

УДК 537.311.322 : 546.23'47

© 1990

ДИНАМИКА ЭКРАНИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВЫСОКООМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ZnSe

В. Н. Астратов, А. В. Ильинский, С. М. Репин, А. С. Фурман

Теоретически и экспериментально исследована динамика экранирования внешнего электрического поля в полуизолирующих кристаллах ZnSe. Обнаружено, что в зависимости от температуры кристалла и условий его предварительного освещения процесс экранирования протекает в двух новых качественно различающихся режимах. В одном из них происходит расширение единственного обедненного слоя, во втором — формирование многочисленных слоев обедненного заряда чередующихся знаков. Эти результаты объяснены в рамках простой модели, учитывающей наличие двух типов глубоких центров с различными временами перезарядки. Сравнение теории с экспериментом позволило определить ряд параметров, определяющих перенос заряда в ZnSe.

В структурах, содержащих полупроводник с потенциальным барьером (МДП, $p-n$ переход или барьер Шоттки), важную роль играют переходные процессы экранирования приложенного поля, связанные с формированием в полупроводнике обедненного слоя [1, 2].

Принято считать, что процесс экранирования включает в себя быстрое образование однородного слоя, обедненного свободными носителями (без перезарядки центров), и его последующее медленное сужение вследствие ионизации глубоких центров [2]. Однако эти представления справедливы лишь для полупроводника, легированного мелкими примесями с концентрацией, большей, чем у глубоких. В компенсированных же полупроводниках, как было показано недавно [3-5], в зависимости от параметров кристалла возможны два новых режима экранирования, которые качественно отличны от описанной выше картины. В одном из этих режимов вместо сужения обедненного слоя происходит его медленное расширение, связанное с перезарядкой глубоких центров (режим I); во втором процесс экранирования сопровождается эффектом стратификации — появлением многочисленных слоев объемного заряда чередующихся знаков (режим II).

Оба новых режима экранирования (I и II) были описаны теоретически в рамках простой модели, учитывающей ионизацию примесных центров, перенос носителей заряда и их обратный захват [4]. Экспериментально эти режимы были обнаружены и исследованы [3, 5] в высокоомных кристаллах — силленитах ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$). При этом режим стратификации наблюдался при температурах кристалла, близких к комнатным, а режим расширения — при пониженных температурах.

В настоящей работе оба новых режима экранирования (I и II) обнаружены и исследованы в полуизолирующем соединении типа A^2B^6 (в ZnSe). Однако наблюдавшаяся последовательность смены режимов в зависимости от температуры оказалась противоположной по сравнению с $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO). Все особенности процесса экранирования, как и в [3, 5], удалось описать в рамках модели, учитывающей два типа глубоких центров L_1 и L_2 с различными временами ионизации. В настоящей работе показано теоретически, что в зависимости от соотношения этих времен и максвелловского времени релаксации возможны четыре типа переходных процессов, различающихся режимом экранирования (I и II), а также последователь-

ностью беззарядки центров (J_1 и J_2). В ZnSe реализуются иные, чем в BSO, и не рассматривавшиеся ранее предельные случаи. Этим и объясняется различие в условиях реализации различных режимов в ZnSe и BSO.

В экспериментах были определены все характерные времена, от соотношения которых зависит режим экранирования. Результаты полностью согласуются с прямым наблюдением режимов экранирования электрического поля, выполненным с помощью поляризационно-оптического метода [6]. Теория описывает все особенности наблюдаемого переходного процесса и его зависимости от температуры. Сопоставление теории с экспериментом позволило определить основные параметры глубоких центров, определяющих динамику объемного заряда.

Отметим, что динамика объемного заряда в полужолирующих соединениях типа A^2B^6 и, в частности, в ZnSe мало изучена. Ранее в подобных материалах были исследованы стационарное экранирование [7] и некоторые переходные процессы в условиях разогрева носителей [8]. Было определено положение ряда глубоких уровней в ZnSe [9, 10]. Однако их роль в процессах переноса, определяющих динамику объемного заряда, осталась не ясна. Вместе с тем эти процессы представляют интерес, связанный, в частности, с записью динамических решеток [11] на основе фото-рефрактивного эффекта. В предлагаемой работе изучены основные особенности этих процессов.

1. Теория

а) **Обсуждение модели.** Нас будет интересовать ситуация, когда к монополярному компенсированному полупроводнику p -типа толщиной d скачкообразно прикладывается достаточно сильное напряжение U , а поток дырок сквозь положительный электрод блокирован запирающим потенциальным барьером. При этом в первый момент времени поле в полупроводнике практически однородно $E_0 = U/d$, а затем устанавливается стационарное состояние, в котором поле спадает по линейному закону в пределах обедненного слоя, расположенного у положительного электрода.¹ Толщина слоя W определяется формулой Шоттки

$$W = (\epsilon U / 2\pi\rho_0)^{1/2}, \quad (1)$$

ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, ρ_0 — плотность заряда ионизированных центров. Мы будем исследовать переходной процесс экранирования, приводящий к этому стационарному состоянию.

