

НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА ВАХ И ВФХ ДЛЯ СТЕНКИ ИЗ ЗАРЯЖЕННЫХ ДИСЛОКАЦИЙ

Шикина Ю. В., Шикин В. Б.

Обсуждается методика определения степени неоднородности потенциального барьера, использующая информацию о ВАХ и ВФХ данного барьера.

Одной из задач диагностики потенциальных барьеров в неоднородных полупроводниках является определение степени их одномерности. В литературе имеется ряд предложений на этот счет. Речь идет, например, о резкой неоднородности в распределении плотности тока, пересекающего неоднородный барьер [1], специфике частотной зависимости шумов в импедансе барьера (при наличии флуктуаций формы барьера частотная зависимость этих шумов перестает быть лоренцовской [2]), особенностях ВАХ в нелинейном режиме для барьеров с глубокими седловыми точками [3] и т. д. В тех случаях, когда предполагаемая неоднородность барьера γ [возможное определение этого параметра будет дано далее формулой (1)] не очень велика, удобный способ ее обнаружения возникает при совместном изучении ВАХ и ВФХ барьера [4]. В этом случае ВАХ дает информацию о высоте седловых точек V_{\min} барьера, а ВФХ характеризует его среднюю высоту \bar{V} . При наличии седловых точек $V_{\min} < \bar{V}$. Отношение

$$(V_{\min}/\bar{V}) = \gamma \ll 1 \quad (1)$$

может использоваться в качестве меры неоднородности барьера. В одномерном случае $\gamma \rightarrow 1$.

Следует отметить, что неравенство (1) является необходимым требованием, вытекающим из анализа свойств барьера с седловыми точками. Поэтому его выполнение характеризует в определенном смысле самосогласованность экспериментальных данных о ВАХ и ВФХ для данного барьера.

Обсудим с этой точки зрения эксперименты [5], содержащие информацию о ВАХ и ВФХ специально приготовленной дислокационной стенки, введенной в кремний n -типа с числом объемных доноров $n_d \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Среднее расстояние d между дислокациями в стенке меньше размеров L области экранирования дислокационного заряда свободными электронами, так что перекрытие соседних ридовских цилиндров, характеризующих экранирующие свойства среды в задаче об одной заряженной дислокации, достаточно велико, и параметр γ из (1) должен быть близок к единице.

А. Для реализации намеченной программы (т. е. определения свойств параметра γ) достаточно в принципе информации о ВАХ и ВФХ в линейной по возмущающему потенциалу V области. Однако данные [5] обладают рядом особенностей, заставляющих усложнять процедуру их обработки. Во-первых, ВАХ из [5] выходит из омической области на известное плато в зависимости $I(V)$ (I — наблюдаемый ток через барьер) в области $(eV/T) \sim 10 \gg 1$. В то же время разнообразные теории ВАХ [6–8], полагая природу барьера чисто электростатической, предсказывают возникновение этого плато для значений

$(eV/T) \geq 1$ (см. рис. 1, где ВАХ в одномерном варианте для параметров из [5] построена в диффузионном приближении). По-видимому, в процессе изготовления рис. 1 из [5] допущены технические ошибки, обнаружение которых возможно лишь при построении ВАХ в широком интервале изменения параметра: $0 < (eV/T) \leq 10$. Во-вторых, для определения свойств ВФХ в линейном режиме необходима точная информация о геометрии барьера, также плохо определенная в [5]. Поэтому и здесь имеет смысл выходить в нелинейную область, где сведения о \bar{V} можно извлекать из относительных величин, не чувствительных к точной геометрии барьера.

