флуктуаций потенциала γ и положением дна зоны проводимости V_s (8), равен 2.5.

Рассмотрим влияние на величину γ_0 других источников флуктуаций потенциала — зарядов в полуизолирующей подложке и в прослойке GaAlAs. Их вклады γ_s и γ_d можно найти с помощью соотношения (15), которое при d/L_0 , $D/L_0 \gg 1$ принимает вид $\gamma^2 = 2\pi e^2 \rho L_0^2 (1/d - 1/D) / \chi^2$, где ρ — средняя плотность равномерно распределенного заряда. В исследованных структурах подложка удалена от канала на расстояние ≈ 0.7 мкм, полуизолирующая прослойка имеет толщину 0.3 мкм и расположена на расстоянии ≈ 0.5 мкм от канала. Тогда $\gamma_s^2/\gamma_0^2 \approx 0.15 \rho_s/N$, $\gamma_d^2/\gamma_0^2 \approx 0.05 \rho_d/N$ и влиянием подложки и прослойки на флуктуации потенциала в канале можно пренебречь, так как концентрации заряда в них ρ_s и ρ_d не превышают концентрации доноров.

Обсудим наблюдаемый разброс значений α (2–4) для разных образцов. Коэффициент α определяется из $C(V_g)$ -характеристики в комбинации αN . Поэтому возможной причиной разброса α может быть различие в степени компенсации образцов, так как в случае компенсации во все формулы вместо концентрации доноров, определяемой нами из $C(V_g)$ -характеристики в области закона Шоттки, нужно подставить суммарную концентрацию доноров и акцепторов. Другой возможной причиной может быть различное положение внутренней границы легированного слоя в структурах, которое с хорошей точностью не известно.

Формула (7) дает выражение длины нелинейного экранирования. Если в (7) подставить характерное значение параметра $n_c \sim 3 \cdot 10^{10}$ см⁻², то получим величину ≈ 1.6 мкм, что в 10 раз превышает расстояние до электрода $L_0 \approx 1500$ Å, которое должно определять длину экранирования при $n=0$. Это, по-видимому, означает, что выведенное в [4, 5] соотношение (7) для $R(n)$ в действительности содержит малый численный коэффициент.

Таким образом, из результатов работы следует, что поведение $C(V_g)$ -характеристики транзисторной структуры с затвором Шоттки в области пережатого канала можно описать полуколичественно, считая, что флуктуационный потенциал создается окружающими канал донорами, и учитывая его эволюцию при уменьшении числа электронов в канале. $C(V_g)$ -характеристика в этой области должна быть чувствительной к изменению степени компенсации, положению границы легированного слоя и наличию других источников флуктуаций потенциала. Проведение численных расчетов с целью определения неизвестных коэффициентов позволило бы количественно проверить модель [4, 5] и впоследствии использовать измерение емкости в области пережатого канала как полезный диагностический метод.

Авторы благодарны Р. А. Сурису и Е. В. Ченскому за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Ferrer M. // J. Phys. C. 1979. V. 12. N 16. P. L617—L625.
- [2] Майко Е. И., Орлов А. О., Савченко А. К., Ильичев Э. А., Полторацкий Э. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 83. В. 6 (12). С. 2204—2218.
- [3] Родерик Э. Х. // Контакты металл—полупроводник. М., 1982. 185 с.
- [4] Гергель В. А., Сурис Р. А. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 1 (7). С. 191—203.
- [5] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. В. 11. С. 520—522.

Институт радиотехники и электроники АН СССР
Москва

Получена 8.02.1989
Принята к печати 20.02.1989