В простейшем случае динамика процесса экранирования может быть описана в рамках модели, учитывающей ионизацию примесных центров (одного типа), дрейф носителей и их обратный захват [4]. При этом режим экранирования зависит от соотношения характерных времен ионизации τ_i , захвата τ и максвелловского времени $\tau_M = \epsilon / 4\pi e \mu n_0$ (e — заряд носителей, μ — их подвижность, n_0 — средняя концентрация). В характерном для компенсированных полупроводников случае слабой ионизации $\tau \ll \tau_i$ при $\tau \ll \tau_i \ll \tau_M$ реализуется режим медленного расширения (I), а при $\tau \ll \tau_M \ll \tau_i$ режим стратификации (II).

Эти режимы возможны и при наличии нескольких типов глубоких центров. Так, в работе [5] оба режима наблюдались в силленитах, где существенна перезарядка двух типов центров J_1 и J_2 с различными временами ионизации ($\tau_{i1} \ll \tau_{i2}$) и захвата ($\tau_1 \ll \tau_2$). Теоретический анализ двухуровневой модели был ограничен случаем $\tau_{i1} \ll \tau_M \ll \tau_{i2}$, отвечающим экспериментальной ситуации в силленитах. При этом было показано, что в зависимости от соотношения τ_M и временного масштаба $\tau^* = \tau_2 \tau_{i1} / \tau_1$ реализуется один из обсуждаемых режимов (I при $\tau_M \ll \tau^*$ и II при $\tau_M \gg \tau^*$).

Ниже мы рассмотрим двухуровневую модель более полно, опираясь на теоретические результаты [4, 5]. Будет показано, что она описывает нап

¹ В полупроводнике n -типа процесс экранирования отличается лишь тем, что обедненный слой формируется у отрицательного блокирующего электрода.

эксперимент с ZnSe, однако при этом реализуются иные, чем в силленитах, соотношения временных масштабов, которые не рассматривались ранее.

Динамика электрического поля E в процессе экранирования описывается в данной модели уравнением баланса для степени заполнения уровней f_k ($k=1$ для L_1 и $k=2$ для L_2), уравнением непрерывности для концентрации свободных носителей (дырок) n и законом сохранения полного тока $i(t)$, который не зависит от пространственной координаты z

$$N_k \frac{\partial f_k}{\partial t} = -N_k \frac{f_k}{\tau_{ik}} - \frac{1}{\tau_k} \frac{1-f_k}{1-f_{0k}} n, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial z} = - \sum_{k=1}^m N_k \frac{\partial f_k}{\partial t}, \quad j = e\mu n E, \quad (3)$$

$$\frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} + j = i(t), \quad (4)$$

N_k — концентрация соответствующих центров, f_{0k} — начальное значение степени заполнения. Начальные и граничные условия к этим уравнениям имеют вид [4, 5]

$$E = E_0, \quad n = n_0, \quad f_k = f_{0k} \quad \text{при} \quad t = 0, \quad (5)$$

$$i(t) = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} \Big|_{z=0}, \quad \int_0^d E dz = U. \quad (6)$$

Здесь $t=0$ — момент включения напряжения, координата z отсчитывается от блокирующего электрода. Для определенности мы будем полагать, как и в [5], что $\tau_{i1} \ll \tau_{i2}$ и $\tau_1 \ll \tau_2$.

Как мы увидим, режим экранирования определяется соотношением τ_M и трех времен τ_{i1} , τ_{i2} и τ^* (последнее, как будет показано в п. «в», удовлетворяет неравенству $\tau_{i1} \ll \tau^* \ll \tau_{i2}$). При этом в зависимости от величины τ_M возможны четыре предельных случая (А, Б, В, Г), которые мы и рассмотрим.

б) Описание процессов экранирования. Прежде всего отметим, что величина τ_M представляет собой характерное время изменения поля. Поэтому, как это следует из уравнений (2)–(4), при $\tau_{i1} \ll \tau_M$ в ходе переходного процесса успевает установиться локальное равновесие между генерацией носителей с уровня L_1 в зону проводимости и их обратным захватом. При этом перезарядка уровня L_1 эффективным образом описывается как движение газа свободных носителей с концентрацией n^* , временем жизни τ^* и с дрейфовой подвижностью μ_d

$$n^* = N_1 f_1, \quad \tau^* = \tau_2 \tau_{i1} / \tau_1, \quad \mu_d = \mu (\tau_1 / \tau_{i1}) \ll \mu, \quad (7)$$

N_1 — концентрация центров L_1 , f_1 — степень из заполнения носителями, $\tau_{i1} \ll \tau^* \ll \tau_{i2}$. Тогда перезарядку уровня L_2 в свою очередь можно описать в рамках упоминавшейся выше одноуровневой модели [4], полагая $\tau_i = \tau_{i2}$, $\tau = \tau^*$.

