

УДК 621.382.2.

Член-корреспондент АН Армянской ССР Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян

**К вопросу о прохождении тока через полупроводник,  
 содержащий глубокие уровни**

(Представлено 18/XII 1967)

В настоящее время большой интерес вызывают вопросы прохождения тока через полупроводниковую структуру с двойной инжекцией, в базе которой имеются мелкие донорные примеси и глубокие акцепторные центры, не полностью заселенные электронами в состоянии теплового равновесия. Концентрации примесей —  $N_g$  и  $N_0$ , соответственно. Длина базы намного превосходит диффузионную длину, поэтому используется дрейфовое приближение. Для напряженности электрического поля в базовой области методом итерации получено уравнение, один из частных случаев которого рассмотрен в (1). Здесь мы предполагаем выполнение следующих неравенств, накладывающих в какой-то степени ограничение на энергетическое расположение и отношение сечений захвата выбираемого глубокого уровня:

$$\theta n_1 < p_1 \delta_0 \quad (1) \quad \text{и} \quad \frac{j}{eu_n E} > \frac{p_1}{\theta} + \frac{\theta n_1}{b}, \quad (2)$$

где  $n_1$  и  $p_1$  — тепловые концентрации по Шокли-Риду (2),  $\theta = \frac{\beta'}{\beta}$ , где  $\beta'$  — коэффициент рекомбинации электронов на глубокий уровень,  $\beta$  — то же для дырок.

Величину  $\delta_0 = \frac{N_0 - N_g}{N_g}$  назовем степенью компенсации, тогда концентрация незаполненных центров  $N_n$  будет  $\delta_0 N_g$ .

Приближенное уравнение для напряженности электрического поля имеет вид:

$$\frac{d^2 E}{dx^2} - \left( \frac{j}{u_n E^2 D} - \frac{e^2 u_n p_1 N_n}{\theta (1 + \delta_0) D j} - \frac{b}{u_n \tau_p E} \right) \frac{dE}{dx} + \frac{b}{u_n \tau_p E} \cdot \frac{e}{D} \left| \frac{j}{eu_n E} + N_n + \frac{(p_1 \delta_0 - p_0) eu_n N_g E}{\theta j} \right| = 0. \quad (3)$$

Анализ, полностью идентичный проведенному в (1), приводит к следующим закономерностям до участка отрицательного сопротивления (ОС) при

$$N_n \gtrsim \frac{j}{eu_n E} : \quad (4)$$

1) квадратичная зависимость

$$j = \frac{9}{8} \cdot \frac{eu_n \rho_1 u_p \tau_p}{\theta} \cdot \frac{V^2}{d^3}; \quad (5)$$

2) вертикаль до срыва

$$V = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{eN_n}{2Du_p \tau_p (1 + \delta_0)}} V_{\min}. \quad (6)$$

При

$$N_n < \frac{j}{eu_n E} : \quad (7)$$

1) закон трех вторых

$$j = \frac{8}{9} eu_n \sqrt{\frac{\rho_1 N_n u_p \tau_p}{\theta (1 + \delta_0)}} \cdot \frac{V^{3/2}}{d^2}; \quad (8)$$

2) кубическая закономерность

$$j \approx \frac{27}{4\pi} \cdot \frac{u_n u_p \varepsilon \tau_p}{d^5} V^3. \quad (9)$$

Обозначения <sup>(1)</sup>, постоянные интегрирования определены из граничных условий:  $E = 0$  при  $x = d$  и  $E = E_{\max}$  на  $x = \frac{d}{2}$ .

Закономерности (5) и (6) при соответствующих приближениях переходят в формулы Ашли <sup>(3)</sup>, зависимость (9) же, как нам кажется, может описать кубическую зависимость, недавно наблюдавшуюся Холоньяком и др. <sup>(4)</sup> на кремнии с золотом.

Возможно появление участка ОС, что связано с возникновением и последующим рассасыванием объемного заряда (для (7)) или обязано наличию в базе глубоких уровней, не занятых электронами до инжекции (для (4)). Для последнего случая методом разделения базы, аналогичным <sup>(1)</sup>, можно получить напряжение срыва:

$$V_{\max} = \sqrt{\frac{3}{8} \cdot \frac{\theta N_n}{\rho_1 (1 + \delta_0)} \left[ \ln \left| 1 + \sqrt{\frac{\theta N_n}{\rho_1 (1 + \delta_0)}} \right| \right]^{-1}} V_{\min}. \quad (10)$$

Область ОС достигает при этом 1/4 базы. Времена жизни носителей в этом интервале токов остаются постоянными, а  $\tau_p/\tau_n \approx \delta_0 \theta$ . Заметим, что все приведенные в настоящей заметке результаты справедливы при выполнении неравенства

$$\delta_0 \theta < 1. \quad (11)$$

Ожидаются иные закономерности, когда имеет место неравенство, обратное (2), т. е. глубокие уровни заметно смещены от центра запрещенной зоны (для определенности, рассмотрим центр, смещенный к валентной зоне). Такое расположение центра приводит к резкому увеличению теплового члена  $\rho_1$  и поэтому возможна область то-

