

Академик АН КазССР М. И. КОРСУНСКИЙ, В. В. КЛИМЕНКО

О ФОРМЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА У-ЦЕНТРОВ СЕЛЕНА, АКТИВИРОВАННОГО РТУТЬЮ

Фотопроводящие свойства активированных пленок селена определяются специфической формой потенциального барьера У-центров. Ранее ⁽¹⁾ было показано, что барьер У-центра сужается к вершине. На этом основании в ⁽¹⁾ было высказано предположение, что барьер кулоновский, и было показано, что можно подобрать параметры этого барьера так, что расчетная зависимость сечения выброса электрона квантом света из У-центра s от энергии фотонов ε согласуется с экспериментально наблюдаемой. Однако сужающиеся к вершине барьеры могут быть и другой формы. Знание формы барьера может способствовать установлению природы У-центров. Цель настоящего исследования — выяснить могут ли другие возможные в полупроводниках сужающиеся к вершине барьеры привести к наблюдающейся на опыте зависимости s от ε .

1. Барьер с шириной, меняющейся по линейному закону. Такой барьер (рис. 1а) может быть у протяженного центра (потенциальная яма имеет вид траншеи).

Поле создается разделенными зарядами и меняется только в одном направлении. Проницаемость такого барьера D на уровне энергии ε , а следовательно и величина s , определяется следующим образом:

$$s(\varepsilon) = CD(\varepsilon) = C \exp \left[-\frac{4}{3\hbar} \sqrt{2m} \operatorname{tg} \varphi (E_{\text{св}} - \varepsilon)^{3/2} \right], \quad (1)$$

где m — масса электрона, $2\pi\hbar$ — постоянная Планка, φ , $E_{\text{св}}$ — параметры барьера (рис. 1), C — постоянная, слабо зависящая от энергии.

На рис. 2 сопоставлены расчетные величины $\ln s$ (кривая 1), определенные из (1), с экспериментальной зависимостью $\ln s$ от ε , полученной в работе ⁽²⁾ для образца № 6 ВК (точки на кривой 3). При расчете величины $E_{\text{св}}$ и φ выбирались такими ($E_{\text{св}} = 2,95$ эв, $\operatorname{tg} \varphi = 10^{-9}$ М · эв⁻¹), чтобы расчетная зависимость $\ln s$ совпадала с экспериментальной (в пределах ошибок опыта) в диапазоне энергий 2,7–3,1 эв. Видно, что экспериментальная зависимость $s(\varepsilon)$ меняется сильнее, чем по выражению (1).

Неудовлетворительность формулы (1) проявляется еще более отчетливо, если сравнить расчетные и экспериментальные значения $d \ln s / d\varepsilon$. Величину $d \ln s / d\varepsilon$ легко найти из (1):

$$\frac{d \ln s}{d\varepsilon} = \frac{2}{\hbar} \sqrt{2m} (E_{\text{св}} - \varepsilon)^{1/2}. \quad (2)$$

На рис. 3 сопоставлены расчетные значения $d \ln s / d\varepsilon$ (кривая 1) и экспериментальные (точки на кривой 3). Хорошо видно большое различие сопоставляемых величин, выходящее за пределы ошибок определения величины $d \ln s / d\varepsilon$ из эксперимента.

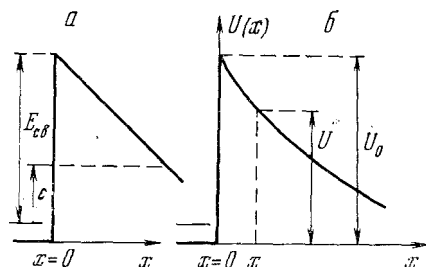


Рис. 1. а — барьер с шириной, меняющейся по линейному закону; б — односторонний барьер, образованный объемным зарядом.

2. Одномерный барьер, образованный объемным зарядом. Такой барьер возникает, например, на границе металл — полупроводник (или хорошо проводящий полупроводник — плохо проводящий) и является мерой контактной разности потенциалов. Форма барьера изображена на рис. 16. Здесь U_0 — высота барьера, x — ширина барьера на уровне энергии ε . Имеют место следующие соотношения:

$$U(x) = a(L-x)^2, \quad U_0 = aL^2, \quad (3)$$

где L — ширина барьера у основания (ширина контактной области), a определяется соотношением

$$a = 2\pi e^2 n_0 / \varepsilon. \quad (4)$$

Проницаемость одномерного барьера, образованного объемным зарядом, определяется как

$$D(\varepsilon) = \exp \left\{ -\frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{2m}{a}} \left[\sqrt{U_0(E_{\text{св}} - \varepsilon)} - (U_0 - E_{\text{св}} + \varepsilon) \ln \left(\sqrt{\frac{U_0}{U_0 - E_{\text{св}} + \varepsilon}} + \sqrt{\frac{E_{\text{св}} - \varepsilon}{U_0 - E_{\text{св}} + \varepsilon}} \right) \right] \right\}. \quad (5)$$

Следовательно,

$$\frac{d \ln s}{d\varepsilon} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{2m}{a}} \ln \left(\sqrt{\frac{U_0}{U_0 - E_{\text{св}} + \varepsilon}} + \sqrt{\frac{E_{\text{св}} - \varepsilon}{U_0 - E_{\text{св}} + \varepsilon}} \right). \quad (6)$$

Для того чтобы расчетные значения s и $d \ln s / d\varepsilon$, найденные из (5), (6), совпали, в пределах ошибок опыта, с экспериментальными в диапазоне изменения ε от 2,6 до 3,1 эв, необходимо, чтобы $U_0 = 3,1$ эв и $L = 6,5$ Å.

