

ФОТОДИФФУЗИЯ НОСИТЕЛЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ

В.И. А р х и п о в, Б.У. Р о д и о н о в, А.И. Р у д е н к о

Замечательные спектрометрические характеристики полупроводниковых счетчиков ионизирующих частиц определяются тем, что в поле напряженностью $E=10^3-10^4$ В/см удается извлечь со следа и собрать на электродах практически все образующиеся носители заряда. Покажем, что при регистрации сильно ионизирующих частиц этот факт нетривиален и требует объяснения. Например, α -частица с энергией порядка 10 МэВ имеет в кремнии пробег около 40 мкм, и при энергии образования пары носителей 4 эВ на ее следе возникает „плазменная нить” с линейной плотностью зарядов $\lambda \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$. Со временем „нить” расплывается в пространстве, и ее характерный радиус ρ_H растет. Полное разделение зарядов во внешнем поле E возможно, если напряженность собственного электрического поля одноименных зарядов на поверхности „нити” удовлетворяет очевидному условию

$$2\lambda e / \epsilon \rho_H \leq E, \quad (1)$$

где e - заряд носителя, ϵ - диэлектрическая проницаемость полупроводника. В нашем примере при $E=10^4$ В/см из формулы (1) получим $\rho_H \approx 10^{-3}$ см. Следовательно, радиус „нити”, при котором может произойти полное разделение положительных и отрицательных зарядов, как легко показать, почти на порядок превышает возможное уширение следа из-за диффузии носителей в течение 10нс (обычное время регистрации [1]).

Таким образом, для объяснения наблюдаемого в полупроводниковых счетчиках тяжелых ионов почти полного собирания носителей заряда необходимо привлечь новый механизм, приводящий к быстрому (≤ 10 нс) увеличению радиуса следа до 10^{-3} см. Очевидно, что этот механизм быстрой диффузии специфичен: он проявляет себя при большой плотности носителей (в плазме) и не сказывается при последующем движении носителей как свободных частиц. Наиболее вероятным механизмом быстрого переноса могут быть, на наш взгляд, последовательно протекающие процессы излучательной рекомбинации и фотоионизации. Рекомбинация носителей заряда противоположного знака в плазме следа дает реальные или виртуальные фотоны, которые на некотором расстоянии от места своего рождения вызывают фотоионизацию с последующей повторной рекомбинацией образующихся пар носителей (или дают свободные носители, которые при достаточно большом радиусе следа могут быть вытянуты и „избавлены” от рекомбинации внешним полем). Такое последовательное чередование фотоионизации пар носителей и их излучательной рекомбинации, приводящее к расширению объема, занимаемого плазмой носителей

заряда, условимся называть фотодиффузией. Перейдем теперь к количественному анализу явления.

Скорость изменения плотности пар $\rho(r, t)$ в точке с координатой r определяется разностью скоростей рекомбинации носителей $R(r, t)$ и их генерации в этой точке за счет фотоионизации

$$\partial \rho(r, t) / \partial t = -R(r, t) + \int dr' R(r', t) W(r, r'), \quad (2)$$

где функция $W(r, r')$ определяет вероятность того, что фотон, рожденный в точке r' , генерирует пару носителей в точке с координатой r . В дальнейшем будем предполагать, что эта вероятность зависит только от расстояния между точками r и r' : $W(r, r') = W(|r - r'|)$. Уравнение (2) существенно упрощается в случае, когда средняя длина пробега фотона до поглощения мала по сравнению с характерным размером распределения плотности пар

$$\partial \rho(r, t) / \partial t - l^2 \Delta R(r, t) = 0, \quad (3)$$

где величина l

$$l = \left[2\pi \int_0^{\infty} dr r^2 W(r) \right]^{1/2}, \quad (4)$$

характеризует среднее расстояние между точкой рождения фотона и точкой, в которой он генерирует новую пару носителей.

Дальнейший анализ процесса фотодиффузии требует конкретизации механизма рекомбинации пар. В настоящей работе рассматриваются бимолекулярный (рекомбинируют носители, необязательно рожденные в одном акте фотоионизации) и "экситонный" (рекомбинируют носители, рожденные в одном и том же акте поглощения фотона) механизмы [2]. В первом случае скорость рекомбинации определяется выражением $R(r, t) = \alpha [\rho(r, t)]^2$, где α - константа рекомбинации, и уравнение (3) принимает вид

$$\partial \rho(r, t) / \partial t - (\alpha l^2) \Delta [\rho(r, t)]^2 = 0. \quad (5)$$