В соответствии с этим при $\tau_{i1} \ll \tau^* \ll \tau_{i2} \ll \tau_M$ (случай «А») процесс экранирования заключается в медленном расширении однородного обедненного слоя, состоящего из полностью ионизированных центров (режим I) (рис. 1, а). Толщина слоя z_0 возрастает от нуля до стационарного значения $W < d$ по следующему из (2)–(6) закону [4]:

$$z_0 = W \operatorname{th}(t/\tau_0), \quad \tau_0 = (d/\mu'_d) (\varepsilon/2\pi\rho_0 U), \quad (8)$$

$$\mu'_d = \mu_d (\tau^*/\tau_{i2}) = \mu (\tau_2/\tau_{i2}), \quad \rho_0 = e (N_1 f_{01} + N_2 f_{02}), \quad (9)$$

ρ_0 — плотность заряда обедненного слоя, величина W определяется формулой (1). Эффективная подвижность μ'_d определяет среднюю скорость расширения слоя $v = \mu'_d E_0$. Такой характер экранирования связан с тем, что

выполнение обоих уровней поддерживается в локальном равновесии, и поэтому их перезарядка описывается как движение газа свободных носителей, который удаляется от блокирующего контакта под действием приложенного поля.

При $\tau_{i_1} \ll \tau^* \ll \tau_M \ll \tau_{i_2}$ (случай «В») процесс экранирования должен сопровождаться эффектом стратификации [12, 13] — появлением многочисленных слоев объемного заряда чередующихся знаков (режим II).

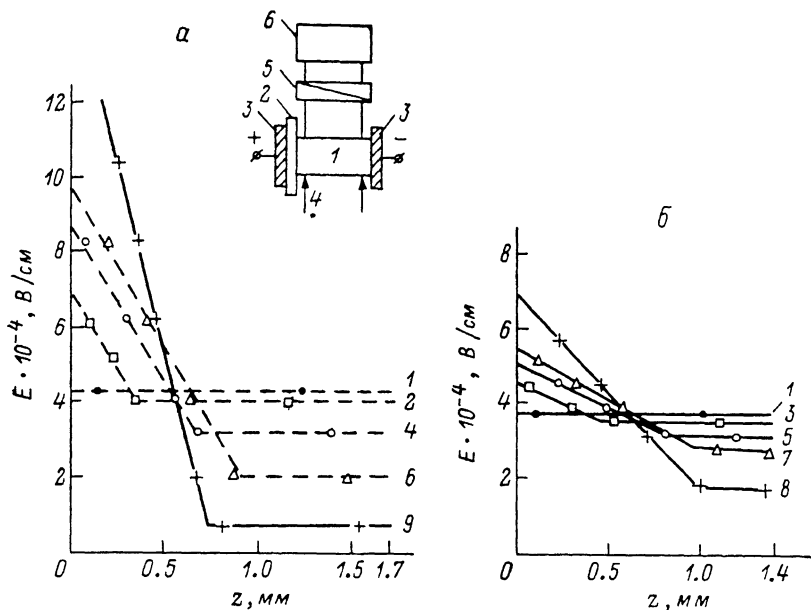


Рис. 1. Зависимости напряженности электрического поля E от координаты z , измеренные в последовательные моменты времени $t=0$ (1), 0.08 (2), 0.12 (3), 0.16 (4), 0.20 (5), 0.24 (6), 0.32 (7), 1 (8), 2 с (9).

$a - T=329$ К после предварительного освещения ($\lambda=650$ нм). Штрихи — теоретический результат, следующий из формул (1) (8) при $\rho_0/e=4.2 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, $\mu_d=10^{-4}$ см $^2 \cdot$ В $^{-1} \cdot$ с $^{-1}$; $b - T=317$ К в равновесных условиях. На вставке — схема эксперимента. 1 — исследуемый кристалл ZnSe, 2 — прокладка из слюды, 3 — прозрачные электроды из SnO $_2$, 4 — зондирующий поляризованный свет, 5 — поляризатор, 6 — телекамера.

Динамика электрического поля описывается следующей из (2)—(6) формулой [4, 13]

$$(E - E_0)/E_0 = (tl_0/\tau_M z)^{1/2} \exp(-z/l_0) J_1(2\sqrt{zt/l_0\tau_M}), \quad (10)$$

справедливой при $\tau^* \ll t \ll \tau_M$ (см. вставку к рис. 2). Здесь $l_0 = \mu_d \tau^* E_0$, J_1 — функция Бесселя. Плотность объемного заряда в слоях нарастает в течение времени $t \ll \tau_{i_2}$, а затем устанавливается стационарное состояние, общее для всех режимов экранирования.

