

Высокочастотная вольт-емкостная характеристика тонкопленочных структур на основе GaAs

© Н.Б. Горев, Т.В. Макарова, Е.Ф. Прохоров, А.Т. Уколов, В.И. Эппель

Институт технической механики Национальной академии наук Украины,
320600 Днепропетровск, Украина

(Получена 2 ноября 1993 г. Принята к печати 26 марта 1996 г.)

Проведен аналитический расчет высокочастотной вольт-емкостной характеристики для тонкопленочной структуры на основе GaAs. Показано, что особенности этой зависимости — резкое падение и выход на 0 — обусловлены смыканием областей обеднения барьера Шоттки и перехода пленка-подложка, а также инерционностью перезарядки глубоких центров в подложке.

Проявления роли n - ν -перехода на границе пленки с подложкой в структурах на основе GaAs имеют весьма разнообразный характер [1] и, в частности, нетривиально сказываются на результатах низкочастотных C - V -измерений [2]. Последние, как известно, позволяют определять концентрацию незаполненных глубоких центров в подложке [3]. Имеющиеся представления дают вполне достаточные основания ожидать существенного влияния n - ν -перехода и на результаты высокочастотных вольтемкостных измерений, служащих основным методом получения информации о легирующей примеси в структуре. Однако, несмотря на очевидную актуальность данного вопроса, в литературе практически отсутствуют сообщения по этой теме. Мы надеемся, что данная работа, посвященная исследованию влияния n - ν -перехода на результаты высокочастотных C - V -измерений, сможет в некоторой мере заполнить указанный пробел.

Для выявления влияния n - ν -перехода на результаты высокочастотных C - V -измерений прежде всего необходимо получить аналитическое описание высокочастотной барьерной емкости C в условиях смыкания области обеднения барьера Шоттки и области перехода пленка-подложка, т.е. в случае, когда в некоторой точке пленки x_m концентрация свободных электронов достигает максимального значения $n_m < N_0$, где N_0 — концентрация легирующей примеси в пленке.

Для дальнейшего рассмотрения барьерную емкость C удобно представить в виде

$$C = \varepsilon \varepsilon_0 S \frac{\delta E_b}{\delta V}, \quad (1)$$

где S — площадь барьерного контакта, δE_b — изменение электрического поля E_b на границе металл-полупроводник при изменении смещения барьера Шоттки на величину δV . В случае смыкания областей обеднения барьера Шоттки и n - ν -перехода пленка-подложка величина δE_b определяется, наряду с другими факторами, и изменением электрического поля E_j в плоскости n - ν -перехода. В этой связи весьма существенной становится хорошо известная особенность n - ν -перехода

типа пленка-(полуизолирующая компенсированная подложка), состоящая в том, что заряд расположенного в подложке слоя накопления образован носителями, связанными на глубоких центрах, поскольку в подложке концентрация незаполненных глубоких центров на $5 \div 7$ порядков выше концентрации свободных носителей. Поэтому в рассматриваемом случае высокочастотной емкости изменение смещения барьера δV не приводит к изменению заряда слоя накопления n - ν -перехода, а следовательно, и электрического поля E_j , т.е.

$$\delta E_j = 0. \quad (2)$$

С использованием соотношений (1) и (2) методом, аналогичным использованному в [3] для расчета низкочастотной емкости, можно получить параметрическое выражение для зависимости высокочастотной емкости C от V (параметром служит n_m), справедливое при $N_0 > n_m \gg n_j$, где n_j — концентрация свободных носителей в плоскости n - ν -перехода:

$$C = qS \left(\frac{2\varepsilon \varepsilon_0 N_0}{kT} \right)^{1/2} \frac{B}{2AB + N_0/n_m - 1},$$

$$V = \frac{kT}{q} \left(\ln \frac{N_c}{n_m} + \frac{n_m}{N_0} + A^2 \right) - \varphi_b, \quad (3)$$

где

$$A = \frac{h}{\sqrt{2}l_d} + 2 \left(\ln 3 - \frac{n_m}{N_0} \right)^{1/2} - \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1+2t}} \ln \frac{(\sqrt{1+3t} + \sqrt{1+2t})^2}{t} - D,$$

$$B = \left(\ln 3 - \frac{n_m}{N_0} \right)^{-1/2} + \frac{\sqrt{2}}{(1+2t)^{3/2}} \times \ln \frac{(\sqrt{1+3t} + \sqrt{1+2t})^2}{t} + \frac{\sqrt{2}}{t(1+2t)\sqrt{1+3t}},$$

$$D = \left[\frac{N_t - N_s}{N_t - N_s + N_0} \left(\ln \frac{n_m}{n_i} - \frac{n_m}{N_0} \right) - \frac{N_t}{N_t - N_s + N_0} \ln \frac{N_t}{N_s} \right]^{1/2},$$

$$t = 1 - n_m/N_0.$$

Здесь h — толщина пленки; N_s, N_t, n_i — концентрации мелких доноров, компенсирующих их глубоких центров в подложке и свободных носителей в глубине подложки; N_c — плотность состояний в зоне проводимости полупроводника; φ_b — высота барьера со стороны металла; $l_d = kT\varepsilon\varepsilon_0/q^2N_0$ — дебаевская длина в пленке.