Б. Конкретные расчеты выполнены в диффузионном приближении с использованием одномерных формул, детально исследованных многими авторами, начиная с [6]:

$$j = \frac{\mu T n_d}{L_2} (1 - e^{-eV/T}), \quad (2)$$

$$\int_{-L_1} \exp(e\varphi/T) dx$$

$$\varphi(x) = \begin{cases} \frac{2\pi e n_d}{\kappa} (x - L_2)^2 - V & \text{для } x > 0, \\ \frac{2\pi e n_d}{\kappa} (x + L_1)^2 & \text{для } x < 0, \end{cases}$$

$$L_{1,2} = \frac{n_s}{2n_d} \mp \frac{\kappa V}{4\pi e n_s}, \quad n_s = f/ad,$$

$$f(T) = \frac{n(0)}{n_1(T) + n(0)}, \quad (3)$$

$$n(0) = n_d e^{-\varphi(0)/T} \left(1 - \frac{j}{\mu T n_d} \int_{-L_1}^0 e^{\varphi(s)/T} ds \right),$$

$$n_1(T) = N_c(T) \exp(-E_d/T).$$

Здесь j — плотность тока через барьер, μ — подвижность электронов, $\varphi(x)$ — распределение потенциала в зоне барьера, κ — диэлектрическая постоянная, f — коэффициент заполнения отдельной дислокации. Для его определения (3) использован вариант теории ВАХ из [7, 8]. $N_c(T)$ — плотность состояний в зоне проводимости, E_d — положения дислокационного уровня по отношению к дну этой зоны, $n(0)$ — плотность объемных электронов на вершине барьера.

Относительная емкость барьера определена выражением

$$C = \frac{L_1(0) + L_2(0)}{L_1(V) + L_2(V)}, \quad (4)$$

где $L_{1,2}$ — из (2).

График зависимости безразмерного тока I из (2) (его значение отнесено к величине I_0 , отвечающей положению плато для $T = 264$ К) от безразмерного напряжения $U = eV/T$ приведен на рис. 1. Параметры расчета соответствуют эксперименту [5]: $n_d = 10^{14}$ см $^{-3}$, $\kappa = 12$, плотность состояний N_c — для кремния, энергия E выбрана равной 0.60 эВ. Процедура определения E_d поясняется на рис. 2, где та же зависимость $I(V)$ для 264 и 296 К построена в координатах, использованных в [5]. Кривые $I-4$ отвечают разным значениям E_d . Лучшее всего с экспериментом [5] совпадает кривая 2, если экспериментальные точки предварительно сдвинуты вдоль оси V на порядок. Эта сдвигка, как отмечалось

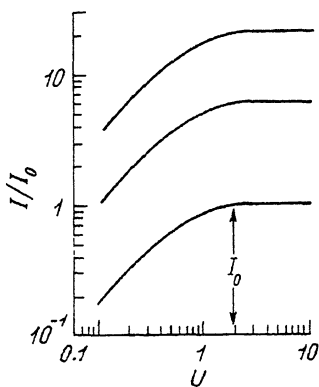


Рис. 1. ВАХ дислокационного барьера из [5] в безразмерных переменных.

Напряжение на берегах барьера V отнесено к температуре, так что $U = eV/T$; ток I отнесен к его значению I_0 на плато для $T = 264$ К.

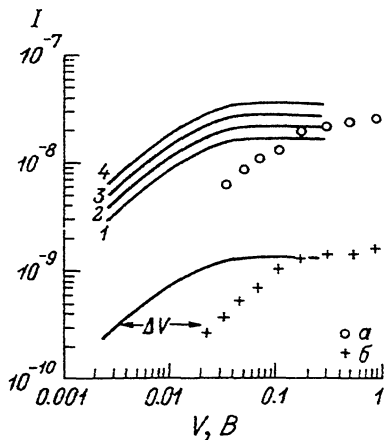


Рис. 2. ВАХ в диффузионном приближении и в единицах, использованных в [5].

Теоретические кривые нормированы на значение I_0 , имеющее тот же смысл, что и на рис. 1. 1—4 для 296 К отвечают энергиям $E_d = 0.55, 0.60, 0.65, 0.70$ эВ (отсчет от дна зоны проводимости). Экспериментальные точки из [2]. Т, К: а — 264, б — 296. Величина ΔV — сдвигка, необходимая для совмещения теоретических и экспериментальных значений ВАХ.

