

06;07

## **Рекомбинационно-стимулированный рост дислокационной петли в полупроводнике при интенсивной лазерной накачке электрон-дырочных пар**

© В.И. Емельянов, А.В. Рогачева

Международный лазерный центр Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва  
E-mail: emel@em.msk.ru

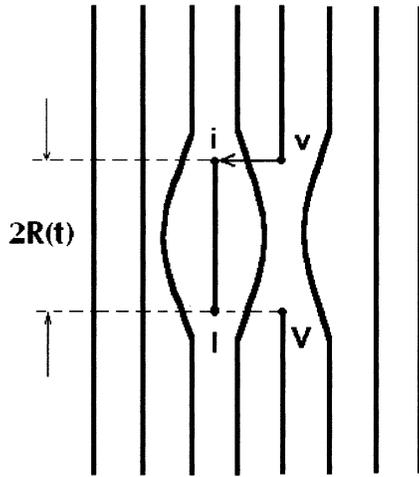
Поступило в Редакцию 19 декабря 2001 г.

Предложен механизм рекомбинационно-стимулированного роста спаренного междоузельно-вакансионного диска в полупроводнике, в котором происходят интенсивная генерация и локализация электрон-дырочных пар. Получено выражение для скорости роста дислокационной петли как функции интенсивности лазерного излучения и температуры среды.

1. Обычно для описания лазерного индуцирования дислокаций привлекается механизм образования их за счет действия сдвиговой деформации, возникающей при пространственно-неоднородном лазерном нагреве среды [1].

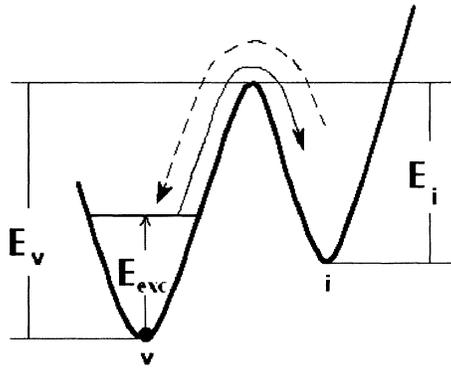
В настоящей работе мы рассматриваем новый механизм спонтанного роста дислокационной петли в полупроводнике при наличии высокой концентрации электрон-дырочных пар, генерируемых лазерным излучением. Рост петли по этому механизму происходит за счет энергии рекомбинации локализованных электрон-дырочных пар. Такой механизм роста дислокационной петли в поле лазерного излучения можно, по аналогии с механизмом лазерно-индуцированной генерации точечных дефектов [2–4], назвать рекомбинационно-стимулированным.

2. Пусть в полупроводнике, в котором интенсивная лазерная накачка создает электрон-дырочные пары, имеется затравочный дефект. Локализация и последующая рекомбинация электрон-дырочной пары вблизи этого затравочного дефекта сопровождается выделением энергии, идущей на создание междоузельно-вакансионной пары (рекомбинационно-стимулированная генерация точечного дефекта [2–4]).



**Рис. 1.** Спаренный междуузельный ( $I$ ) и вакансионный ( $V$ ) дислокационные диски. Стрелкой показан переход атома из кристаллического состояния  $v$  в дефектное состояние  $i$ , при котором радиус петли увеличивается на размер ячейки  $a$ .

Повторение процессов локализации электрон-дырочных пар вблизи порожденных дефектов, их последующая рекомбинация с выделением энергии и генерация новых междуузельно-вакансионных пар приводят к образованию пары междуузельного и вакансионного дисков (рис. 1). Предположим, что такая пара образовалась и рассмотрим ее рост благодаря элементарным актам перехода атома с радиуса вакансионного диска  $v$  (из ядра дислокации вычитания) в состояние  $i$ , лежащее на радиусе междуузельного диска (в ядре дислокации вандрения) (рис. 1). Поскольку в исходном состоянии  $v$  атом находится в сжатой области, а в состоянии  $i$  (рис. 1) — в расширенной области, то энергия его в состоянии  $i$  выше энергии в состоянии  $v$  (рис. 2). Благодаря рекомбинации локализованной электрон-дырочной пары, атом при переходе  $v \rightarrow i$  преодолевает барьер  $E_v - E_{exc}$  (сплошная стрелка, рис. 2), где  $E_v$  — исходная энергия активации перехода  $v \rightarrow i$ ,  $E_{exc}$  — энергия, выделяющаяся при рекомбинации (рекомбинационно-стимулированный переход  $v \rightarrow i$ ). Поскольку концентрация локализованных электрон-дырочных пар в окрестности  $i$ -состояния гораздо ниже, чем в окрестности



