

ФОТОВОЗБУЖДЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.Н.Абакумов, А.А.Пахомов

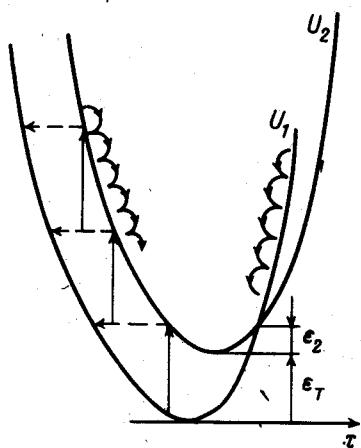
Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН

194021, Санкт-Петербург

Поступила в редакцию 17 июня 1992 г.

Обсуждается новый механизм возбуждения локальных колебаний дефектов с глубоким уровнем. Показано, что при большой концентрации свободных носителей и интенсивном фотовозбуждении дефектов энергия поглощаемого света может передаваться локальным колебаниям за счет многофононного безызлучательного захвата носителей на фотоионизованный дефект.

Рядом авторов исследовалось влияние фотовозбуждения дефектов на дефектные реакции¹⁻³. Предполагалось, что при фотоионизации дефект переходит в метастабильное состояние с антисвязывающей конфигурацией атомных орбиталей, инициируя дефектную реакцию. В настоящей статье рассматривается альтернативный механизм фотостимулированных дефектных реакций.



Переходы дефекта при фотовозбуждении локальных колебаний. U_1 – адиабатический потенциал колебаний дефекта со связанным электроном, U_2 – без электрона; горизонтальные стрелки – безызлучательные переходы, вертикальные – фотоионизация дефекта; волнистые линии – энергетическая релаксация локальных колебаний, x – конфигурационная координата локальных колебаний

Рассмотрим полупроводник с большой концентрацией электронов в зоне проводимости n . Пусть в этом полупроводнике имеются дефекты с глубоким уровнем, отстоящим от зоны проводимости на энергию ионизации ϵ_T . Пусть заполнение дефектов электронами определяется процессами безызлучательного захвата и выброса электронов дефектами. В классической теории многофононных безызлучательных переходов (см., например,⁴) показано, электрон захватывается на дефект лишь в том случае, когда энергия локальных колебаний дефекта E превышает энергию ϵ_2 , соответствующую пересечению адиабатических термов пустого и заполненного дефектов (рисунок). Пусть концентрация электронов в зоне проводимости настолько велика, что скорость их захвата на дефект с энергией колебаний E $nC_n(E) \gg \tau_E^{-1}$, где τ_E – характерное время релаксации локальных колебаний. При захвате электрона энергия локальных

колебаний дефекта возрастает на величину ϵ_T и становится равной $E + \epsilon_T$. Темп выброса электронов при такой большой энергии колебаний $e_n(E + \epsilon_T)$ также значительно превосходит скорость энергетической релаксации τ_E^{-1} . Процессы захвата и выброса приводят к установлению динамического равновесия между заселенностями колебательных состояний пустых $N_2(E)$ и заполненных электронами $N_1(E + \epsilon_T)$ дефектов:

$$nC_n(E)N_2(E) = e_n(E + \epsilon_T)N_1(E + \epsilon_T). \quad (1)$$

Из этого соотношения следует, что степень заполнения электронами дефектов с энергией колебаний E определяется отношением темпов захвата и выброса электронов:

$$f^* \equiv \frac{N_2(E)}{N_2(E) + N_1(E + \epsilon_T)} = \frac{nC_n(E)}{nC_n(E) + e_n(E + \epsilon_T)}. \quad (2)$$

Коэффициенты $C_n(E)$ и $e_n(E + \epsilon_T)$ при $E > \epsilon_2$ слабо зависят от энергии E (см. 5), поэтому можно считать, что f^* практически не зависит от энергии. Отметим, что динамическое равновесие (1) устанавливается за время порядка $(nC_n + e_n)^{-1}$.