При $\tau_{i_1} \ll \tau_M \ll \tau^* \ll \tau_{i_2}$ (случай «В») процесс экранирования происходит в два этапа. При $\tau_M \ll t \ll \tau^*$, как следует из (2)—(6), перезарядка уровня L_2 несущественна и ситуация сводится к одноуровневой модели (с уровнем L_1), для которой реализуется режим медленного расширения I (рис. 1, a) При этом справедлива формула (8), однако для эффективной подвижности μ'_d и плотности заряда слоя ρ_0 вместо (9) имеем

$$\mu'_d = \mu_d = \mu \tau_1 / \tau_{i_1} \ll \mu, \quad \rho_0 = eN_1 f_{01}. \quad (11)$$

На втором этапе (при $t > \tau^*$) толщина обедненного слоя медленно уменьшается (от значения W , следующего из формул (1), (11), до значения, следующего из (1), (9)) вследствие ионизации центров L_2 . Плотность заряда слоя ρ_0 нарастает со временем по закону

$$\rho_0 = e [N_1 f_{01} + N_2 f_{02} (1 - \exp(-t/\tau_{i_2}))]. \quad (12)$$

Наконец, в последней из возможных для данной модели предельном случае при $\tau_M \ll \tau_{i_1} \ll \tau^* \ll \tau_i$, (случай «Г») процесс экранирования в основном завершается до того, как произойдет заметная перезарядка уровня L_2 . Пренебрегая последней, приходим к одноуровневой модели, для которой реализуется режим стратификации (11). Этот процесс, как и в описанном выше случае «Б», определяется формулой (10), хотя теперь существенна перезарядка уровня L_1 , а не L_2 , как раньше. Входящая в (10) дрейфовая длина l_0 дается выражением $l_0 = \mu \tau_1 E_0$.

Таким образом, мы определили характер экранирования в зависимости от соотношения временных масштабов τ_i , τ_{i_1} , τ^* и τ_M .

в) Условия реализации различных ре-

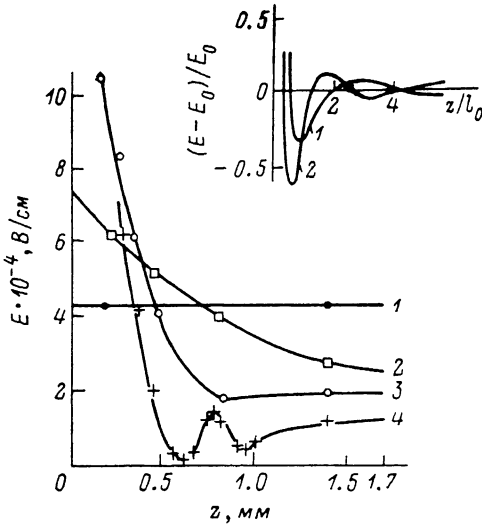


Рис. 2. Зависимости напряженности электрического поля E от координаты z , измеренные в последовательные моменты времени $t=0$ (1), 1,5 (2), 10 (3), 30 с (4) при 212 К после предварительного освещения ($\lambda = 650$ нм).

На вставке — теоретический результат, следующий из формулы (10) при $t=8\tau_M$ (1) и $10\tau_M$ (2).

жимов экранирования. Для того чтобы понять условия реализации различных режимов, следует рассмотреть температурные зависимости характерных времен в равновесной ситуации. Используя известные соотношения [14], можно получить следующие выражения:

$$\tau_{i_1} = (1/\gamma_1 N_v) \exp(\mathcal{E}_1/T), \quad \tau_{i_2} = (1/\gamma_2 N_v) \exp(\mathcal{E}_2/T), \quad (13)$$

$$\tau_M = \frac{1}{4\pi e \mu N_v} \exp(\mathcal{E}_F/T), \quad \tau^* = \frac{\tau_{i_1} \tau_{i_2}}{\tau_1} = \frac{N_1 (1 - f_{01}) \exp(\mathcal{E}_1/T)}{N_2 (1 - f_{02}) \gamma_2 N_v}. \quad (14)$$

Здесь γ_1, γ_2 — коэффициенты захвата носителей на уровнях L_1 и L_2 , $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$ — энергии ионизации уровней L_1 и L_2 ; \mathcal{E}_F — глубина уровня Ферми, отсчитанная от дна валентной зоны; N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне; T — температура кристалла в энергетических единицах. Будем предполагать, что уровень Ферми фиксирован и $\mathcal{E}_1 < \mathcal{E}_2 < \mathcal{E}_F$. Это возможно при наличии в компенсированном полупроводнике частично заполненного уровня, более глубокого, чем L_1 и L_2 . Медленными процессами перезарядки этого уровня мы пренебрегаем. Для f_{01} и f_{02} предполагаем, что

$$f_{01} = \exp[(\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_F)/T] \ll 1, \quad f_{02} = \exp[(\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_F)/T] \ll 1. \quad (15)$$

Соотношение между τ^* и τ_{i_2} определяется выражением

$$\frac{\tau^*}{\tau_{i_2}} = \frac{N_1}{N_2} \exp\left(\frac{\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2}{T}\right),$$

из которого видно, что использованное выше условие $\tau_{i_1} \ll \tau^* \ll \tau_i$ выполняется практически всегда, кроме случая, когда уровни \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 очень близки.

