

Квантово-механические особенности эффекта поля в гетеротранзисторах с модуляционным и δ -легированием

© В.А. Гергель, В.Г. Мокеров, М.В. Тимофеев

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
103907 Москва, Россия

(Получена 25 июня 1999 г. Принята к печати 13 июля 1999 г.)

Построена замкнутая теоретическая модель эффекта поля в гетеротранзисторных структурах с модуляционным и δ -легированием. В модели последовательно учтены: квантование энергетического спектра электронов в канале и фермиевский характер заполнения соответствующих энергетических подзон. Используя оригинальный приближенный метод суммирования парциальных электронных плотностей нижних подзон пространственного квантования, получены результирующие зависимости поверхностной плотности от химического потенциала и напряжения на затворе транзистора, справедливые во всем диапазоне возможных концентраций носителей в канале, от малых (подпороговых) до сверхбольших (ультраквантовых).

1. Введение

Эффект поля, т.е. концентрационное изменение проводимости приповерхностного слоя полупроводниковой структуры под действием управляющего напряжения на внешнем электроде, лежит в основе функционирования любых полевых транзисторов, в том числе и их самых современных разновидностей, включая рассматриваемые в настоящей работе гетеротранзисторы типа НЕМТ с модуляционным и δ -легированием. Соответствующие гетероструктуры, изготавливаемые на материалах типа $A^{III}B^V$ с высокой подвижностью методом молекулярно-лучевой эпитаксии, включают выращенный на высокоомной подложке сравнительно толстый, ~ 1 мкм, слой нелегированного узкозонного материала, на котором выращивается сравнительно тонкий (20–40 нм) легированный широкозонный слой, который затем покрывается металлом, образующим с этим широкозонным полупроводником барьер Шоттки (рис. 1) [1,2]. В ряде современных приборных конструкций между широкозонным и узкозонным полупроводниковыми слоями располагают дополнительный тонкий слой еще более узкозонного материала (псевдоморфный гетеротранзистор [3]). В принципе такого рода гетероструктуры могли бы работать как обычный МДП транзистор [4], в котором широкозонный слой играл бы роль подзатворного окисла, изолирующего канал от затвора. Однако недостаточная высота энергетического барьера на гетерогранице приводит к тому, что при сравнительно небольших напряжениях, $V > V_C \approx 0.5$ В, между затвором и каналом транзистора возникают весьма значительные токи утечки. Это нарушает принцип полевого (высокоомного) управления проводимостью канала и лишает подобные конструкции работоспособности. Чтобы сместить область рабочих напряжений затвора в область допустимых значений, $V < V_C$, широкозонный слой гетеротранзисторной структуры легируют донорной примесью либо однородно по толщине, что называют транзистором с модуляционным легированием (MODFET), либо формируя в его толще легированный монослой (δ -легированный FET). Отметим, что для таких гетеротранзисторов с высоколеги-

рованным широкозонным слоем более близким аналогом является транзистор типа металл–полупроводник (MESFET или ПТШ), а не упомянутый выше транзистор с изолированным затвором (MISFET).

Сравнительно малые толщины функциональных слоев и высокие значения электрических полей, характерные для рассматриваемых транзисторных структур, дают основание ожидать проявления в их электрических характеристиках двух существенно квантовых эффектов: 1) дискретизации энергетического спектра электронов в сильном электрическом поле, на что неоднократно указывалось в соответствующих работах [2,5]; 2) фермиевского характера заполнения соответствующих двумерных энергетических подзон пространственного квантования. Вопреки этим ожиданиям, однако, вольт-амперные характеристики гетеротранзисторов с высокой подвижностью (НЕМТ) не демонстрируют существенных квантовых особенностей и по своей форме, равно как и по

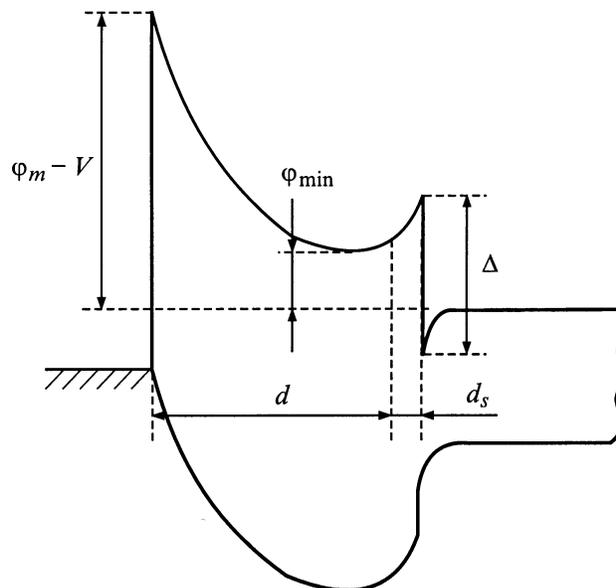


Рис. 1. Зонная схема гетеротранзистора с модуляционным легированием.

