

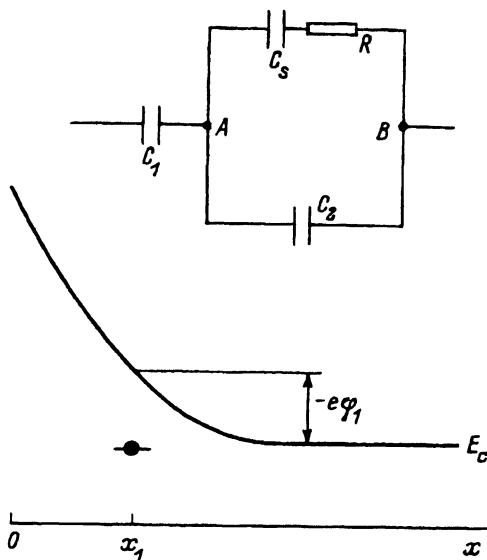
АДМИТТАНС ПЛАНАРНО РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ГЛУБОКИХ СОСТОЯНИЙ

© В.Я.Алешкин

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603600 Нижний Новгород, Россия
(Получена 9 января 1996 г. Принята к печати 25 января 1996 г.)

Получено аналитическое выражение для адмиттанса контакта Шоттки к системе с планарно распределенными глубокими состояниями. Найдена эквивалентная схема этой системы.

Адмиттанс-спектроскопия часто используется для определения энергии ионизации пространственно распределенных глубоких уровней в полупроводниках, а также сечения захвата носителей заряда на них [1]. Поскольку квантовые ямы ведут себя как гигантские ловушки [2], этот метод может быть применен и для их исследования. В настоящее время существуют два подхода в исследовании квантовых ям с помощью адмиттанс-спектроскопии. В первом из них [3,4] изучается адмиттанс контакта Шоттки к системе из нескольких десятков квантовых ям, во втором — адмиттанс контакта Шоттки [5] или $p-n$ -перехода [6] в системе с одной квантовой ямой. В первом методе действительная часть адмиттанса определяется проводимостью системы квантовых ям, не находящихся в области пространственного заряда (ОПЗ). Протекание тока в такой системе не сопровождается перезарядкой этих квантовых ям. Во втором методе протекание тока обязательно сопровождается изменением заряда квантовой ямы. Несмотря на эти принципиальные различия, многие авторы для описания адмиттанса системы во втором методе используют либо эквивалентную схему из первого метода [5,6], либо выражения для адмиттанса, справедливые для распределенных состояний [7]. В работе [8] предлагалось использовать адмиттанс-спектроскопию для изучения поверхностных состояний на гетеропереходе. Однако из-за использования приближения резкой границы ОПЗ и выражения для «собственной» емкости глубоких состояний, справедливого только для нулевой температуры, результаты работы [8] для адмиттанса планарно распределенных состояний носят лишь качественный характер. Термин планарно распределенные глубокие состояния будем использовать для обозначения систем,



Положение дна зоны проводимости в области контакта Шоттки к структуре с планарно распределенными глубокими состояниями. На вставке изображена эквивалентная схема.

в которых глубокие состояния сосредоточены в очень узком слое, характерная толщина которого много меньше характерных толщин ОПЗ. Такими состояниями могут быть либо состояния в квантовой яме, либо глубокие состояния в δ -легированном слое, либо глубокие состояния на гетерогранице.

В настоящей работе получено аналитическое выражение для адмиттанса барьера Шоттки к системе с планарно распределенными глубокими состояниями. Найдена эквивалентная схема этой системы.

Рассмотрим импеданс барьера Шоттки к структуре, в которой глубокие состояния локализованы в плоскости $x = x_1$. Пусть поверхность полупроводника, на которую нанесен контакт Шоттки, располагается в плоскости $x = 0$. Для простоты будем полагать, что полупроводник однородно легирован мелкими донорами с концентрацией N_D , которые полностью ионизованы. Будем также полагать, что в условиях наблюдения область объемного заряда от барьера Шоттки простирается от поверхности дальше, чем $x = x_1$ (см. рисунок). Выберем начало отсчета потенциала в глубине полупроводника, где отсутствует электрическое поле.

Пусть к барьеру Шоттки приложено большое постоянное напряжение \tilde{V} и малое переменное $\tilde{V} \sim e^{i\omega t}$. Из-за малости \tilde{V} величина переменного тока прямо пропорциональна \tilde{V} , и поэтому можно говорить о малосигнальном импедансе. Найдём его. Изменение полного заряда в полупроводнике под действием \tilde{V} можно представить в виде

$$\tilde{Q} = \tilde{Q}_1 + \tilde{Q}_2, \quad (1)$$

где \tilde{Q}_1 — изменение заряда на глубоких уровнях, \tilde{Q}_2 — изменение заряда в объемном полупроводнике. Предположим сначала, что в плоскости $x = x_1$ имеется только один сорт глубоких уровней, который харак-