Рассмотренные температурные зависимости величин $\tau_M, \tau_{i_1}, \tau_{i_2}$ и τ^* показаны схематически на рис. 3, а. Видно, что при изменении температуры могут быть реализованы все четыре предельных случая, описанных выше. В соответствии с этим при повышении температуры должна происходить

следующая последовательность смены режимов экранирования: А) режим расширения с перезарядкой центров Π_2 ; Б) режим стратификации с перезарядкой Π_2 ; В) двухэтапный процесс, включающий режим расширения с перезарядкой Π_1 и последующее сужение обедненного слоя с перезарядкой Π_2 ; Г) режим стратификации с перезарядкой центров Π_1 .

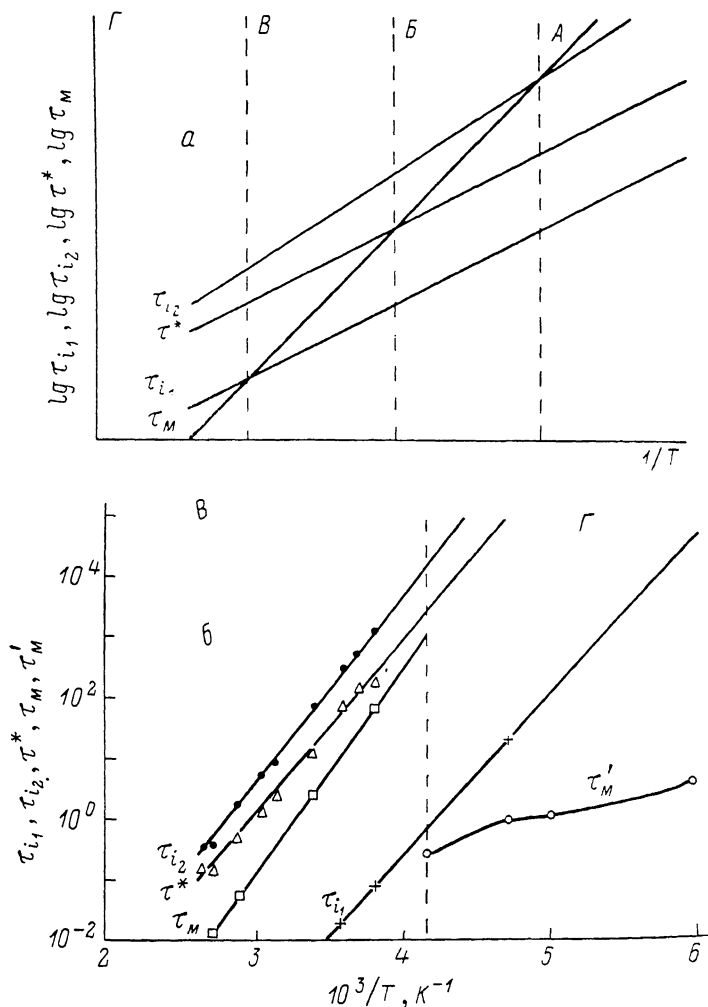


Рис. 3. Температурные зависимости характерных времен τ_{i_1} , τ_{i_2} , τ^* , τ_M и τ'_M . а — схематическое представление теоретических результатов для равновесных условий, б — эксперимент.

Отметим, что динамика экранирования может также исследоваться при особых условиях, когда начальное заполнение примесных уровней в момент приложения напряжения является неравновесным (например, вследствие предварительного однородного освещения полупроводника). В этом случае режим экранирования может зависеть от условий предварительного освещения, что и имело место в экспериментах, описанных в разделе 2б.

2. Эксперимент и его интерпретация

Экранирование электрического поля исследовалось в выращенных из расплава нелегированных полуизолирующих ($\sigma \sim 10^{-12} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ при $T=300 \text{ К}$) образцах ZnSe размерами $11.5 \times 4.2 \times 1.7$ и $9.7 \times 7.0 \times 1.4 \text{ мм}$. Внешнее напряжение U прикладывалось с помощью плоских электродов

из SnO_2 , причем поток дырок через положительный электрод блокировался с помощью тонкой (~ 30 мкм) прослойки из слюды (см. вставку к рис. 1, а).

Для получения пространственного распределения поля применялся поляризационно-оптический метод [6], использовавшийся ранее при исследовании кристаллов силленитов. Этот метод основан на зондировании образца поляризованным светом ($\lambda = 650$ нм) в направлении, перпендикулярном полю, и использовании линейного электрооптического эффекта. В плоскости поляроида, установленного за кристаллом, возникает интерференционная картина, по виду которой, как показано в [6], можно найти распределение поля. Зондирование проводилось в последовательные моменты времени после включения напряжения, что позволяло изучить временную эволюцию координатного распределения поля. Регистра-

