

Поскольку  $L$  связано с  $\tau$  соотношением  $L = \sqrt{D\tau}$  (где  $D$  — коэффициент диффузии, слабо зависящий от облучения и уровня легирования полупроводника [8]), соотношение (1) можно записать в виде

$$L^{-2}(\Phi) - L^{-2}(0) = \frac{K}{D} \Phi. \quad (2)$$

Как видно из рис. 2, экспериментально полученные данные о влиянии облучения на  $L_p$  удовлетворительно описываются соотношением (2). Это подтверждает предположение о доминирующей роли радиационных дефектов в увеличении скорости рекомбинации избыточных ННЗ.

Таким образом, показано, что диффузионная длина ННЗ в ZnSe, как и в других ранее изученных полупроводниках [8], весьма чувствительна к введению радиационных дефектов и существенно уменьшается при сравнительно небольших дозах облучения, при которых концентрация основных носителей заряда изменяется незначительно.

Основной причиной уменьшения  $L_p$  является повышение скорости рекомбинации из-за образования радиационных дефектов акцепторного типа.

#### Список литературы

- [1] Mach R., Ludwig W. // Phys. St. Sol. 1974. V. A23. N 2. P. 507—516.
- [2] Mora S., Romeo N., Tarricone L. // Sol. St. Commun. 1980. V. 33. N 11. P. 1147—1149.
- [3] Williams J. O., Crawford E. S., Miller B., Patterson A. M., Scott M. D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1983. V. 16. N 12. P. 2297—2306.
- [4] Оконечников А. П., Мельник Н. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 894—896.
- [5] Оконечников А. П., Мельник Н. Н. // ПТЭ. 1986. № 5. С. 71—74.
- [6] Hall R. N. // Phys. Rev. 1952. V. 87. N 2. P. 387—393. Shockley W., Read W. T. // Phys. Rev. 1952. V. 87. N 5. P. 835—842.
- [7] Loferski J. J., Rappaport P. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. N 8. P. 1181—1183.
- [8] Коршунов Ф. П., Богатырев Ю. В., Вавилов В. А. Воздействие радиации на интегральные микросхемы. Минск, 1986. 254 с.

Уральский политехнический институт  
им. С. М. Кирова  
Свердловск

Получено 12.07.1989  
Принято к печати 19.09.1989

ФТП, том 24, вып. 4, 1990

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВАХ ДЛЯ БАРЬЕРОВ С СЕДЛОВЫМИ ТОЧКАМИ

Шикина Н. И., Шикин В. Б.

Одной из проблем в интерпретации ВАХ для барьеров различного происхождения в полупроводниках (границы зерен, границы бикристаллов, дислокационные барьеры и т. д.) является неоднозначное поведение ВАХ в промежуточной области разности потенциалов  $V$  на берегах барьера. В одних случаях [1] ВАХ имеет плато при переходе от омического режима к нелинейному росту тока  $j$  с увеличением  $V$  (рис. 1, а, участок  $b-b'$  на кривой). В других экспериментах [2] такое плато отсутствует, и ВАХ имеет вид рис. 1, б.

Качественное объяснение наличия плато вида рис. 1, а содержится в большом числе работ, использующих одномерную модель барьера с глубокими электронными состояниями, локализованными на его вершине (см., например, [3-5]). Рост тока через барьер в данном случае сопровождается возрастанием плотности свободных электронов на вершине барьера, что в свою очередь ведет к повышению коэффициента заполнения локализованных электронных состояний на вершине барьера и, как следствие, к увеличению высоты барьера.

Причины отсутствия плато, т. е. условия реализации ВАХ вида рис. 1, б, до сих пор систематически не обсуждались.<sup>1</sup> В данном сообщении показано, что ВАХ без перегибов может иметь место для барьеров с седловыми точками. Конкретные аргументы в пользу монотонной нелинейности  $j(V)$ , т. е. ВАХ с  $\partial j/\partial V > 0$ , получены для барьера, возникающего в связи с перекрытием

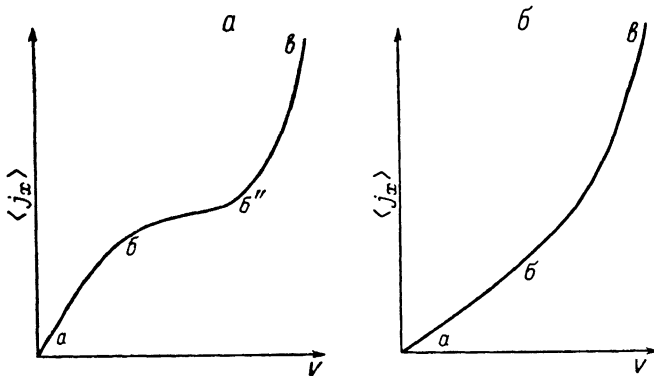


Рис. 1.

соседних ридовских цилиндров системы параллельных заряженных дислокаций, расположенных эквидистантно с периодом  $d$ , например, вдоль границы бикристалла (рис. 2), выбранной за ось  $Oy$ .