значениям соответствующей крутизны, близки к характеристикам традиционных MESFET. Настоящей работой мы попытаемся снять это кажущееся противоречие, построив замкнутую теоретическую модель эффекта поля, т. е. зависимости проводимости (концентрации подвижных электронов) канала от потенциала затвора, — последовательно и, что не менее важно, самосогласованно учитывая названные выше квантово-механические эффекты.

2. Эффективная (самосогласованная) плотность электронных состояний в канале гетеротранзистора

Чтобы записать правильное выражение для поверхностной концентрации электронов в канале гетеротранзистора, прежде всего следует учесть расщепление энергетического спектра электронов на систему энергетических подзон пространственного квантования поперечного движения носителей в электрическом поле, прижимающем электроны узкозонного полупроводникового слоя к гетерогранице:

$$\varepsilon_n(p) = E_C + \frac{p^2}{2m} + \varepsilon_n(E_{ef}). \quad (1)$$

Здесь p — двумерный латеральный импульс электрона, $\varepsilon_n(E_{ef})$ — энергия подуровней поперечного движения, определяемая, что следует особо подчеркнуть, величиной эффективного электрического поля

$$E_{ef} = \frac{1}{2}E_e + E_i,$$

где E_e — компонента электрического поля на гетерогранице, индуцированная самим рассматриваемым поверхностным электронным зарядом, а компонента E_i — индуцирована сторонними по отношению к электронам заряженными примесными центрами в толще узкозонного слоя и на его границе с полуизолирующей подложкой. Существенно упрощает дальнейшее рассмотрение возможность пренебречь величиной стороннего поля E_i по сравнению с электронным E_e , т. е. положить $E_i = 0$, поскольку концентрация примесей в узкозонном слое мала, а расстояние от гетерограницы до края полуизолирующей подложки велико. Поэтому далее мы будем считать электрическое поле на гетерогранице полностью электронным, $E = E_e$. Заметим, что физический смысл введенного в рассмотрение эффективного электрического поля заключается в исключении так называемого самодействия электронов, которые прижимаются к гетерогранице не собственным полем, а лишь его составляющей, индуцированной зарядом доноров в широкозонном слое. Иными словами, энергию уровней пространственного квантования мы должны рассчитывать для эффективной треугольной потенциальной ямы с наклоном $E/2$, как это показано на соответствующей зонной схеме рис. 2.

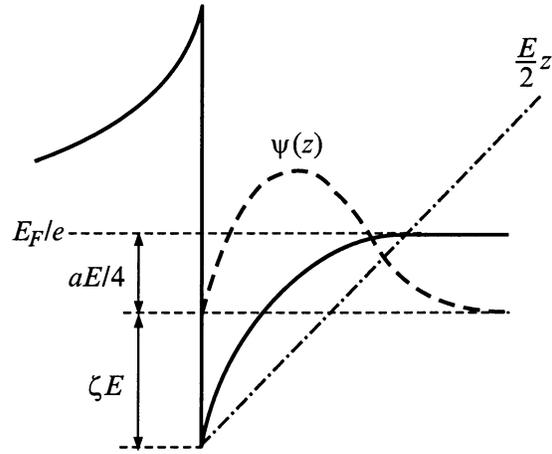


Рис. 2. Эффективное поле и особенности изгиба зон в окрестности гетерограницы.

