

КОНФИГУРАЦИОННАЯ ПЕРЕСТРОЙКА БИСТАБИЛЬНЫХ ДЕФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Н.В.Кузнецов, В.Н.Филатов

Исследован процесс накопления метастабильного и основного состояний связанного электрона в двух различных конфигурациях бистабильного дефекта. Проведено сравнение с экспериментом.

Методом нестационарной емкостной спектроскопии в полупроводниках обнаружены дефекты, имеющие два или более конфигурационных состояния связанного электрона¹⁻⁴. В частности, в работе⁴ в зонном кремнии *n*-типа, облученном гамма-квантами, обнаружен бистабильный дефект, метастабильное и основное состояния которого характеризуются энергиями термоионизации $E_f = 0,12$ эВ и $E_f = 0,18 - 0,19$ эВ соответственно. Авторы указали на две возможные конфигурации этого дефекта, не отдав предпочтение какой-либо из них. В настоящей работе показано, что вопрос о конфигурации бистабильного дефекта может быть решен по результатам исследования зависимости концентрации основного состояния дефекта

от времени его заполнения электронами. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов выполнено для кремния, облученного протонами.

Две возможные (согласно ⁴) конфигурационные диаграммы трехуровневой системы бистабильного дефекта имеют вид, приведенный на рис. 1, а, б. На этих же рисунках указаны электронные переходы, в результате которых при перезарядке дефект переходит из состояния свободного электрона (*C*) в метастабильное (*A*) и основное (*B*) состояния связанного электрона и обратно. Исходя из взаимного расположения различных состояний дефекта по конфигурационной координате *Q* можно утверждать, что для первой диаграммы (рис. 1, а) при захвате электрона имеют место переходы $C \rightarrow A$, $C \rightarrow B$, $A \rightarrow B$, вероятность которых характеризуется коэффициентами k_A , k_B , k_{AB} соответственно. Причем из-за высокого энергетического барьера перехода $A \rightarrow B$ должно выполняться условие $k_A, k_B > k_{AB}$. Для второй диаграммы (рис. 1, б) переходы $C \rightarrow B$ маловероятны и ими можно пренебречь, а соотношения между значениями коэффициентов k_A и k_{AB} неизвестны.

В методе нестационарной емкостной спектроскопии полупроводников концентрацию состояний связанного электрона $N_A(t)$ и $N_B(t)$, накопленную в течение времени действия заполняющего импульса *t*, измеряют на этапе термоионизации электронов. Коэффициенты термоионизации электронов $g \sim \exp(-E_t/kT)$ или энергия термоионизации E_t являются характеристикой состояний, освобождающихся от электронов.

Рассмотрим подробно процесс перестройки состояний бистабильного дефекта на этапе действия заполняющего импульса. Этот процесс можно описать с помощью феноменологической теории электронных переходов, согласно которой для концентраций свободного ($N_C(t)$) и связанных электронов имеет место следующая система кинетических уравнений:

$$\frac{dN_C}{dt} = -k_A N_C \{-k_B N_C\}; \quad \frac{dN_A}{dt} = k_A N_C - k_{AB} N_A; \quad \frac{dN_B}{dt} = k_{AB} N_A \{+k_B N_C\}; \quad (1)$$

где фигурные скобки означают слагаемые, которые необходимо исключить, если реализуется схема переходов в соответствии с рис. 1, б.

Решение системы уравнений (1) при $N_C(0) = N$ — полная концентрация дефектов, $N_A(0) = N_B(0) = 0$ ¹⁾:

$$N_A(t)/N = \frac{k_A}{k_1 - k_{AB}} [\exp(-k_{AB}t) - \exp(-k_1 t)]; \quad (2)$$

$$N_B(t)/N = \frac{k_A}{k_1 - k_{AB}} [1 - \exp(-k_{AB}t)] + \frac{k_2}{k_1 - k_{AB}} [1 - \exp(-k_1 t)]; \quad (3)$$

где $k_1 = k_A + k_B$, $k_2 = k_B - k_{AB}$ для первой схемы электронных переходов (рис. 1, а) или $k_1 = k_A$, $k_2 = -k_{AB}$ для второй схемы (рис. 1, б). Предполагается, что $k_1 \neq k_{AB}$.