выше, имеет паразитное происхождение (другого объяснения сдвигки авторы не имеют).

Случайность сдвигки на рис. 1 из [5] становится очевидной, в частности, при обработке данных о ВФХ из [5]. Здесь введение подобной перенормировки V приводит к качественному несоответствию теоретических и наблюдаемых значений емкости. Поэтому предлагаемое на рис. 3 сравнение расчетного пове-

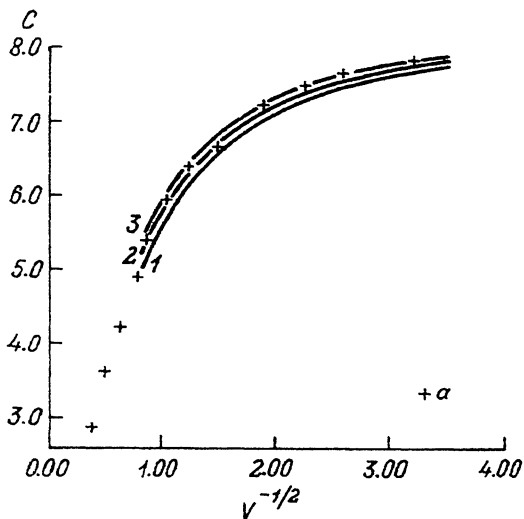


Рис. 3. ВФХ для барьера из [5].

а — экспериментальные точки для 296 К. 1—3 отвечают разным значениям относительной емкости (ϵ) для $E_d = 0.65, 0.7, 0.75$ эВ.

дения $C(V)$ (4) и данных [5] выполнено в использованных авторами [5] координатах без какой-либо коррекции. В качестве привязки вдоль вертикальной оси c полагается, что теория и эксперимент совпадают при $V \rightarrow 0$. Согласно рис. 3, наиболее близка к экспериментальным данным кривая 2 с $E_d = 0.7$ эВ.

Таким образом, данные ВАХ и ВФХ для барьера из [5] действительно дают разные значения E_d , и их отношение характеризует степень одномерности обсуждаемого барьера. Согласно изложенным выше соображениям, $\gamma = (0.6/0.7) = 0.86$, т. е. барьер в большой степени одномерен, хотя наличие седловых точек на его вершине ощущается.

Заключение. Обширная литература по обработке экспериментальных данных о свойствах различных барьеров на границах зерен, границах бикристаллов, дислокационных барьерах и т. д. апеллирует обычно к одномерной теории ВАХ и ВФХ. Возникающие при этом количественные характеристики барьеров не имеют особого смысла без демонстрации экспериментальных фактов, позволяющих убедиться в близости параметра γ к единице. Если же $\gamma \ll 1$, то одномерная теория не годится для обработки эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Гусятников А. Н., Райх М. Э. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 6. С. 1077—1084.
- [2] Madenach A. J., Werner J. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 11. P. 1212—1215; Phys. Rev. 1988. V. B38. P. 13150—13162.
- [3] Шикина Н. И., Шикин В. Б. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 4. С. 749—752.
- [4] Велиев З., Шикин В. Б. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 4. С. 758—763.
- [5] Еременко В. Г., Фарбер Б. Я., Якимов Е. Б. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 7. С. 1313—1315.
- [6] Teylor W. E., Odell N. H., Fan H. F. // Phys. Rev. 1953. V. 88. P. 867—875.
- [7] Гольдман Е. И., Ждан А. Г. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 10. С. 1839—1845.
- [8] Гольдман Е. И., Гуляев И. Б., Ждан А. Г., Сандомирский В. Б. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 12. С. 2089—2093.

Институт физики твердого тела РАН
Черноголовка

Получена 12.11.1991
Принята к печати 26.11.1991