Будем искать решение этого уравнения, соответствующее типичному для следов тяжелых ионов цилиндрически симметричному начальному распределению плотности пар

$$\rho(r, t) = (\lambda / 2\pi r) \delta(r). \quad (6)$$

Из (5) и (6) получаем

$$\rho(r, t) = (\lambda / 8\pi \alpha l^2 t)^{1/2} \left[1 - (\pi / 2\lambda \alpha l^2 t)^{1/2} (r/2)^2 \right], \quad r \leq r_*(t), \quad (7a)$$

$$\rho(r, t) = 0, \quad r > r_*(t), \quad (7b)$$

$$r_*(t) = 2(2\lambda \alpha l^2 t / \pi)^{1/4}. \quad (8)$$

Здесь ρ_* - координата „фронта“ (границы) расплывающейся плазменной нити. Следует отметить три характерные особенности полученного решения. Во-первых, необычную временную зависимость характерного размера пространственного распределения носителей: $\rho_H \sim t^{1/4}$. Во-вторых, наличие резкой границы распределения плотности пар при $\rho = \rho_*(t)$. В-третьих, зависимость скорости расплывания следа от начальной плотности пар λ . Все эти особенности полностью объясняются бимолекулярным механизмом рекомбинации носителей, приводящим к нелинейному уравнению фотодиффузии (5).

В случае преобладания „экситонного“ механизма рекомбинации [$R(r,t) = (1/\tau)\rho(r,t)$, где τ - характерное время жизни связанной электрон-дырочной пары] уравнение фотодиффузии (3) становится линейным и совпадает по форме с обычным диффузионным уравнением

$$\partial \rho(r,t) / \partial t - (l^2/\tau) \Delta \rho(r,t) = 0. \quad (9)$$

Решение этого уравнения, удовлетворяющее начальному условию (6), имеет вид

$$\rho(\rho,t) = (\lambda/4\pi l^2)(\tau/t) \exp[-(\tau/t)(\rho/2l)^2]. \quad (10)$$

Характерный радиус пространственного распределения пар в этом случае возрастает со временем следующим образом:

$$\rho_H(t) = 2l(t/\tau)^{1/2}. \quad (11)$$

Проведем численные оценки, которые позволяют выделить наиболее вероятный механизм фотодиффузии в кремниевых детекторах. Используя приведенное выше значение параметра $\lambda = 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ и типичные для кремния величины $l = 10^{-4} \text{ см}$ и $\alpha = 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, из формулы (8) получаем характерный радиус следа при $t = 10 \text{ нс}$: $\rho_H = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. При тех же значениях l и t и $\tau = 10^{-7} \text{ с}$ формула (11) дает несколько меньшую величину $\rho_H = 6 \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Таким образом, в нашем случае более вероятным является механизм фотодиффузии с бимолекулярной рекомбинацией носителей. Учитывая большое практическое значение выяснения механизма „быстрой“ диффузии на следах тяжелых ионов, представляет интерес дальнейшее исследование модели, предложенной в настоящей работе.

Следует заметить, что рассматриваемый механизм фотодиффузии представляет собой одно из проявлений фото- или радиационно-стимулированной диффузии. Отличительной особенностью этого механизма является то обстоятельство, что ускорение диффузии имеет место в отсутствие освещения или облучения образца, а рождение фотонов происходит непосредственно в процессе переноса электрон-дырочных пар.

- [1] Д и р н л и Дж., Н о р т р о п Д. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений / Пер. с англ. М.: Мир, 1966. 359 с.
- [2] Б о н ч - Б р у е в и ч В.Л., К а л а ш н и к о в С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с.

Поступило в Редакцию
15 июня 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 1

12 января 1988 г.

СТРУКТУРНЫЕ МОДИФИКАЦИИ ВЕЩЕСТВА И СТЕКЛООБРАЗОВАНИЕ

Л.Н. Б л и н о в, М.Д. Б а л ь м а к о в,
Н.С. П о ч е п ц о в а

За последние годы некристаллические материалы стали находить самые разнообразные применения в различных областях техники [1, 2]. Перспективы использования указанных материалов в значительной мере зависят от знания особенностей стеклообразного состояния вещества, возможной глубины разупорядочения в той или иной системе и форм его проявления, от надежности прогнозирования свойств, стабильности и ее граничных условий для неупорядоченных материалов и т. д. Решение указанных вопросов требует в первую очередь развития наиболее общих критериев и подходов к стеклообразованию веществ любого состава.

В последнее время большинство работ обобщающего характера по некристаллическим (аморфным и стеклообразным) материалам можно подразделить на две группы. К первой относятся работы по рассмотрению и построению общих теоретических представлений о природе локализованных электронных или атомных состояний в указанных материалах, исследованию соответствующих им энергетических возбуждений и т. д. [3-5], ко второй - анализ экспериментальных результатов с формулированием в отдельных случаях обобщений качественного характера [6-8]. Гораздо меньше появляется работ по выяснению природы некристаллических объектов исследования, в частности природы стеклообразования [9-11].

Для решения проблем теории стеклообразования в первую очередь важно понять специфические особенности расплавов, допускающих глубокое переохлаждение без кристаллизации. В этом плане может быть полезен подход [12], основанный на изучении всевозможных минимумов $\{\vec{R}_i\}$ потенциала $U_m(\vec{R})$, представляющего собой внутреннюю энергию конденсированной системы за исключением колебательной и вращательной энергий. Здесь под вектором \vec{R} под-