

ГЕНЕРАЦИОННО - РЕКОМБИНАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ПРЫЖКОВОГО ПЕРЕНОСА ЗАРЯДОВ В СИЛЬНОДЕФЕКТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

П.Жуковский¹, Я.Партыка¹, П.Венгерэк¹, М.Козак¹, Ю.Шостак², Ю.Сидоренко²

¹Люблинский технический университет, Польша

²Беларусский государственный университет, Минск, Беларусь

В работе предложен рекомбинационно-генерационный механизм прыжкового обмена зарядами в сильнодефектных (аморфных) полупроводниках.

1. Введение

Одним из наиболее известных проявлений прыжкового переноса зарядов является прыжковая проводимость по мелким донорам в полупроводниках компенсированных мелкими акцепторами [1]. С прыжковым обменом связан, однако, более широкий круг явлений, часть из которых слабо изучена до настоящего времени. В результате прыжкового обмена зарядами может происходить дополнительная поляризация сильнодефектных полупроводников, например, облученного нейтронами [2] и имплантированного [3] кремния, компенсированных соединений A^2B^6 и тройных соединений A^2B^6 с переходными металлами [4], облученного нейтронами арсенида галлия [5]. Во всех вышеперечисленных случаях прыжки происходят между амфотерными дефектами структуры, находящимися в нейтральном зарядовом состоянии. Феноменологическая модель такого прыжкового обмена представлена в работах [3,4]. Ниже будет представлена микроскопическая модель процесса обмена электрона между амфотерными дефектами, находящимися в нейтральном зарядовом состоянии.

2. Основные предпосылки, необходимые для формулирования модели

При облучении кремния собственной проводимости большими дозами нейтронов или других высокоэнергетических частиц возникают в нем дефекты, находящиеся преимущественно в нейтральном зарядовом состоянии. Большинство типов дефектов являются амфотерными, т.е. могут, переходя, кроме нейтрального, также в положительное и отрицательное состояния. Например, дивакансии - в состояниях "+", "0", "-" и "2+", междоузельные дефекты - в состояниях "+", "0" и "-" [6,7]. Кроме того, эти же дефекты являются одновременно центрами рекомбинации и в нейтральном зарядовом состоянии имеют сечение рекомбинации около 10^{-14} см^2 [8].

Концентрация носителей в собственных полупроводниках является величиной статистической, которую можно найти на основании положения уровня Ферми [9]:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{(2\pi\hbar)^2} \right)^{3/2} \exp \frac{F - E_c}{kT} \quad (1)$$

Поскольку уровень Ферми в собственном полупроводнике находится вблизи середины

$$n \approx 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{(2\pi\hbar)^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_g}{kT} \right) \quad (2)$$

С другой стороны, концентрация электронов в зоне проводимости определяется процессами их термической генерации с уровней в запрещенной зоне или из валентной зоны и идущими в противоположном направлении процессами рекомбинации [10]. Это означает, что электрон пребывает в зоне проводимости не постоянно, как в металлах, а только в течение времени, определяемого процессами рекомбинации. В течение этого времени электрон участвует в тепловом движении, а в присутствии электрического поля участвует еще и в токе проводимости. По истечении времени жизни электрон возвращается, например, в валентную зону, а на его место генерируется новый электрон. Для чистого собственного кремния время жизни составляет около 10^{-3} с , а время релаксации около 10^{-10} с , т.е. электрон от момента генерации до рекомбинации испытывает около 10^{10} актов рассеяния. Такой электрон можно с полным основанием считать свободным.

Иначе протекают процессы проводимости в сильнодефектном собственном кремнии. Например, для концентрации нейтральных дивакансий $N_w \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$, оценка величины времени жизни при комнатной температуре на основании сечения захвата нейтральными дивакансиями $S_w(0) = 3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ [8] дает:

$$\tau_w = \frac{1}{N_w S_w(0) v} \approx 10^{-13} \text{ с} \quad (3)$$

В таком материале электрон между моментами генерации и рекомбинации практически не испытывает рассеяния, поскольку времена жизни и релаксации являются примерно одинаковыми. Таким образом в сильнодефектных кристаллах происходит переход от проводимости по зоне к прыжковой. На рис.1 приведена схема обмена электрона между двумя нейтральными дефектами.

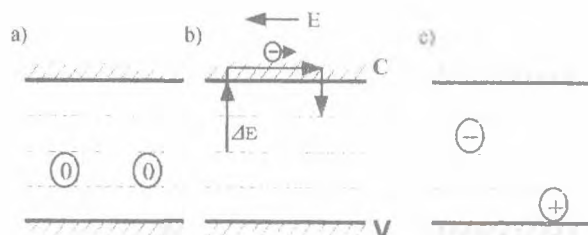


Рис.1. Схема обмена электрона между двумя нейтральными дефектами: а) начальное состояние, б) переход, в) окончательное состояние.

This document has been edited with Infix PDF Editor - free for non-commercial use.

To remove this notice, visit: www.iceni.com/unlock.htm

Из рисунка 1 видно, что

зарядовых состояний: "о", "4", и "н". Из рисунка 1b легко понять, почему в сильнодефектных полупроводниках наблюдаются большие ($\Delta E \geq 0.1 \text{ эВ}$) энергии активации прыжковой проводимости. Кроме того, рисунок иллюстрирует еще одно важное следствие рассматриваемой модели т.е. образование сориентированного поля диполя, наличие которых может привести к дополнительной поляризации [2-5]. Как видно из рис.1, заряженные дефекты, в силу энергетических положений их уровней, должны иметь свойства однократных уровней прилипания. В этом случае времена прилипания τ_p , τ_n будут значительно больше, чем время жизни (τ_n , $\tau_p \gg \tau_w$), а полупроводник окажется сильно компенсированным.