**Рис. 2.** Энергетическая диаграмма атомных переходов между кристаллическим состоянием  $v$  и дефектным состоянием  $i$ .

$v$ -состояния (см. ниже), мы пренебрегаем вкладом рекомбинационно-стимулированных переходов  $i \rightarrow v$  и считаем, что при обратном переходе  $i \rightarrow v$  атом преодолевает барьер  $E_i$  (пунктирная стрелка, рис. 2). Мы предполагаем, что  $E_v > E_i$ , но  $E_v - E_{exc} < E_i$ .

Поскольку область кристалла в окрестности  $i$ -состояния (на радиусе междоузельного диска) расширена [5], то в этой области ширина запрещенной зоны (переход  $\Gamma \rightarrow x$ ) увеличена, а коэффициент оптического поглощения соответственно уменьшен по сравнению с бездефектным кристаллом [5]. С другой стороны, область кристалла в окрестности  $v$ -состояния (на радиусе вакансионного диска) сжата [5], ширина запрещенной зоны уменьшена, а коэффициент оптического поглощения соответственно увеличен. Таким образом, скорость генерации электронов и дырок за счет лазерно-индуцированных межзонных переходов будет больше в окрестности  $v$ -состояния, чем в окрестности  $i$ -состояния. Поэтому в области  $v$  будет больше скорость локализации электрон-дырочных пар и соответственно больше концентрация локализованных электрон-дырочных пар. Поэтому, а также благодаря тому, что  $E_v - E_{exc} < E_i$ , скорость переходов  $v \rightarrow i$  будет больше скорости обратных переходов  $i \rightarrow v$ . Это приводит к росту образовавшихся спаренных междоузельно-вакансионных дислокационных дисков в течение лазерного импульса (рис. 2).

3. Мы будем предполагать, что переходы  $v \leftrightarrow i$  совершаются только с окружностей радиуса  $R$ , где  $R = R(t)$  — радиус междоузельно-

вакансионных дислокационных дисков  $V$  и  $I$  (рис. 1). Пусть  $n_v$ ,  $n_i$  — число атомов соответственно на окружностях  $V$  и  $I$ . Кинетическое уравнение для  $n_v$  при условии  $\exp(E_{exc}/k_B T) \gg 1$  имеет вид

$$\frac{\partial n_v}{\partial t} = -\gamma_v n_v + \gamma_i n_i, \quad \gamma_v = \gamma_{v0} \frac{n_s}{n}, \quad \gamma_{v0} = \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{E_v - E_{exc}}{k_B T}\right), \quad (1)$$

$$\gamma_i = \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right). \quad (2)$$

Здесь  $\tau^{-1}$  — константа скорости переходов,  $n$  — концентрация атомов в кристалле,  $n_s$  — концентрация локализованных электрон-дырочных пар:

$$n_s = B I_L, \quad (3)$$

$B$  — коэффициент, характеризующий эффективность генерации и локализации электрон-дырочных пар,  $I_L$  — интенсивность лазерного излучения. При записи (3) предполагается, что локализация электрон-дырочных пар происходит за время  $\tau_{loc} \ll \tau_p$  — длительности лазерного импульса (подробнее см. [6]).