Анализ соотношения (3) показывает, что с уменьшением концентрации C резко падает и стремится к нулю как n_m/N_0 . Однако при значительном уменьшении n_m (увеличении V), когда переход начинает выполаживаться, нарушается условие $n_m \gg n_j$, ограничивающее применимость соотношения (3). Тем не менее эта ситуация может быть рассчитана аналитически с достаточной точностью.

Дело в том, что в силу большого значения N_0/n_i выполаживание перехода может начаться только при $n_m \ll N_0$, т.е. при практически полном обеднении пленки свободными носителями, а в этом случае, как будет показано далее, высокочастотная емкость C становится равной нулю. Действительно, при $n_m \ll N_0$ из уравнения Пуассона следует

$$E_b = E_j + (q/\varepsilon\varepsilon_0)N_0h, \quad (4)$$

откуда в соответствии с (2), (1) и вытекает равенство C нулю (резкое же падение C перед выходом на 0, которое дают соотношения (3), очевидно, соответствует ситуации, когда n_m еще не слишком мало по сравнению с N_0 , и δE_b определяется в том числе и вариацией свободного заряда в пленке). Заметим, что условие (2) остается справедливым до тех пор, пока продолжает существовать слой накопления перехода пленка-подложка, т.е. при $n_m > n_i$. Поэтому, воспользовавшись полученным в [3] выражением для V в случае $n_m \ll N_0$ для выполаживающегося перехода при $n_i < n_m \ll N_0$, будем иметь

$$C = 0,$$

$$V = \frac{kT}{q} \left[\ln \frac{N_0}{n_j} + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{l_d} \right)^2 - \frac{\sqrt{2}h}{l_d} \times \left(n_j - n_i + N_t \ln \frac{n_1 + n_j}{n_1 + n_i} - N_s \ln \frac{n_j}{n_i} \right)^{1/2} \right] - \varphi_b, \quad (5)$$

где $n_1 = N_c \exp(-E_t/kT)$ — параметр Шокли-Рида, определяемый глубиной залегания центра E_t .

Расчет показывает, что зависимости $C(V)$, определяемые соответственно (3) и (5), практически совпадают друг с другом в заметном интервале V , в котором одновременно выполняются условия $n_m \gg n_j$ и $n_m \ll N_0$, что позволяет, произведя сшивку в указанном интервале, рассчитать зависимость $C(V)$ в широком интервале V , соответствующем $n_i < n_m < N_0$.

При дальнейшем увеличении обратного смещения V переход пленка-подложка вообще исчезает и остается только слой обеднения барьера Шоттки, который охватывает всю пленку и проникает в подложку. При этом для высокочастотной барьерной емкости становится справедливым общепринятое выражение

$$C = \varepsilon\varepsilon_0 S/h_b, \quad (6)$$

где h_b — ширина слоя обеднения барьера Шоттки. Поэтому в момент исчезновения перехода ($n_j = n_i$) на кривой $C(V)$ появляется скачок от нуля к емкости, определяемой (6). Здесь возможны два случая.

1. Уровень Ферми E_F в глубине подложки лежит выше глубокого уровня E_t , т.е. $n_i < n_1$. В такой ситуации заряд слоя обеднения барьера Шоттки в подложке определяется только мелкой примесью N_s , поскольку в этом случае при уходе свободных носителей отрицательно заряженные заполненные глубокие центры сразу же опустошаются и становятся нейтральными. Зависимость $C(V)$ при этом легко представляется в следующем параметрическом виде (параметром служит $n_j \leq n_i$):

$$C = \varepsilon\varepsilon_0 S/(h + x_s),$$

$$V = \frac{kT}{q} \left(\ln \frac{N_c}{n_j} + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{l_d} \right)^2 + \frac{x_s h}{l_d^2} \frac{N_s}{N_0} \right) - \varphi_b, \quad (7)$$

где

$$x_s = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 kT \ln(n_i/n_j)}{q^2 N_s} \right]^{1/2}$$

— ширина слоя обеднения барьера Шоттки в подложке.