теризуется плотностью состояний $G_d(\varepsilon)$ и временем обмена электронами с объемом, равным τ . Для величины полного заряда на глубоких центрах Q_1 справедливо следующее уравнение [1]:

$$\frac{\partial Q_1}{\partial t} = -\frac{Q_1 - Q_1^0[\varphi_1(t)]}{\tau}, \quad (2)$$

где $Q_1^0[\varphi_1(t)]$ — величина, к которой стремится Q_1 при достижении термодинамического равновесия, $\varphi_1(t) = \bar{\varphi}_1 + \tilde{\varphi}_1$ — полный электрический потенциал в плоскости $x = x_2$ в момент времени t .

$$Q_1^0 = -eS \int G_d[\varepsilon + e\varphi_1(t)] \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon}{T}\right)} d\varepsilon, \quad (3)$$

где μ — химический потенциал, плотность $G(\varepsilon)$ отсчитывается от дна зоны проводимости в плоскости $x = x_1$, $-e$ — заряд электрона, S — площадь контакта. Используя (2) и (3), а также малость $\tilde{\varphi}_1$, получим следующее выражение для \tilde{Q}_1 :

$$\tilde{Q}_1 = -\frac{C_s(\bar{\varphi}_1)}{1 + i\omega\tau} \tilde{\varphi}_1, \quad (4)$$

где

$$C_s(\bar{\varphi}_1) = -e^2 S \int G(\varepsilon + e\bar{\varphi}_1) \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{T}\right) \right]^{-1} d\varepsilon \quad (5)$$

— собственная емкость глубоких состояний. Отметим, что C_s , так же как и Q_1 , зависит только от потенциала φ_1 . Из (5) видно, что основной вклад в C_s дают состояния, находящиеся в области порядка T около химического потенциала. При $T = 0$ [8]

$$C_s = e^2 S G(\mu + e\bar{\varphi}_1). \quad (6)$$

Из-за перезарядки глубоких уровней под воздействием \tilde{V} течет переменный ток

$$\tilde{I}_1 = -\frac{\partial \tilde{Q}_1}{\partial t}.$$

Используя (4), находим

$$\tilde{I}_1 = \frac{i\omega C_s}{1 + i\omega\tau} \tilde{\varphi}_1. \quad (7)$$

Такая связь между током и напряжением имеет место для последовательно соединенных емкости C_s и сопротивления $R = \tau/C_s$. Таким образом, эквивалентная схема глубоких состояний — последовательно соединенная емкость и сопротивление.

Для того чтобы найти полный ток, необходимо вычислить \tilde{Q}_2 . Согласно сделанному ранее предположению, заряд в объемном полупроводнике может изменяться только в области $x > x_1$. Интегрируя уравнение Пуассона от $x = x_1$ до $x = \infty$, получаем следующее выражение для заряда в этой области:

$$Q_2 = S \sqrt{\frac{x}{2\pi}} \left\{ -eN_d\varphi_1 - N_c T \left[F_{3/2}\left(\frac{\mu}{T}\right) - F_{3/2}\left(\frac{\mu + e\varphi_1}{T}\right) \right] \right\}. \quad (8)$$

Здесь κ , N_c — диэлектрическая проницаемость и эффективная плотность состояний в зоне проводимости, $F_{3/2}$ — интеграл Ферми-Дирака индекса $3/2$. Отметим, что $\varphi_1 < 0$. Из (8) получаем

$$\tilde{Q}_2 = -C_2 \tilde{\varphi}_1, \quad (9)$$

где C_2 — емкость полупроводника, занимающего полупространство $x > x_1$:

$$C_2 = S \sqrt{\frac{e^2 \kappa}{2\pi}} \frac{N_d - N_c F_{1/2} \left(\frac{\mu + e\tilde{\varphi}_1}{T} \right)}{\sqrt{-eN_d \tilde{\varphi}_1 - N_c T \left[F_{3/2} \left(\frac{\mu}{T} \right) - F_{3/2} \left(\frac{\mu + e\tilde{\varphi}_1}{T} \right) \right]}}. \quad (10)$$

Из (7) и (9) находим соотношение между полным переменным током и $\tilde{\varphi}_1$:

$$\tilde{I} = i\omega \left(C_2 + \frac{C_s}{1 + i\omega\tau} \right) \tilde{\varphi}_1 = \frac{\tilde{\varphi}_1}{z_1}, \quad (11)$$

где z_1 — импеданс глубоких состояний и области полупроводника $x > x_1$. Таким образом, планарно расположенным глубоким состоянием вместе с областью полупроводника $x > x_1$ может быть сопоставлена эквивалентная схема, изображенная между точками A и B на рисунке.