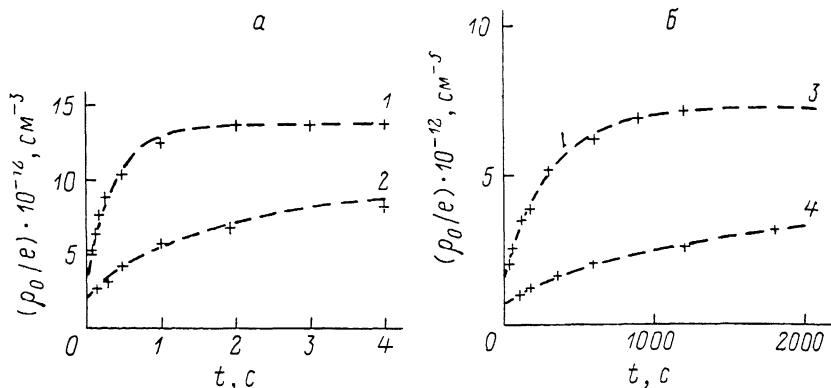


Рис. 4. Зависимости плотности объемного заряда ρ_0/e от времени t при $T=379$ (1), 350 (2), 280 (3), 264 К (4).

Штриховые линии — соответствующие теоретические зависимости, следующие из формулы (12). $N_1 f_{01}(\text{см}^{-3})$, $N_2 f_{02}(\text{см}^{-3})$, $\tau_{i2}(\text{с})$: 1 — $3.6 \cdot 10^{12}$, 10^{12} , 0.35; 2 — $2.3 \cdot 10^{12}$, $6.7 \cdot 10^{12}$, 1.5; 3 — $1.4 \cdot 10^{12}$, $5.8 \cdot 10^{12}$, 300; 4 — $0.8 \cdot 10^{12}$, $3.2 \cdot 10^{12}$, 1300.

ция интерференционных картин осуществлялась с помощью стандартной видеотехники. Влияние зондирующего света на динамику экранирования поля в образце исключалось уменьшением длительности зондирования до значений ~ 0.1 с.

а) Равновесные начальные условия. В описанных в настоящем разделе экспериментах кристалл в момент приложения электрического поля находился в равновесных условиях, которые устанавливались после длительной выдержки образца в темноте.

Результаты измерений $E(z, t)$ представлены на рис. 1, б, откуда видно, что переходной процесс включает два этапа: расширение однородного обедненного слоя с постоянной плотностью заряда ρ_0 и последующее более медленное сужение этого слоя, сопровождающееся ростом плотности ρ_0 . Слой был локализован вблизи блокирующего положительного электрода и отрицательно заряжен, что свидетельствует о дырочном характере электропроводности образца. Величина ρ_0 определялась на основе измеренных координатных зависимостей $E(z, t)$ по формуле $\rho_0 = (1/4\pi)\partial E(z, t)/\partial z$. На рис. 4 показано, как величина ρ_0 меняется со временем при различных температурах кристалла. Указанные измерения проводились при $240 \leq T \leq 380$ К. Характерная скорость расширения слоя v , измеренная на начальном этапе переходного процесса, экспоненциально падала с уменьшением температуры. Однако качественный характер переходного процесса не менялся в указанном температурном интервале.

Совокупность наблюдавшихся особенностей процесса экранирования (наличие двух этапов, экспоненциальная температурная зависимость v) не может быть объяснена на основе одноуровневой модели. В то же время все эти особенности описываются в рамках двухуровневой модели в одном из предельных случаев теории, а именно в случае «В» (раздел 16).

На рис. 5 представлена температурная зависимость дрейфовой подвижности дырок $\mu_d(T)$, найденная из сопоставления результатов измерений $E(z, t)$ с формулой (8). Эта величина определяет характерную скорость расширения слоя $v = \mu_d E_0$. В соответствии с теорией (см. (11), (13)) зависимость $\mu_d(T)$ экспоненциальна, причем соответствующая энергия активации равна энергии ионизации уровня глубоких ловушек $\mathcal{E}_1 = 0.55 \pm 0.05$ эВ, контролирующего перенос заряда свободными дырками. Сопоставление зависимостей $\rho_0(t)$ с формулой (12) (рис. 4) позволяет определить величины τ_{i_2} , $N_{1f_{01}}$ и $N_{2f_{02}}$. Экспоненциальная температурная зависимость величины τ_{i_2} (рис. 3, б) позволяет найти энергию ионизации второго глубокого уровня $\mathcal{E}_2 = 0.62 \pm 0.03$ эВ. Температурные зависимости величины $(1/e) \partial \rho_0 / \partial t |_{t=0}$ (рис. 5), найденной из экспериментальных зависимостей на рис. 4, а также величины τ_M (рис. 3, б), рассчитанной по формуле $\tau_M = \varepsilon / 4\pi e N_{1f_{01}} \mu_d$, оказались в соответствии с теорией (см. (12), (14)) экспоненциальными с энергией активации $\mathcal{E}_F = 0.67 \pm 0.03$ эВ.