А. Предположим, что перекрытие  $h$  соседних ридовских цилиндров мало так что хорда  $b$  на рис. 2 гораздо меньше радиуса ридовского цилиндра  $R$ ,  $b \ll R$ . Предполагается также, что радиус  $R$  много больше дебаевского радиуса

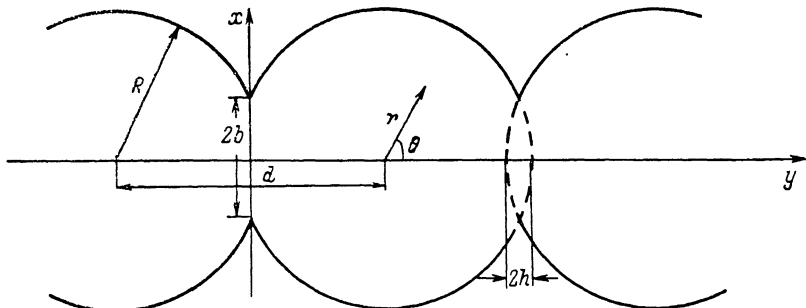


Рис. 2.

$r_d$  данного полупроводника  $n$ -типа,  $r_d^2 = \epsilon T / (4\pi e^2 n_d)$ , где  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная полупроводника,  $n_d$  — плотность доноров,  $T$  — температура, которая достаточно высока, для того чтобы считать все донорные состояния ионизованными, но слишком мала по сравнению с высотой барьера  $e\varphi_s$  в седловой точке. В окрестности экстремума  $\varphi_s$  потенциал  $\varphi(xy)$  имеет вид

$$e\varphi(x, y) = e\varphi_s + \frac{k}{2}y^2 - \frac{q}{2}x^2 + \dots, \quad (1)$$

$$\varphi_s = \frac{4\pi e n_d}{\epsilon} h^2, \quad k = 8\pi e^2 n_d \epsilon^{-1}, \quad q = \frac{8\pi e^2 n_d h}{\epsilon R}, \quad R \gg b \gg h \gg r_d, \quad T \ll e\varphi_s,$$

$$b \simeq (2Rh)^{1/2}.$$

Здесь  $k$  и  $q$  — кривизны потенциала в седловой точке.

<sup>1</sup> В работах Райха с соавт. (см., например, [6]) обсуждается влияние случайных седловых точек на эффективную высоту барьера. Структура ВАХ здесь не исследовалась.

В условиях (1) общая задача о вычислении тока через барьер распадается на две части. Сперва нужно решить задачу о распределении потенциала  $\psi(r, \theta)$  на барьере в отсутствие тока через барьер. Затем решается уравнение  $\text{div } \mathbf{j} = 0$  с заданным распределением потенциала  $\psi(r, \theta)$ , пропорционального разности потенциалов  $V$ .

Учитывая неравенство  $R \gg r_d$ , задачу о структуре  $\psi(r, \theta)$  можно формулировать как граничную

$$\Delta\psi = 0, \quad \psi(r, \theta)|_{r=R} = \begin{cases} +V, & 0 \leq \theta \leq \pi - \alpha, \\ -V, & \pi + \alpha \leq \theta \leq 2\pi - \alpha, \end{cases} \quad (2)$$

где  $\alpha = b/R \ll 1$ .

В результате

$$\psi(r, \theta) = \frac{2V}{\pi} \arctg \frac{2Rr \sin \theta}{R^2 - r^2}. \quad (3)$$

Плотность дополнительных поверхностных зарядов вдоль границ ридовских цилиндров есть

$$\sigma(\theta) = \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial\psi}{\partial r} \Big|_{r=R} = -\frac{\epsilon V}{2\pi^2 R \sin \theta}, \quad |\theta| \geq \alpha. \quad (4)$$

Появление зарядов  $\sigma(\theta)$  (4) под действием разности потенциалов  $V$  реально означает, что границы барьера смещаются относительно своего равновесного положения в отсутствие  $V$  на величину  $\xi(\theta)$ :

$$\xi(\theta) = \frac{\sigma(\theta)}{en_d}, \quad \xi_{\max} \ll b. \quad (5)$$

В результате барьер теряет симметрию относительно плоскости, в которой находятся заряженные дислокации. Это обстоятельство и является основной причиной того, что в одномерной модели появление разности потенциалов  $V$  на берегах барьера сразу же меняет условия заполнения локализованных состояний на вершине барьера. В случае  $\xi(\theta)$  (5) смещения ридовских границ резко неоднородны. Они максимальны в зонах контактов и малы в меру  $b/R \ll 1$  вдали от них. Следовательно, можно полагать, что в нулевом по параметру  $b/R \ll 1$  приближении начало координат задачи (2) совпадает с положением заряженной дислокации, и причины для изменения плотности свободных электронов на осях ридовских цилиндров под влиянием разности потенциалов  $V$  отсутствуют [ибо потенциал  $\psi(r, \theta)$  из (3) равен нулю при  $r \rightarrow 0$ ].