2. $E_F < E_t$, т.е. $n_i > n_1$. В этом случае в слое обеднения барьера в подложке имеется часть, заряд которой определяется только уходом свободных носителей без разрядки глубоких центров. При $n_j > n_1$ эта часть распространяется на весь слой обеднения в подложке и для зависимости $C(V)$ будем иметь

$$C = \varepsilon\varepsilon_0 S/(h + x_s),$$

$$V = \frac{kT}{q} \left(\ln \frac{N_c}{n_j} + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{l_d} \right)^2 + \frac{x_s h}{l_d^2} \frac{n_i}{N_0} \right) - \varphi_b, \quad (8)$$

где теперь

$$x_s = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 kT \ln(n_i/n_j)}{q^2 n_i} \right]^{1/2}.$$

При $n_j < n_1$ слой обеднения в подложке состоит как из части, заряд которой определяется только уходом свободных носителей без разрядки глубоких центров ($n_1 < n < n_i$), так и части, заряд которой определяется мелкой примесью ($n_j < n < n_1$). В этом случае зависимость $C(V)$ будет определяться выражениями

$$C = \varepsilon\varepsilon_0 S/(h + x_{s1} + x_{s2}),$$

$$V = \frac{kT}{q} \left[\ln \frac{N_c}{n_j} + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{l_d} \right)^2 + \frac{h}{l_d^2 N_0} (x_{s1} n_i + x_{s2} N_s) \right] - \varphi_b, \quad (9)$$

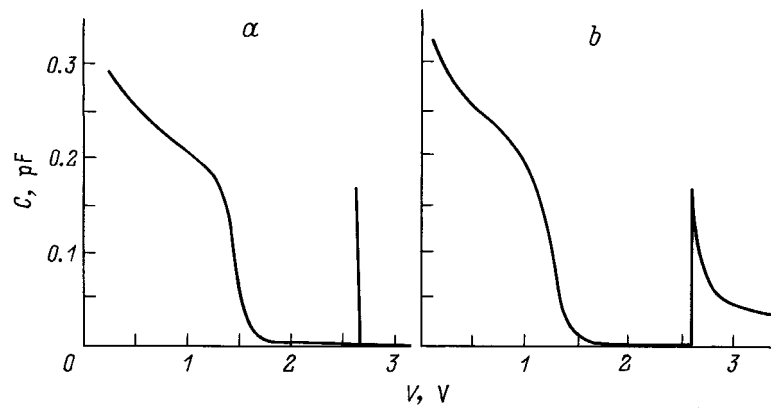


Рис. 1. Зависимость высокочастотной барьерной емкости C от запирающего напряжения V на барьере Шоттки, рассчитанная при параметрах: $\varphi_b = 0.8$ эВ, $h = 0.2$ мкм, $S = 300$ мкм², $T = 300$ К, $N_0 = 10^{17}$ см⁻³, $n_s = 10^9$ см⁻³, $N_t = 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³; значения n_1 , см⁻³: a — $5 \cdot 10^8$, b — $4.9 \cdot 10^{10}$.

где

$$x_{s1} = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 kT \ln(n_i/n_1)}{q^2 n_i} \right]^{1/2},$$

$$x_{s2} = -\frac{x_{s1}}{2} + \left[\frac{x_{s1}^2}{4} + \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 kT \ln \frac{n_1}{n_j}}{q^2 N_s} \right]^{1/2}.$$

Соотношения (3), (5), (7)–(9) позволяют рассчитать зависимость $C(V)$ в весьма широком диапазоне изменения V . Типичные результаты расчета приведены на рис. 1 (рис. 1, a соответствует случаю $n_i > n_1$, а рис. 1, b — случаю $n_i < n_1$). На этих графиках хорошо видны отмеченные выше особенности высокочастотной зависимости $C(V)$: резкое падение с выходом на 0, обусловленное сочетанием обеднения пленки свободными носителями и нулевой вариации заряда слоя накопления перехода пленка–подложка, и последующий скачок емкости вверх, обусловленный снятием перехода пленка–подложка обратным смещением барьера Шоттки. Заметим, что в случае $n_i > n_1$ этот скачок фактически проявляется в виде выброса вверх одной точки, соответствующей моменту снятия перехода пленка–подложка, т.е. достижению концентрацией n_j значения n_i , поскольку с дальнейшим увеличением V зависимость $C(V)$, определяемая (8) и (9), очень быстро спадает к 0 в силу малости n_i . Расчет показывает, что при типичных значениях параметра структуры пленка–подложка ширина этого спада по значениям V составляет величину порядка 10^{-4} В.