Сопоставление теории с экспериментом позволяет определить все характерные времена τ_{i_2} , τ_M , τ^* и τ_{i_1} , от соотношения которых зависит режим экранирования. Величина τ^* определяется по формуле $\tau^* = \tau_{i_2} N_{2f_{01}} / N_{2f_{02}}$, следующей из (7) и (2). В соответствии с теорией τ^* экспоненциально зависит от температуры, причем соответствующая энергия активации совпадает с \mathcal{E}_1 . Величина τ_{i_1} оценена на основе экспериментов (раздел 2б, в). Температурная зависимость этих времен представлена на рис. 3, б, из которого видно, что в исследованном температурном интервале $240 \leq T \leq 380$ К между ними действительно реализуется соотношение $\tau_{i_1} < \tau_M < \tau^* < \tau_{i_2}$, отвечающее случаю «В».

Таким образом, модель с двумя глубокими уровнями L_1 и L_2 полностью описывает все особенности эксперимента. В результате сопоставления теории с экспериментом найдены энергии ионизации этих уровней, а также энергия Ферми, отвечающие неравенству $\mathcal{E}_1 < \mathcal{E}_2 < \mathcal{E}_F$ (рис. 6). Установлены температурные зависимости характерных времен, определяющих режим экранирования, и показано, что соотношение между ними в исследованном температурном интервале отвечает случаю «В» теории и согласуется с наблюдаемой динамикой поля. Теория предсказывает переход к режиму стратификации (к случаям «Г» или «Б») при достаточно низких или достаточно высоких температурах кристалла соответственно. Эти переходы, однако, не были реализованы из-за экспериментальных трудностей. В опытах переход к режиму стратификации был реализован в существенно неравновесных условиях, создаваемых при помощи предварительного (до приложения поля) освещения кристалла.

б) Опыты с предварительно освещенными кристаллами. Кристалл подвергался длительному предварительному освещению с той же длиной волны, что и при кратковременном зондирующем освещении (0.65 мкм). После освещения в момент приложения напряжения он находился в метастабильном состоянии, при котором однородное заполнение уровней L_1 , L_2 и концентрация свободных дырок превышали равновесное значение. Поэтому максвелловское время τ'_M было меньше равновесного значения τ_M и определялось условиями освещения и последующей выдержки образца в темноте. Время релаксации такого метастабильного состояния превышало время исследуемых переходных процессов.

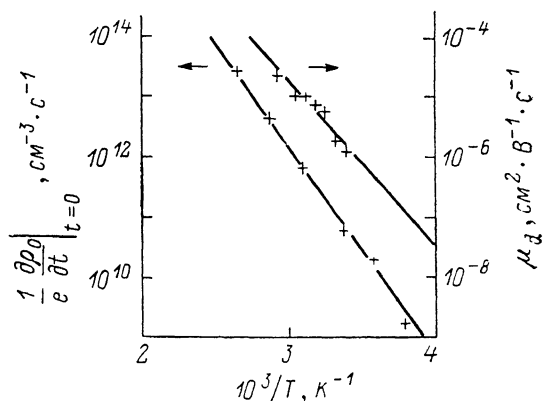


Рис. 5.

При $240 \leq T \leq 380$ К в случае, когда отклонение начальных условий от равновесных было не слишком большим, качественная картина процесса экранирования (рис. 1, а) не изменялась по сравнению с описанной выше (рис. 1, б). При этом, как и следовало ожидать, измеряемые величины ν и μ_d , τ_{i_2} , τ^* оставались такими же, как и при равновесных условиях. Величина τ'_M была меньше, а величины f'_{01} и f'_{02} , определяющие плотность заряда обедненного слоя и наклон зависимостей $E(z, t)$, — больше равновесных значений.

В отличие от этого при пониженных температурах $150 \leq T \leq 240$ К и достаточно сильном предварительном освещении вместо расширения наблюдался режим стратификации. Результаты эксперимента (рис. 2)

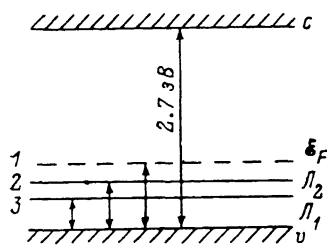


Рис. 6. Схема уровней, определяющих динамику экранирования электрического поля в селениде цинка.

1 — 0.67, 2 — 0.62, 3 — 0.55 эВ.

качественно согласуются с теорией (см. вставку к рис. 2). В частности, размах осцилляций поля растет со временем, а расстояние между экстремумами (толщина слоев объемного заряда) уменьшается. Количественное совпадение с теорией отсутствует, так как последняя справедлива лишь на линейной стадии развития осцилляций. Сопоставление с теорией на начальном этапе процесса позволяет оценить дрейфовую длину $l_0 = \mu \tau'_i E_0 = 0.7$ мм при 212 К и величину τ'_M (рис. 3, б).

Из этого рисунка видно, что в результате предварительного освещения величина τ'_M падает более чем на три порядка по сравнению с соответствующими равновесными значениями τ_M и выполняется неравенство

$\tau'_M < \tau_{i_1} < \tau^* < \tau_{i_2}$, отвечающее режиму стратификации (случай «Г» теории). Таким образом, теория объясняет наблюдаемую смену режимов экранирования и детально описывает результаты эксперимента.