ков выше области закона Ома, когда число инжектированных носителей остается меньшим  $p_1$ . Считая наибольшим членом в полном выражении для  $\tau_p$  член с  $p_1$ , имеем область уменьшения времени жизни дырок по закону

$$\tau_p = \frac{p_1}{\theta n} \tau_{p0}. \quad (12)$$

Однако с ростом тока эти условия изменяются и время жизни становится постоянной величиной (рис. 1). Для (12) имеем следующее приближенное уравнение:

$$\frac{d^2 E}{dx^2} - \frac{e}{DE} \left[ \frac{j^2}{e^2 u_n^2 E^2 p_1} - \frac{N_n}{1 + \delta_0} - \frac{D\theta j}{e^2 u_p \tau_{p0} p_1 u_n E} \right] \frac{dE}{dx} + \frac{e}{DE} \cdot \frac{\theta j^2}{e^2 u_n^2 E^2 u_p \tau_{p0} p_1} = 0, \quad (13)$$

решение которого дает новые закономерности после закона Ома:

$$j = \frac{8}{9} e u_n \sqrt{\frac{u_p \tau_{p0} p_1 N_n}{\theta (1 + \delta_0)}} \cdot \frac{V^{3/2}}{d^2}, \quad (14)$$

(заметим, что (14) совпадает с (8)) и

$$j = \frac{32}{\pi^2} e u_n \sqrt{\frac{D u_p \tau_{p0} p_1}{e \theta}} \cdot \frac{V^2}{d^3}. \quad (15)$$

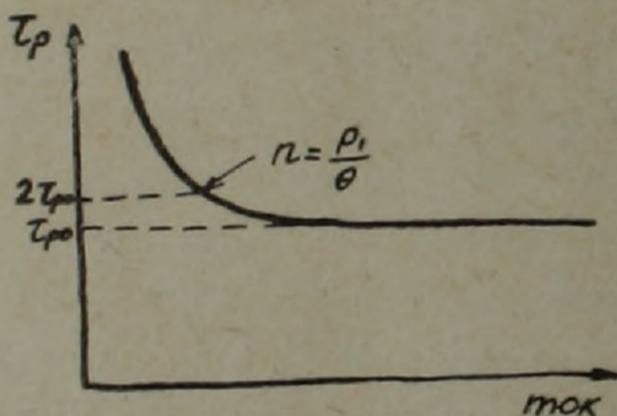


Рис. 1.

Зависимость (15) получена ранее одним из авторов (5). В процессе уменьшения времени жизни не создается условий для формирования участка ОС (центр, как нетрудно показать, работает в качестве уровня прилипания для дырок).

Однако тогда, когда центр начинает работать как рекомбинационный, происходит накопление носителей, что приводит к участку ОС; напряжение срыва равно

$$V_{\max} = \sqrt[3]{\frac{2}{9} \frac{(1 + \delta_0) p_1}{\theta N_n}} V_{\min}. \quad (16)$$

Это выражение получено методом разделения базы. Считаем что область ОС, связанная с образованием объемного заряда при постоянном времени жизни, входит в базу и вытесняет область закона (14). Срыв происходит при достижении областью ОС трети базы. Напряжение срыва (16) увеличивается с ростом температуры.

В заключение хотелось бы отметить, таким образом, важность учета накопления носителей (т. е. образования объемного заряда) при анализировании закономерностей на прямой ветви вольтамперной характеристики диодов с глубокими уровнями в базе.

Институт радиофизики и электроники  
Академии наук Армянской ССР

Հայկական ՍՍՀ ԳԱ քղրակից-անդամ Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Խորը մակարդակներ ունեցող կիսահաղորդչի միջով հոսանքի  
անցման հարցի շուրջը

Առաջարկվում է բացասական դիմադրության նոր մեխանիզմ և տեսականորեն հետազոտվում է վոլտամպերային բնութագիրը այն դեպքում, երբ խորը մակարդակը շեղված է արգելված գոտայի մեջտեղից դեպի վալենտայինը:

Л И Т Е Р А Т У Р А — Գ Ր Ա Կ Ա Ն Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

<sup>1</sup> Г. М. Авакьянц, „Известия АН АрмССР“, Физика, 1, 4, 248 (1966). <sup>2</sup> W. Shockley and W. Read, Phys. Rev. 87, 835 (1952). <sup>3</sup> K. L. Ashley and A. G. Milnes, J. Appl. Phys. 35, 369 (1964). <sup>4</sup> J. S. Moore, N. Holonyak, and M. D. Sirkis, Solid—State Electron. 10, 823 (1967). <sup>5</sup> Г. М. Авакьянц, Радиотехника и электроника, 10, 10, 1880 (1965).