Из выражения (2) видно, что зависимость концентрации метастабильного состояния $N_A(t)$ от времени действия заполняющего импульса *t* имеет один и тот же вид (рис. 2, сплошная кривая) для разных схем электронных переходов. Напротив, зависимость $N_B(t)$ различается для разных схем электронных переходов (рис. 3, а, б, сплошные кривые), так как перед вторым слагаемым в выражениях (3) стоят противоположные знаки (при $k_B > k_{AB}$). Пунктирные кривые на рис. 2 и рис. 3 являются графиками зависимостей (2) и (3), если $\exp(-k_1 t) = 0$. При $t \approx k_{AB}^{-1} \gg k_1^{-1}$ зависимости, изображенные сплошной и пунктирной линиями, совпадают, что может быть использовано для определения значения k_{AB} при обработке экспериментальных данных.

¹⁾ Начальные условия соответствуют в эксперименте большому периоду следования заполняющих импульсов $t_f \gg g^{-1}$.

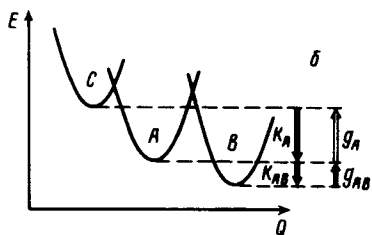
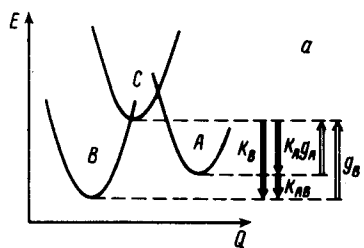


Рис. 1. Конфигурационные диаграммы бистабильного дефекта

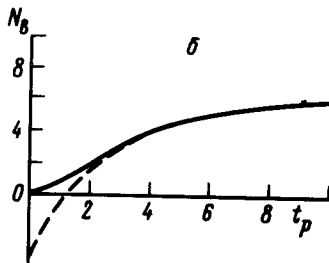
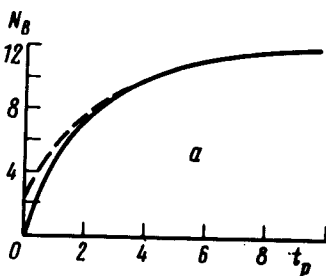


Рис. 3. Зависимость концентрации основного состояния от длительности заполняющего импульса

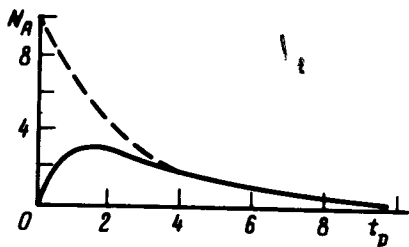


Рис. 2. Зависимость концентрации метастабильного состояния от длительности заполняющего импульса

Полученные выражения (2) и (3) были использованы для исследования радиационного бистабильного дефекта в зонном кремнии *n*-типа. Образцы с удельным сопротивлением ~ 80 Ом·см облучались протонами с энергией 7,8 или 100 МэВ. Как и при облучении гамма-квантами⁴, были обнаружены два состояния дефекта с энергиями термоионизации $E_t = 0,13 \pm 0,01$ эВ и $E_t = 0,20 \pm 0,02$ эВ. Варьирование длительностью заполняющего импульса проводилось в интервале $t_p = 0,1 - 100$ мкс. Найдено, что концентрация состояний $E_t = 0,13$ эВ в зависимости от величины t изменяется в соответствии с выражением (2). Следовательно, это состояние является метастабильным. Концентрация состояний $E_t = 0,20$ эВ в зависимости от величины t подчиняется выражению (3), описывающему образование основного состояния дефекта для первой (рис. 1, а) конфигурационной диаграммы. Коэффициент, характеризующий перестройку из метастабильного состояния в основное, экспоненциально зависит от температуры $k_{AB} = \nu \exp(-E_{AB}/kT)$, где $\nu = 1,4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $E_{AB} = 0,15$ эВ.

Таким образом теоретические зависимости (2) и (3) в сравнении с экспериментальными данными позволяют установить качественные и количественные характеристики бистабильного дефекта.

Литература

1. Benton J.L., Lefinson M. Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 1983, 14, 95.
2. Chantre A., Bois D. Phys. Rev. B., 1985, 31, 7979.
3. Chantre A., Kimerling L.C. Appl. Phys. Lett., 1986, 48, 1000.
4. Кучинский П.В., Ломако В.М., Шахлевич Л.Н. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 423.

Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
16 апреля 1987 г.