Энергию пространственного квантования $\varepsilon_0(E_{ef})$ мы определим, воспользовавшись оценкой, отвечающей, согласно известному принципу неопределенности [6], минимизации характерной энергии $\hbar^2/2m\zeta^2 + eE\zeta$ по характерной протяженности волновой функции ζ , что дает

$$\varepsilon_0 = \frac{3}{4} \left(\frac{2\hbar^2}{mE} \right)^{1/3} eE \approx eE \left(\frac{\hbar^2}{mE} \right)^{1/3} \equiv eE\zeta, \quad (2)$$

где параметр $\zeta = (\hbar^2/mE)^{1/3} \approx 4$ нм — слабо меняющаяся функция поля. Для упрощения последующих вычислений, будем далее считать рассматриваемую систему уровней эквидистантной, т. е.

$$\varepsilon_n = n\varepsilon_0 \quad (n = 1, 2, \dots).$$

Заметим, что используемое в некоторых работах более точное, на первый взгляд, определение спектра $\varepsilon_n(E)$ по значениям положений нулей функции Эйри, по нашему мнению, является превышением точности, поскольку порождает дальнейшие вопросы об учете непараболичности зоны проводимости узкозонного материала, не слишком большой величине левого энергетического барьера, адекватности граничных условий для волновой функции на гетерогранице и т. п.

Теперь, следуя известным правилам квантовой статистики, для поверхностной концентрации электронов можно записать выражение

$$n_s = \frac{1}{\pi\hbar^2} \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\infty} p dp \times \left[\exp \left(\frac{E_C - E_F + neE\zeta + p^2/2m}{T} \right) + 1 \right]^{-1}, \quad (3)$$

которое, к счастью, интегрируется, что после умножения на $4\pi e/\varepsilon$ дает

$$E = \frac{4\pi e}{\varepsilon} n_s = 4 \frac{T}{a} \sum_{n=1}^{\infty} \ln \left[\exp \left(\frac{E_F - E_C - neE\zeta}{T} \right) + 1 \right], \quad (4)$$

где фундаментальные константы, диэлектрическая проницаемость ε и эффективная масса m изящно сгруппировались в боровский радиус $a = \hbar^2 \varepsilon / me^2$. Ясно, что самосогласованность полученного соотношения заключается в том, что оно учитывает "раздвижку" уровней пространственного квантования с ростом электрического поля при увеличении разности энергий $E_F - E_C$. Этот эффект, разумеется, замедляет скорость увеличения поля с приближением края зоны проводимости E_C к уровню Ферми E_F .

Рассмотрим сначала бальмановскую асимптотику выражения (4), разложив фигурирующие в нем логарифмы в предположении $E_C + \zeta eE - E_F > 2T$. При этом по формуле геометрической прогрессии легко осуществляется суммирование по всем уровням пространственного квантования, что дает формулу

$$eE \left(e^{\frac{eE\zeta}{T}} - 1 \right) = \frac{4T}{a} \exp \left(\frac{E_F - E_C}{T} \right), \quad (5)$$

которая при малых $eE \ll T/\zeta$ переходит в выражение

$$eE = \frac{2T}{\sqrt{\zeta a}} \exp \left(\frac{E_F - E_C}{2T} \right), \quad (6)$$

практически точно совпадающее с известной квазиклассической формулой, получающейся из обычного уравнения Пуассона с бальмановской асимптотикой трехмерной электронной плотности [4]. Отмеченное обстоятельство, разумеется, не является удивительным, поскольку условие $eE \ll T/\zeta$ отвечает "равнозаполненности" сравнительно большого числа подуровней размерного квантования, что делает электронную плотность трехмерной и квазиклассической.

В противоположном предельном случае больших полей (электронных концентраций) определяющим, согласно формуле (5), становится заполнение нижнего ($n = 1$) уровня пространственного квантования, а сумма поверхностных концентраций электронов на всех остальных уровнях с более высокой энергией становится экспоненциально малой по сравнению с концентрацией электронов на первом. Очевидно, однако, что в области больших полей нам следует ожидать нарушения использованного при выводе (5) предположения о "бальмановском" характере заполнения первого уровня. Поэтому более правильным в диапазоне больших полей будет выражение

$$\left(e^{eEa/4T} - 1 \right) e^{eE\zeta/T} = \exp \left(\frac{E_F - E_C}{T} \right), \quad (7)$$

в котором точно учтены и фермиевский характер заполнения и полевой сдвиг энергии первого уровня про-

странственного квантования. Формула (7) следует из общего соотношения (4), если пренебречь в нем вкладом высших состояний с $n \geq 2$. Формулы (7) и (5) удобно интерполировать в единое результирующее выражение

$$\left(e^{eEa/4T} - 1 \right) \left(e^{eE\zeta/T} - 1 \right) = \exp \left(\frac{E_F - E_C}{T} \right), \quad (8)$$

справедливое во всем диапазоне возможных значений электрических полей и при любом знаке разности $E_F - E_C$. Его асимптотикой для больших полей является чисто фермиевская формула:

$$eE = \frac{E_F - E_C}{\zeta + \frac{a}{4}}, \quad (9)$$

а при малых полях — квазиклассическое выражение (6), приведенное ранее.