Для нахождения импеданса всей структуры необходимо найти соотношение между переменными составляющими электрического потенциала в плоскостях $x = x_1$ и $x = 0$ ($\tilde{\varphi}_1$ и $\tilde{\varphi}$). Решая уравнение Пуассона в области $0 < x < x_1$, находим

$$\tilde{\varphi} - \tilde{\varphi}_1 = \tilde{Q}/C_1, \quad (12)$$

где

$$C_1 = S\kappa/4\pi x_1 \quad (13)$$

— емкость слоя полупроводника $0 < x < x_1$. Из (11) и (12) получаем

$$\tilde{\varphi} = \tilde{I} \left(z_1 + \frac{1}{i\omega C_1} \right) \quad (14)$$

и приходим к эквивалентной схеме всей структуры, изображенной на рисунке.

Обычно в адмиттанс-спектроскопии принято адмиттанс (величину обратную импедансу) представлять в виде суммы [1]

$$z^{-1} = G + i\omega C, \quad (15)$$

что соответствует параллельно соединенным проводимости G и емкости C . Из (14) получаем

$$G = \frac{\omega^2 (C_0 - C_\infty)}{\omega_0 [1 + (\omega/\omega_0)^2]}, \quad (16)$$

$$C = C_\infty + \frac{(C_0 - C_\infty)}{[1 + (\omega/\omega_0)^2]}, \quad (17)$$

где

$$\omega_0 = \frac{C_1 + C_2 + C_s}{(C_1 + C_2)\tau}, \quad (18)$$

$$C_\infty = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}, \quad (19)$$

$$C_0 = \frac{C_1(C_2 + C_s)}{C_1 + C_2 + C_s}. \quad (20)$$

Как уже отмечалось, выражения для G (16) и для C (17) имеют тот же вид, что и в объемном полупроводнике [1]. Однако выражения для C_0 , C_∞ и связь между ω_0 и τ здесь совершенно иные.

В системе с квантовой ямой $C_s = Se^2 m / \pi \hbar^2$, где m — эффективная масса электронов в зоне проводимости. Величина C_s обычно много больше C_1 , C_2 (если воспользоваться выражением для емкости плоского конденсатора, тогда величине C_s будет соответствовать расстояние между обкладками порядка 10 \AA при $m = 10^{-28} \text{ г}$, $\kappa = 10$). Поэтому для структуры с квантовой ямой

$$\omega_0 \approx \frac{C_s}{(C_1 + C_2)\tau} \gg \frac{1}{\tau}, \quad (21)$$

$$C_0 \approx C_1. \quad (22)$$

Обобщим теперь полученные результаты на случай, когда имеется несколько сортов глубоких состояний. Очевидно, что выражение (4) теперь будет иметь вид

$$\tilde{Q}_1 = \sum_j \left[-\frac{C_{sj}(\tilde{\varphi}_1)}{1 + i\omega\tau_j} \tilde{\varphi}_1 \right], \quad (23)$$

где τ_j , C_{sj} — время обмена электронами глубоких состояний с объемом и собственная емкость глубоких состояний j -го сорта. Это означает, что на эквивалентной схеме каждому сорту глубоких состояний будет соответствовать RC -цепь, параллельно включенная емкости C_2 . Дальнейший расчет импеданса не представляет трудностей, поэтому мы не будем его здесь приводить.

В заключение отметим, что измеряя адмиттанс при разных частотах можно определить только три величины C_0 , C_∞ , ω_0 . Поэтому только измерений адмиттанса недостаточно для определения времени τ и величины C_s , характеризующей плотность состояний на глубоких центрах. Однако, изучая температурную зависимость ω_0 , можно определить энергию ионизации глубоких состояний, поскольку эта зависимость определяется в основном экспоненциальной зависимостью τ от температуры и энергии ионизации.

Автор выражает благодарность А.В. Мурелю за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-02-05606).

Список литературы

- [1] W.G. Oldham, S.S. Naik. Sol. St. Electron., **15**, 1085 (1972).
- [2] P.A. Martin, K. Meehan, P. Gavrilovic, K. Hess et al. J. Appl. Phys., **54**, 4689 (1983).
- [3] D.V. Lang, M.B. Panish, F. Capasso, J. Allam, R.A. Hamm, A.M. Sergent. Appl. Phys. Lett., **50**, 736 (1987).
- [4] X. Letartre, D. Stievenard, M. Lannoo, D. Lippens. J. Appl. Phys., **68**, 116 (1990).
- [5] K. Nauka, T.I. Kamins, J.E. Turner, C.A. King, J.L. Hoyt, J.F. Gibbons. Appl. Phys. Lett., **60**, 195 (1992).
- [6] K. Schmalz, I.N. Yassievich, H. Rucker, H.G. Grimmeiss. Phys. Rev. B, **50**, 1427 (1994).
- [7] J.P. Zhao, Z. lu, W. Buchwald, D. Coblenz, S. McAfee. Appl. Phys. Lett., **62**, 2810 (1993).
- [8] C. Ghezzi. Appl. Phys. A, **26**, 191 (1981).

Редактор Т.А. Полянская

Admittance of plane distributed deep levels

V. Ya. Aleshkin

Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences,
603600 Nizhny Novgorod, Russia

Analytical expression for admittance of Schottky contact to the system with plane distributed deep levels has been derived. Equivalent circuit has been constructed.