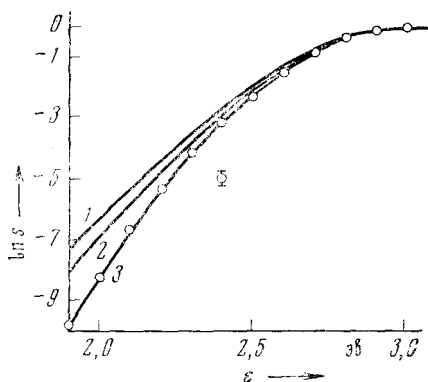


Рис. 2

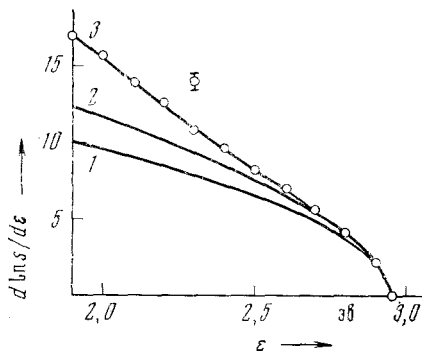


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость $\ln s$ от энергии фотонов ε для треугольного (1), параболического (2) и кулоновского (3) барьеров. Точками обозначена экспериментальная зависимость $\ln s$ от ε

Рис. 3. Зависимость $d \ln s / d\varepsilon$ от ε . Нормы кривых соответствуют рис. 2

На рис. 2 и 3 приведены вычисленные значения $\ln s$ и $d \ln s / d\varepsilon$ (кривые 2) при данных U_0 и L . Как видно, и в этом случае нет согласия с экспериментом во всем диапазоне изменения ε . Можно подобрать такие значения U_0 и L , при которых расчетные зависимости s и $d \ln s / d\varepsilon$ от ε будут совпадать с экспериментальными в области энергий $\varepsilon < 2,5$ эв. Однако, как показали расчеты, в этом случае мы не получим согласия с экспериментом при $\varepsilon > 2,5$ эв.

Потенциальный барьер рассматриваемой формы обладает особенностью. Ширина этого барьера на различных расстояниях от его вершины зависит от ширины контактной области L , однако отношение этих величин оказывается не зависящим от L . Данному L могут отвечать разные U_0 , при этом будет изменяться только концентрация носителей (n_0). Из этого следует, что форма барьера (L, n_0) однозначно определяется ходом $U(x)$ на одном каком-то участке.

Определим концентрацию n_0 для полупроводника, в котором контактная разность потенциалов в 3,1 эв создается в слое $L = 65$ Å. Диэлектрическую проницаемость примем равной $\epsilon = 6$. Тогда из (3) и (4) получим $n_0 = 4,86 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$. При такой большой концентрации носителей сопротивление полупроводника будет очень малым. Очевидно, что это не может иметь места в рассматриваемом случае.

3. Сферический барьер, образованный контактной разностью потенциалов. В этом случае

$$U(r) = \frac{Q}{r} \left(1 - \frac{r^3 - r_0^3}{r_a^3 - r_0^3} \right), \quad (7)$$

где r_0 — радиус потенциальной ямы, r_a — радиус, ограничивающий область проникновения объемного заряда.

Очевидно, что в случае $r_a \gg r_0$ потенциал не будет отличаться от кулоновского. В этом случае D и $d \ln s / d\epsilon$ определяются следующими выражениями:

$$D(\epsilon) = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m} r_0 \sqrt{U_0} \left[\sqrt{\frac{U_0}{E_0 - E_{св} + \epsilon}} \arctg \sqrt{\frac{E_{св} - \epsilon}{U_0 - E_{св} + \epsilon}} - \sqrt{\frac{E_{св} - \epsilon}{E_0}} \right] \right\}, \quad (8)$$

$$\frac{d \ln s}{d\epsilon} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m} \frac{r_0 \sqrt{U_0}}{U_0 - E_{св} + \epsilon} \left[\sqrt{\frac{U_0}{U_0 - E_{св} + \epsilon}} \arctg \sqrt{\frac{E_{св} - \epsilon}{U_0 - E_{св} + \epsilon}} + \sqrt{\frac{E_{св} - \epsilon}{U_0}} \right]. \quad (9)$$

На рис. 2 и 3 приведены вычисленные значения $\ln s$ и $d \ln s / d\epsilon$ (кривые 3) для параметров У-центров $U_0 = 3,1$ эв, $E_{св} = 2,95$ эв и $r_0 = 30$ Å. Как видно, эти зависимости хорошо описывают наблюдаемые.

Таким образом, приведенные выше результаты позволяют заключить, что У-центры, имеющиеся в активированных ртутью аморфных пленках селена, не могут представляться потенциальной ямой траншейного типа с барьером, образованным отдельными зарядами или контактной разностью потенциалов. Удовлетворительное согласие с экспериментальными данными имеет место, если потенциальная функция У-центра представляет собой сферическую потенциальную яму, окруженную кулоновским барьером.

Институт ядерной физики
Академии наук КазССР
Алма-Ата

Поступило
5 X 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ М. И. Корсунский, Изв. АН КазССР, сер. физ.-матем., № 2, 83 (1966).
- ² М. И. Корсунский, А. Д. Волчек, В. В. Клименко, Изв. АН КазССР, сер. физ.-матем., № 2, 49 (1971).