Стенень компенсации можно, в первом приближении, оценить из формулы:

$$C \cong 1 - \frac{\tau_w}{\min(\tau_n, \tau_p)} \quad (4)$$

Концентрация заряженных дефектов будет много больше, чем концентрация электронов:

$$N^+ \cong N^- \cong n \frac{\min(\tau_n, \tau_p)}{\tau_w} \quad (5)$$

Например, для времени прилипания около 10^{-6} с , при комнатной температуре в кремнии с $N_w = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ концентрация положительных и отрицательных дефектов (диполей) должна составлять порядка 10^{17} см^{-3} . При температуре 400K концентрация диполей увеличится до 10^{19} см^{-3} , т.е. примерно 20% дефектов будет находится в заряженных состояниях.

В условиях генерационно-рекомбинационного механизма следует, что прыжки происходят с переменной длиной. Максимальная длина прыжка в этом случае составляет:

$$R_{\max} \cong \frac{3}{S_e(0)N} \quad (6)$$

Минимальная:

$$R_{\min} \cong \sqrt{\frac{4S_e(0)}{\pi}} \quad (7)$$

Средняя:

$$\bar{R} \cong \frac{3}{2S_e(0)N} \quad (8)$$

Среднее расстояние между дефектами равно $R_{cp} = N^{-1/3}$. При концентрации дефектов $N_k = [3/2S_e(0)]^{3/2}$

средняя длина прыжков $\bar{R} = R_{cp} N_k^{-1/3}$ равна среднему расстоянию между дефектами. Для нейтральных дивакансий $N_k = 3.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Вероятность прыжков в единицу времени в случае генерационно-рекомбинационного механизма обмена зарядами определяется выражением:

$$W(T, R) = \gamma_n(0) N_e e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (9)$$

где: $\gamma_n(0) = S_e(0)v_e$ - коэффициент захвата электронов нейтральными дефектами, v_e - скорость электрона, N_e - плотность состояний.

Параметры $\gamma_e(0)$, v_e и N_e , входящие в формулу (9), имеют, скорее всего величины, отличающиеся от принятых в классической теории рекомбинации. Поскольку электрон не испытывает актов рассеяния, его скорость v_e не является тепловой скоростью. Плотность состояний N_e , в связи с появлением в сильнодефектных кристаллах "хвостов", проникающих в запрещенную зону, отличается от величины входящей в формулы (1) и (2). В связи с этим N_e является функцией концентрации дефектов и степени локализации на них валентных электронов.

3. Основные следствия

В случае увеличения концентрации амфотерных дефектов, например, при увеличении дозы облучения, полупроводник, вследствие уменьшения в нем времени жизни естественным образом переходит от проводимости по зонам к прыжковой проводимости. Критерием перехода является сближение величины жизни с временем релаксации.

При облучении частицами, создающими области скопления дефектов (нейтроны, ионы, и т.д.) прыжковый обмен может происходить в отдельных областях при макроскопических концентрациях дефектов, значительно меньших, чем определяемая формулой (3). Одним из проявлений генерационно-рекомбинационного механизма обмена зарядами является возможность дополнительной поляризации сильнодефектных материалов. Уже при комнатной температуре каждый дефект испытывает 10^2 и выше актов перезарядки в секунду. При каждом из них на дефекте выделяется энергия до 0.5 эВ. Это может привести к уменьшению температуры отжига дефектов. Примером может служить известное уменьшение температуры отжига дивакансий в кремнии, облученном нейтронами или ионами по сравнению с облучением электронами.

Список литературы

1. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. Москва, Мир, 1982г.
2. Żukowski P., Kantorow S.B., Kiszczak K., Maczka D., Rodzik A., Stelmach V.F., Czanecka-Such E. Phys. Stat. Sol. (a). V.128, K117, 1991.
3. Żukowski P., Partyka J., Węgierek P. Phys. Stat. Sol. (a). V.159, 509, 1997.
4. Жуковский П., Родзик А., Шостак Ю. ФТП, т.31, 714, 1997.
5. Жуковский П. Динамические явления в сильнодефектных полупроводниках. Изд. UMCS, Люблин, 1992г., 124с.
6. Ланно Ж. Бургуэн М. Точечные дефекты в полупроводниках. Москва. Мир. 1985.
7. Frank W. Rad. Eff. V.21, 119, 1974.
8. Яценко А.М. ФТП, т.10, 771, 1976.
9. Киреев С.П. Физика полупроводников. Москва. Высшая школа, 1969.
10. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Москва, 1963.

MECHANISM OF GENERATION-TECOMBINATION OF JUMP TRANSFER OF CHARGES IN SEMICONDUCTORS

P.Zhukovsky¹⁾, Ya.Partyka¹⁾, P.Vengerek¹⁾, M.Kozak¹⁾, Yu.Shostak²⁾, Yu.Sidorenko²⁾

1) Lublin Technical University, Poland

2) Belorussian State University, Minsk, Belarus

Mechanism generation-recombination of jump transfer of charges in amorphous semiconductors was presented