Суммируя результаты теоретического анализа, отметим две основные особенности высокочастотной барьерной емкости рассмотренной структуры — падение емкости до нуля, обусловленное отсутствием реакции отрицательного заряда перехода на переменное напряжение, и скачок емкости вследствие полного снятия перехода с последующим более или

менее быстрым падением до нуля в силу расширения области объемного заряда в глубь низколегированной подложки. При этом ширина скачка связана главным образом с соотношением между величинами n_1 и n_i и при $n_1 < n_i$ составляет столь малую величину, что экспериментальная регистрация скачка емкости при снятии перехода пленка–подложка практически невозможна. Однако именно такому соотношению между n_1 и n_i удовлетворяют реальные подложки, поскольку компенсирующей примесью здесь является либо хром, либо структурные дефекты, дающие уровень $EL2$, глубина которых в обоих случаях составляет величину $0.5 \div 0.6$ эВ, что даже при $n_i \approx 10^9$ см⁻³ определяет неравенство $n_1 < n_i$. Поэтому экспериментальные кривые, типичный пример которых приведен на рис. 2, имеют вполне гладкий характер. Из графика видно, что поведение экспериментальной кривой аналогично расчетной зависимости (рис. 1, a) с тем, однако, исключением, что с ростом

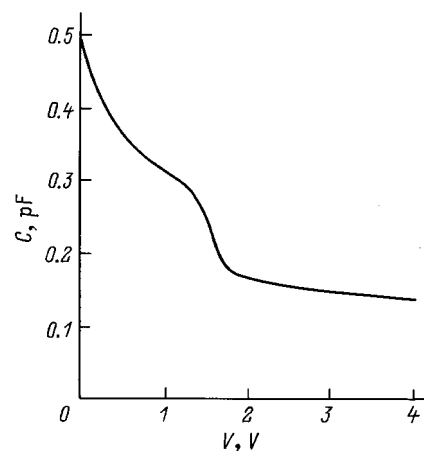


Рис. 2. Экспериментальная зависимость высокочастотной барьерной емкости C от запирающего напряжения V на барьере Шоттки; частота измерения 1 МГц, $N_0 \approx 10^{17}$ см⁻³.

V экспериментальная кривая выходит не на 0, а на некоторую константу. Здесь уместно напомнить, что вышеприведенный расчет относится только к барьерной емкости, определяемой объемным зарядом в полупроводнике, и, естественно, не включает геометрическую межэлектродную емкость, исключение которой из результатов измерений может быть нетривиальной задачей и практически невозможно в случае использования напыленных контактов сложной формы. Измеренные нами зависимости $C-V$ сняты именно в такой ситуации. Следовательно, константа, на которую выходит кривая на рис. 2, представляет собой межэлектродную емкость напыленных контактов, которая, как видно из графика, может быть сравнима по величине с барьерной емкостью.

Таким образом, определение межэлектродной емкости, необходимое для получения корректных результатов $C-V$ -измерений и тем более необходимее, если результаты этих измерений используются для определения профиля легирования, может проводиться на основе измерения значения насыщения высокочастотной зависимости $C-V$.

В заключение отметим, что нулевой уровень вариации связанного заряда, определяющий нулевое значение емкости при глубоком смыкании, никак не связан с характером легирования пленки. Отсюда следует, что установленный в рамках предположения о постоянстве профиля легирования факт падения высокочастотной емкости к 0 инвариантен по отношению к уровню и характеру профиля легирования пленки.

Данная работа выполнена в рамках проекта "Разработка новых методов измерения электрофизических параметров тонкопленочных структур соединений $A^{III}B^V$ ", финансируемого Государственным комитетом Украины по вопросам науки и технологий.

Список литературы

- [1] С.А. Костылев, Е.Ф. Прохоров, А.Т. Уколов. *Явления токопереноса в тонкопленочных арсенидгаллиевых структурах* (Киев, Наук. думка, 1990).
- [2] Н.Б. Горев, С.А. Костылев, Т.В. Макарова, Е.Ф. Прохоров, А.Т. Уколов. ФТП, **23**, 357 (1989).
- [3] Н.Б. Горев, Т.В. Макарова, С.А. Костылев, Е.Ф. Прохоров, А.Т. Уколов. ФТП, **26**, 861 (1992).

Редактор Т.А. Полянская

High-frequency capacitance-voltage characteristic of GaAs thin-film structures

N.B. Gorev, T.V. Makarova, E.F. Prokhorov,
A.T. Ukolov, V.I. Eppel'

Abstract An analytical calculation of high-frequency capacitance-voltage characteristic of a GaAs thin-film structure is carried out. It is shown that the specific of this characteristic, namely an abrupt drop to zero, is due to the merging of depletion regions of the Schottky barrier and the film-substrate junction and to the lag in variation of charge on deep levels in the substrate.