С учетом (3) для среднего времени перехода  $v \rightarrow i$ , при котором радиус петли  $R$  возрастает на величину, равную размеру постоянной кристаллической ячейки  $a$ , имеем

$$\gamma_v^{-1} = \gamma_{v0}^{-1} \frac{I_0}{I_L}, \quad I_0 = n/B. \quad (4)$$

Предполагая в соответствии с обсуждением п. 2, что  $\gamma_i \ll \gamma_v$ , получаем с помощью (4) для скорости роста дислокационной петли во время облучения как функции интенсивности лазерного излучения и температуры следующее выражение:

$$\frac{dR}{dt} = v_g = \gamma_v a = \frac{a}{\tau} \frac{I_L}{I_0} \exp\left(-\frac{E_v - E_{exc}}{k_B T}\right). \quad (5)$$

Здесь  $T = T_0 + \Delta T$ , где  $T_0$  — начальная температура,  $\Delta T$  — приращение температуры благодаря лазерному нагреву. Таким образом, при достаточно малой интенсивности накачки, когда  $\Delta T \ll T_0$ , скорость  $v_g$  линейно растет с ростом лазерной интенсивности  $I_L$  и активационным образом зависит от начальной температуры  $T_0$ . При достаточно

большой интенсивности накачки (когда  $\Delta T \geq T_0$ ) зависимость скорости роста дислокационной петли от лазерной интенсивности  $v_g = v_g(I_L)$  по формуле (5) становится сильно нелинейной.

При  $I_L/I_0 = n_s/n \sim 10^{-2}$ ,  $a = 3 \cdot 10^{-10}$  м,  $\tau^{-1} = 10^{13}$  с $^{-1}$ ,  $E_v - E_{exc} \sim 1.6 \cdot 10^{-19}$  Дж,  $T \sim 1500$  К имеем  $v_g \sim 1.3 \cdot 10^{-2}$  м/с.

После окончания лазерного импульса ( $I_L = 0$ ,  $n_s = 0$ ) локализованные электронные возбуждения в окрестности  $v$ -состояния отсутствуют ( $E_{exc} = 0$ ) и скорость перехода  $i \rightarrow v$  (пунктирная стрелка, рис. 2) становятся больше скорости обратного перехода  $v \rightarrow i$  (поскольку  $E_i < E_v$ ). В результате радиус дислокационной петли после окончания лазерного импульса начинает уменьшаться (аннигиляция междоузельного дислокационного диска).

Учитывая (2), получаем, что уменьшение радиуса дислокационного диска происходит со скоростью  $v_r = a/\tau \cdot \exp(-E_i/k_B T)$ .

4. В работе [7] мы развили модель медленной (скорость  $\sim 10^{-2}$  м/с) волны переключения температуры, распространяющейся в твердом теле с неравновесными (лазерно-индуцированными) дефектами. В работе [8] модель [7] была использована для интерпретации эффекта медленного (скорость  $\sim 10^{-2}$  м/с) распространения импульса изменения диэлектрической постоянной в среде, возбуждаемой лазерным импульсом. При этом в качестве неравновесных дефектов в [8] рассмотрены лазерно-индуцированные дислокационные петли, механизм образования которых не рассматривался. Рассмотрение настоящей работы дает возможный механизм лазерно-индуцированной генерации и аннигиляции таких петель.

Данная работа выполнялась по гранту РФФИ 00-02-17249 (А).

## Список литературы

- [1] Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М., 1962. 584 с.
- [2] Sumi H. // Phys. Rev. 1984. В 29. Р. 4616–4630.
- [3] Kimerling L.C. // Solid State Electron. 1978. V. 21. Р. 1391–1401.
- [4] Emel'yanov V.I., Kashkarov P.K. // Appl. Phys. 1992. А 55. Р. 161–166.
- [5] Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках. М., 1974. 463 с.
- [6] Емельянов В.И., Рогачева А.В. // Квантовая электроника. 1998. Т. 25. № 11. С. 1017–1022.
- [7] Emel'yanov V.I., Rogacheva A.V. // Phys. Lett. A. 2000. V. 264. Р. 478–481.
- [8] Kudriavtsev E.M., Emel'yanov V.I., Rogacheva A.V. et al. // Laser Physics. 2000. V. 10. N 3. Р. 1-8.