С точностью до численного множителя эффективная плотность состояний есть производная электрического поля по положению уровня Ферми. Дифференцируя (8), получим

$$\frac{\partial eE}{\partial E_F} = \left[\frac{a}{4} \left(1 - e^{-eEa/4T} \right)^{-1} + \zeta \left(1 - e^{-eE\zeta/T} \right)^{-1} \right]^{-1} = \begin{cases} \left(\frac{a}{4} + \zeta \right)^{-1}, & eE > \max \left\{ \frac{4T}{a}, \frac{T}{\zeta} \right\}, \\ \frac{eE}{2T}, & eE < \min \left\{ \frac{4T}{a}, \frac{T}{\zeta} \right\}. \end{cases} \quad (10)$$

Как известно, электрическим аналогом плотности состояний является емкость соответствующего эффективного конденсатора. Воспользовавшись этой полезной аналогией можно сказать, что полученное соотношение (10) отвечает последовательному соединению емкости идеального двумерного фермиевского газа $4/a$ и эффективной емкости пространственного квантования ζ^{-1} , отражающей полевой сдвиг электронной энергии.

3. Расчет электронных концентраций в канале гетеротранзистора

В рабочих режимах правильно сконструированного гетеротранзистора концентрация электронов в подзатворной части широкозонного слоя пренебрежимо мала. Поэтому распределение потенциала в нем определяется уравнением Пуассона, в котором фигурирует лишь заряд ионизованных примесей (приближение обедненного слоя). Соответствующим решением для транзистора с модуляционным легированием (MODFET), в широкозонном слое которого равномерно распределены заряженные донорные центры с концентрацией N , за исключением сравнительно узкого спейсера d_s у гетерограницы (см. рис. 1), является¹

$$\varphi(z) = \varphi_{\min} + \frac{eN}{2\varepsilon\varepsilon_0} (z - z_0)^2. \quad (11)$$

¹ В этом разделе используется система единиц SI, где ε_0 — электрическая постоянная, в отличие от формул разд. 2, где применялась система CGS.

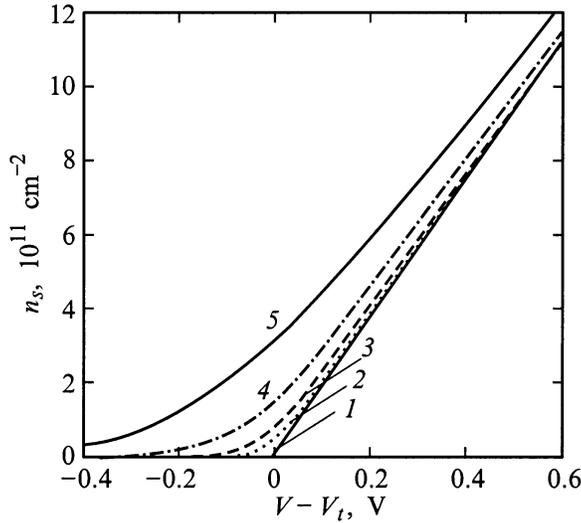


Рис. 3. Зависимости приповерхностной концентрации электронов (n_s) от управляющего напряжения затвора транзистора V при температуре T , эВ: 1 — 0, 2 — 0.007, 3 — 0.013, 4 — 0.026, 5 — 0.052.

Значения фигурирующих здесь постоянных интегрирования, т.е. потенциала энергетического минимума φ_{\min} и его положения z_0 , определяют соответствующие граничные условия, одним из которых является условие Шоттки на границе широкозонного слоя с металлом $\varphi(0) = \varphi_m - V$, где V — напряжение на затворе, а $\varphi_m = 1.5$ В — контактная разность потенциалов, равная, строго говоря, разности электронного сродства широкозонного полупроводника и работы выхода металла. Заметим, что использование граничного условия Шоттки, помимо прочего, означает, что в качестве начала отсчета потенциала выбрано положение уровня Ферми, а его величина дает положение края зоны проводимости в широкозонном слое относительно E_F . Условие Шоттки позволяет после несложных преобразований выразить потенциал на противоположной границе широкозонного слоя

$$\varphi|_{d+d_s} = \varphi_s = \varphi_m - V - \frac{eN}{2\varepsilon\varepsilon_0}d^2 + E(d + d_s) \quad (12)$$

через величину электрического поля на этой же границе $E = (eN/\varepsilon\varepsilon_0)(d - z_0)$. Та же процедура для гетеротранзистора с δ -легированием приводит к аналогичному соотношению:

$$\varphi_s = \varphi_m - V - \frac{eN_s}{\varepsilon\varepsilon_0}d + E(d + d_s), \quad (12a)$$

где N_s — поверхностная концентрация заряженных донорных атомов в монослое.