Б. Расчет тока через барьер  $e\varphi(xy)$  (1) выполняется в диффузионном приближении, т. е. полагается, что

$$\text{div } \mathbf{j} = 0, \quad \mathbf{j} = -\mu [T\nabla n + en\nabla(\varphi + \psi)] \quad (6)$$

с граничными условиями, отвечающими наличию разности потенциалов  $V$  на берегах барьера. Здесь  $\mu$  — подвижность электронов. Формально задача (6) совпадает с аналогичной задачей о распаде метастабильного состояния в теории фазовых переходов 1-го рода, подробно исследованной Лангером [7]. Опуская в связи с этим детали расчета, приведем конечные результаты для зависимости среднего тока  $\langle j_x \rangle$  через данную седловую точку в зависимости от разности  $V$

$$\langle j_x \rangle = \langle j_x^0 \rangle \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{eV}{T} + \dots \right), \quad (7)$$

$$\langle j_x^0 \rangle = \frac{e\mu n_d V}{d} \left( \frac{q}{k} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{e\varphi_s}{T}\right), \quad (7a)$$

$$d = R - h, \quad h \ll R, \quad \xi_{\max} \ll b.$$

Очевидно, ВАХ (7) имеет вид рис. 1, б.

- [1] Еременко В. Г., Фарбер Б. Я., Якимов Е. Б. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 7. С. 1313—1315.  
 [2] McGonial G. C., Thomson D. J., Shaw J. G., Gard H. C. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. N 10. P. 5908—5922.  
 [3] Teylor W. E., Odell N. H., Fan H. F. // Phys. Rev. 1953. V. 88. N 4. P. 867—875.  
 [4] Гольдман Е. И., Ждан А. Т. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 10. С. 1839—1844.  
 [5] Гольдман Е. И., Гуляев И. Б., Ждан А. Г., Сандомирский В. Б. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 11. С. 2089—2093.  
 [6] Гусятников А. Н., Райх М. Э. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 6. С. 1077—1084.  
 [7] Langer J. S. // Ann. Phys. 1968. V. 54. P. 258—275.

Институт физики твердого тела АН СССР  
 Черноголовка

Получено 30.08.1989  
 Принято к печати 19.09.1989

ФТП, том 24, вып. 4, 1990

## ПРОСТОЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ ПО ТЕМПЕРАТУРНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ ВАХ МОП ТРАНЗИСТОРОВ

Усеинов Р. Г., Зебрев Г. И.

Известно, что поверхностные состояния (ПС) на границе раздела диэлектрик—полупроводник в МДП структурах оказывают существенное влияние на параметры соответствующих приборов. В частности, ПС влияют на пороговое напряжение  $V_{th}$  и эффективную канальную подвижность МОП транзисторов (МОПТ)  $\mu_{эфф}$ . ПС могут генерироваться под влиянием ионизирующего излучения (ИИ) при инжекции горячих носителей из канала в подзатворный окисел, при термополевых нагрузках и т. д.

Существуют различные методы определения плотности ПС на границе раздела Si—SiO<sub>2</sub> [1, 2]. Однако традиционно используемые методы, основанные на измерении  $C-V_g$ - или  $G-V_g$ -зависимости ( $C$  — емкость МДП структуры,  $G$  — ее высокочастотная проводимость,  $V_g$  — напряжение на затворе), мало пригодны для транзисторов. Это связано как с техническими трудностями (с необходимостью измерять слишком малые емкости), так и с трудностью интерпретации получаемых результатов [2]. Существуют методы, позволяющие оценивать плотность ПС непосредственно для транзисторов: метод зарядовой накачки [3], а также так называемая подпороговая техника [4, 5]. Первый из них позволяет получить интегральное значение заряда на ПС в интервале  $\sim 0.8$  эВ в запрещенной зоне Si, второй метод дает величину  $\bar{D}_{it}$  — среднюю дифференциальную плотность ПС для значения поверхностного потенциала  $\Phi_s \simeq 1.5 \Phi_B$  ( $q\Phi_B$  — энергетическая разность между уровнем Ферми и серединой запрещенной зоны в объеме полупроводника). Хотя метод зарядовой накачки дает в ряде случаев хорошие результаты при измерении ПС в МОПТ, он достаточно сложен технически. Кроме того, при оценке интервала в запрещенной зоне Si, который вносит вклад в измеряемую интегральную плотность ПС, необходимо знание сечения захвата носителей на ПС, которое является экспоненциальной функцией поверхностного потенциала  $\Phi_s$ , а также функцией от дифференциальной плотности ПС  $D_{it}$  [2]. Поэтому интерпретация результатов метода зарядовой накачки не является простой. Что же касается подпороговой методики, то, хотя этот метод более прост технически, он может в определенных ситуациях завывать  $\bar{D}_{it}$ . В [6] было показано, что в тех случаях, когда имеются неоднородности пространственного распределения захваченного в окисле заряда, наблюдаемый логарифмический наклон  $S$  подпороговых ВАХ определяется не только  $D_{it}$ , но и этими неоднородностями. В [7] приводятся доказательства того, что этот метод дает неверные результаты для приборов, облученных ИИ при азотной