Пусть теперь полупроводник освещается светом с энергией кванта в области примесного поглощения. Пусть интенсивность этого света настолько велика, что выполняется неравенство $e_\Phi \gg \tau_E^{-1}$, где e_Φ – темп фотоионизации. Поскольку сечение фотоионизации дефекта обычно на несколько порядков меньше сечения безызлучательного захвата электрона на сильно возбужденный дефект, оказывается, что

$$e_\Phi \ll nC_n, \quad e_n. \quad (3)$$

Пусть дефект с энергией локальных колебаний E в начальный момент времени был заполнен электронами. При фотоионизации дефект опустошается, практически не изменяя энергию локальных колебаний. Опустошенный дефект вновь быстро захватывает электрон. При этом в результате многофононного безызлучательного перехода энергия локальных колебаний увеличивается на величину ϵ_T . Поскольку в силу неравенства (3) темп фотоионизации значительно меньше темпов безызлучательного захвата–выброса электрона с дефекта, степень заполнения дефектов электронами f^* практически не изменяется при примесной подсветке и по-прежнему определяется формулой (2). В результате уравнение баланса энергии локальных колебаний принимает вид:

$$\frac{dE}{dt} = \epsilon_T e_\Phi f^* - I(E), \quad (4)$$

где первое слагаемое в правой части описывает поступление энергии в систему локальных колебаний, а второе – их энергетическую релаксацию. Приняв для взаимодействия локальных колебаний с решеточными модель затухающего гармонического осциллятора, слагаемое $I(E)$ можно оценить как $I \approx E/\tau_E$. В этом случае стационарное значение энергии, соответствующее равенству скоростей возбуждения и диссипации колебаний ($dE/dt = 0$), равно

$$E_{ct} = \epsilon_T e_\Phi f^* \tau_E = \epsilon_T \frac{nC_n e_\Phi \tau_E}{nC_n + e_n}. \quad (5)$$

Скорость фотоионизации может быть определена по формуле $e_{\Phi} = N_{\Phi}\sigma c$, где N_{Φ} – концентрация фотонов в примесной подсветке, σ – сечение фотоионизации, c – скорость света в среде. Положив $N_{\Phi} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (величина, соответствующая потоку излучения 10^7 Вт/см^2), $\sigma \sim 10^{-17} \text{ см}^2$, получим $e_{\Phi} \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Характерное время энергетической релаксации в полупроводниках может, по экспериментальным оценкам, достигать величины $\tau_E \sim 200 \text{ пс}$ ⁶. Положив концентрацию электронов $n \sim 10^{18} \text{ см}^3$, $C_n \sim 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$, $e_n \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ⁵, получим $E_{\text{ст}} \sim e_{\Phi} t$. Поскольку для глубоких центров $e_{\Phi} \sim 1 \text{ эВ}$, стационарное колебательное состояние дефекта оказывается сильно возбужденным. Это приводит к резкому ускорению дефектных реакций, в частности отжига дефектов. Схематически процесс фотовозбуждения локальных колебаний показан на рисунке.

Отметим, что рассмотренный механизм может оказаться актуальным, при лазерном отжиге дефектов в твердой фазе. При возбуждении носителей импульсами света в области собственного поглощения полупроводника, примесная подсветка способна значительно увеличить эффективность отжига дефектов.

Авторы благодарны д-ру П.Гавриловичу (Polaroid Corp., Cambridge, USA) за участие в обсуждении идеи работы.

-
1. Р.А.Варданян, В.Я.Кравченко, Ю.А.Осипьян, Письма в ЖЭТФ **40**, 248 (1984).
 2. J.C.Bougoin, and J.V.Corbett, Phys. Lett. **38**, 135 (1972).
 3. М.К.Шейнкман, Письма в ЖЭТФ **38**, 278 (1983).
 4. C.H.Henry, and D.V.Lang, Phys. Rev. B **15**, 989 (1978).
 5. В.Н.Абакумов, А.А.Пахомов, И.Н.Яссиевич, ФТП **25**, 1 (1991).
 6. В.С.Вавилов, В.Ф.Киселев, Б.Н.Мукашев, Дефекты в кремнии и на его поверхности. М.: Наука, 1990.