С другой стороны, величина поверхностного потенциала φ_s , согласно зонной схеме (рис. 1, 2), определяет фигурирующую в выражении (8) для поля E и поверхностной концентрации электронов n_s разность

уровня Ферми и края зоны проводимости узкозонного полупроводника на гетерогранице:

$$E_F - E_C = \Delta E_C - e\varphi_s \equiv (\Delta - \varphi_s)e. \quad (13)$$

После подстановки (13) в формулу (8) последняя становится вторым граничным условием для уравнения Пуассона в широкозонном слое и позволяет получить искомое нелинейное соотношение, определяющее зависимость поперечного поля E (т.е. поверхностной концентрации электронов) от управляющего напряжения на затворе транзистора $V - V_t$:

$$E(d + d_s) + \frac{T}{e} \ln \left[\left(e^{eEa/4T} - 1 \right) \left(e^{eE\zeta/T} - 1 \right) \right] = V - V_t, \quad (14)$$

где $V_t = \varphi_m - \Delta - (eN/2\varepsilon\varepsilon_0)d^2$ — соответствующее пороговое напряжение. Графики зависимостей (14), рассчитанные для нескольких типичных значений температуры $T = 0.007, 0.013, 0.026, 0.052$ эВ и представленные на рис. 3, демонстрируют типичное для полевых транзисторов пороговое поведение плотности электронов в канале. Здесь же представлена фермиевская асимптотика (14) при $T = 0$

$$E = (V - V_t) \left(d + d_s + \frac{a}{4} + \zeta \right)^{-1} \equiv \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} n_s, \quad (15)$$

довольно хорошо описывающая открытый участок характеристики практически для любой из приведенных здесь температур. При расчете зависимостей на рис. 3 использовались следующие типичные значения параметров: $d = 30$ нм, $a = 10$ нм, $d_s = \zeta = 3$ нм. Приближенная формула (15) наглядно демонстрирует, как чисто электрическая емкость широкозонного слоя $\sim (d + d_s)^{-1}$, последовательно "подсоединяясь" к эффективной квантово-механической емкости $\sim (a/4 + \zeta)^{-1}$, подавляет влияние квантово-механических эффектов на результирующую зависимость поверхностной концентрации носителей в канале.

4. Заключение

В заключение следует сказать, что используя полученное простое соотношение для электронного заряда в канале (15) в предположении постоянной подвижности, можно было бы легко получить обычное выражение для вольт-амперной (сток-истоковой) характеристики транзистора с квадратичной зависимостью тока насыщения от напряжения затвора. Однако уже предварительные оценки показывают, что для приборов с субмикронной длиной затвора предположение о постоянной подвижности абсолютно неадекватно, поскольку в таких транзисторах дрейфовое электрическое поле в канале транзистора разогревает электроны до температур в несколько тысяч градусов, при которых эффект падения подвижности с температурой становится определяющим. Подробное исследование разогрева носителей в канале субмикронного гетеротранзистора и квазигидродинамическая модель расчета его вольт-амперных характеристик будет опубликована в следующей статье.

Список литературы

- [1] А.А. Кальфа, А.С. Тагер. В кн.: *Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки* (Горький, 1985) с. 104–131.
- [2] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991).
- [3] V.G. Mokerov, D.V. Amelin, A.V. Hook, V.E. Kaminsky, Yu.V. Fedorov, A.S. Shubin. In: *Compounds Semiconductors* (Philadelphia, Institute of Physics Conference, 1996).
- [4] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 2.
- [5] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985).
- [6] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика* (М., Физматгиз, 1963).

Редактор Т.А. Полянская

Quantum mechanics manifestation of field effect in heterotransistors with modulational and δ -doping

V.A. Gergel, V.G. Mokerov, M.V. Timofeev

Institute for Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
103907 Moscow, Russia