в) **О п р е д е л е н и е п а р а м е т р о в г л у б о к и х ц е н т р о в.** Сравнение теории с экспериментом позволяет определить все основные параметры, характеризующие использованную модель. Экспериментальные значения величин $N_1 f_{01}$, $N_2 f_{02}$, τ_{i_2} , τ_M , τ'_M , $\mu \tau'_1$ и положения энергетических уровней \mathcal{E}_1 , \mathcal{E}_2 и \mathcal{E}_F приведены выше.² Остальные параметры можно оценить на их основе. Так, используя (15), находим концентрацию центров обоих типов $N_1 \sim 10^{14}$ и $N_2 \sim 10^{13}$ см⁻³.

Перейдем к оценке величины τ_{i_1} . Используя (7), получаем

$$\tau_{i_1} = \frac{\mu \tau_1}{\mu_d} = \frac{\mu \tau'_1}{\mu_d} \frac{\tau_1}{\tau'_1}. \quad (16)$$

Отношение времен захвата в равновесных условиях τ_1 и после освещения τ'_1 , так же как и максвелловских времен τ_M и τ'_M , определяется соответствующими заполнениями f_{01} и f'_{01} уровня \mathbb{J}_1 . Используя (2) и (14), находим

$$\tau_1 / \tau'_1 = (1 - f'_{01}) / (1 - f_{01}) = \tau'_M / \tau_M f_{01} \ll 1. \quad (17)$$

Подставляя в (16), (17) полученные выше экспериментальные данные и используя (13), (15), находим $\tau_1 / \tau'_1 = 4 \cdot 10^{-3}$ (при 212 К), а также величину $\tau_{i_1}(T)$ (рис. 3, б).

В заключение отметим, что описанные режимы экранирования, по-видимому, типичны для широкого класса компенсированных полупроводников. Теория предсказывает их появление как в ситуации с единственным глубоким уровнем [4], так и для сложной структуры уровней. Для последнего случая характерно чередование этих режимов при изменении внешних условий. Модель, учитывающая перезарядку двух типов глубо-

² Отметим, что фиксированное положение уровня Ферми согласуется с наличием в ZrSe акцепторного уровня, связанного с вакансиями цинка [8].

гих центров, позволяет детально описать эксперименты как в ZnSe, так и в кристаллах силленитов [5]. При этом в ZnSe смена режимов была связана с изменением соотношения между τ_i и τ_M , а в силленитах — с изменением соотношения между τ_M и τ^* . Этим и объясняются различия в условиях наблюдения смены режимов в указанных материалах.

Изученные режимы могут играть существенную роль в экспериментах по нестационарной спектроскопии глубоких центров в высокоомных полупроводниках [15]. В то же время исследование этих режимов дает альтернативную возможность определения ряда параметров материалов, таких как проводимость, дрейфовая подвижность носителей, а также структура глубоких уровней. Одно из преимуществ этой методики заключается в том, что она позволяет проводить измерения в условиях очень низкой электропроводности, когда традиционные методы, использующие токовую спектроскопию или эффект Холла, неприменимы.

Авторы благодарят А. А. Каплянского за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. М., 1973. 655 с.
- [2] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [3] Astratov V. N., Ilinskii A. V., Furman A. S. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 150. N 2. P. 611—615; Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 14. С. 1330—1335.
- [4] Фурман А. С. // ФТП. 1988. Т. 22. № 12. С. 2138—2145.
- [5] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Фурман А. С. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 8. С. 212—220.
- [6] Астратов В. Н., Ильинский А. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 1. С. 108—115; Ferroelectrics. 1987. V. 75. N 1—2. P. 251—269.
- [7] Кашерининов П. Г., Матюхин Д. Г., Сладкова В. А. // ФТП. 1980. Т. 14. № 7. С. 1293—1299.
- [8] Böer K. W. // Proc. Intern. Conf. on Semicond. Phys. Prague, 1960. P. 828—832.
- [9] Yu P. W., Park Y. S. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 27. P. 74—80.
- [10] Горя О. С., Ковалев Л. Е., Коротков В. А., Маликова Л. В., Симашкевич А. В. // ФТП. 1989. Т. 23. № 11. С. 2090—2093.
- [11] Buylsma R. B., Bridenbanch P. M., Olson D. N., Glass A. M. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. P. 889—894; Винетский В. Л., Кухтарев Н. В., Салкова Е. Н., Суховерхова Л. Г. // Квантовая электроника. 1980. Т. 70. № 9. С. 1191—1198.
- [12] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Киселев В. А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 9. С. 2843—2856.
- [13] Фурман А. С. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 7. С. 2083—2090.
- [14] Зеегер К. Физика полупроводников. М., 1977. 615 с.
- [15] Фурман А. С. // Материалы I координационного совещ. секции «Диагностика полупроводников и полупроводниковых структур». Наманган, 1988. С. 52—60.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
Ленинград

Поступило в Редакцию
10 апреля 1990 г.