

03,09

# Термоиндуцированная дефектная фотолюминесценция гидрогенизированного аморфного кремния

© О.Б. Гусев, Е.И. Теруков, Ю.К. Ундалов, К.Д. Цэндин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: oleg.gusev@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 11 мая 2010 г.)

Проведено исследование собственной дефектной фотолюминесценции (ФЛ) пленок аморфного гидрогенизированного кремния ( $a\text{-Si:H}$ ) при больших интенсивностях оптической накачки, приводящих к нагреву пленки. Обнаружено, что при коротких временах нагрева интенсивность дефектной ФЛ увеличивается с температурой экспоненциально с энергией активации, равной 0.85 eV, что существенно меньше энергии активации  $\sim 0.2$  eV, полученной из экспериментов по классическому отжигу. Этот и другие экспериментальные результаты по температурной зависимости интенсивности и кинетике дефектной ФЛ объясняются в рамках модели „водородного стекла“ термостимулированным рождением собственных дефектов аморфного кремния. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными результатами по дефектной ФЛ, отражающей образование и аннигиляцию дефектов при коротких временах нагрева в присутствии оптического возбуждения.

Работа поддержана программой ОФН РАН „Новые материалы и структуры“ и программой Президиума РАН „Наноматериалы“.

## 1. Введение

Для практического использования аморфного гидрогенизированного кремния ( $a\text{-Si:H}$ ) в полупроводниковой электронике, оптоэлектронике и солнечной энергетике важна информация о собственных дефектах в этом материале, которыми в основном являются оборванные связи кремния. Необходимо понимание природы этих дефектов и кинетики их образования при термо- и фотовозбуждении. Важно определить локальную структуру дефектов, роль водорода в их образовании и влияние дефектов на электрические и оптические свойства. Например, при низких температурах и слабой накачке собственные дефекты  $a\text{-Si:H}$  не влияют на высокий квантовый выход собственной люминесценции  $a\text{-Si:H}$ . Однако при температурах выше 100 K дефекты являются основными центрами безызлучательной рекомбинации и квантовый выход собственной фотолюминесценции (ФЛ) при комнатных температурах падает на несколько порядков. Таким образом, работа устройств на основе  $a\text{-Si:H}$  в значительной степени может зависеть от плотности собственных дефектов.

Одним из перспективных направлений применения  $a\text{-Si:H}$  в оптоэлектронике является использование  $a\text{-Si:H}$ , легированного эрбием ( $a\text{-Si:H(Er)}$ ). Излучательный переход в ионе эрбия на длине волны 1.54  $\mu\text{m}$ , соответствующий переходу иона  $\text{Er}^{3+}$  из первого возбужденного состояния в основное, попадает в минимум поглощения оптического волокна. Внешний квантовый выход фотолюминесценции эрбия, полученный в пленках аморфного гидрогенизированного кремния, легированного эрбием и содержащего несколько процентов кислорода, достигает 0.4 процента при комнатной

температуре [1], что свидетельствует о хороших перспективах его использования. Дальнейшее увеличение эффективности ФЛ эрбия требует, с одной стороны, введения больших концентраций эрбия, а с другой стороны, большей мощности межзонной накачки. В этом случае заметное влияние на свойства  $a\text{-Si:H(Er)}$  может оказывать рождение собственных дефектов  $a\text{-Si:H}$  из-за разогрева, что может негативно сказаться на эффективности возбуждения эрбия.

Исследование фотолюминесценции является одним из наиболее широко используемых методов изучения локализованных состояний в  $a\text{-Si:H}$ , в том числе и собственных дефектов. В предлагаемой работе в широком диапазоне температур и интенсивностей межзонной накачки исследовались спектры, кинетика и интенсивность дефектной ФЛ  $a\text{-Si:H}$ .

## 2. Получение пленок и детали эксперимента

Пленки  $a\text{-Si:H}$  толщиной 500–600 nm были получены  $dc$ -магнетронным распылением кремниевой мишени в атмосфере силана и аргона на подложки кварца. Температура подложек в процессе распыления поддерживалась при 265°C. Скорость роста составляла  $\sim 10$  nm/min. Концентрация водорода в полученных пленках по данным ИК-поглощения составляла 8–10 at.%.

Фотолюминесценция пленок  $a\text{-Si:H}$  возбуждалась прямоугольными импульсами неодимового лазера на длине волны 532 nm. Параметры импульсов возбуждения задавались скоростью вращения модулятора. Характерная длительность импульсов была порядка 10 ns с фронтами нарастания и спада  $\sim 100$   $\mu\text{s}$ . Излучение лазера

фокусировалось на поверхность пленки и плотность мощности накачки в сфокусированном пятне могла достигать  $\sim 10\text{W}/\text{cm}^2$ . Максимальная плотность накачки ограничивалась эффузией водорода в результате локального разогрева экспонируемой области пленки  $a\text{-Si:H}$ , что в случае тонких пленок происходит при температурах около 700 К.

Излучение собиралось в геометрии „на отражение“ и анализировалось с помощью монохроматора и охлаждаемого германиевого фотоприемника по обычной схеме синхронного детектирования. Кинетика нарастания и спада ФЛ регистрировалась цифровым осциллографом. Временное разрешение схемы регистрации ограничивалось постоянной времени фотоприемника  $\sim 0.5\text{ms}$ .

### 3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены спектры ФЛ пленки  $a\text{-Si:H}$  при комнатной температуре для двух интенсивностей накачки. Как видно из рисунка, при слабой накачке видна одна широкая линия с максимумом на 1.13 eV. Эта хорошо известная линия обусловлена туннельными излучательными переходами между хвостовыми состояниями зоны проводимости и валентной зоны (собственная ФЛ). Слабое плечо на этой линии с максимумом в области 0.85 eV объясняется излучательными переходами неравновесных электронов из зоны проводимости на уровень нейтрально заряженных оборванных связей кремния  $D^0$  (дефектная ФЛ). Энергетические положения этих двух линий соответствуют известным литературным данным. При высоких уровнях накачки интенсивность линии дефектной люминесценции с максимумом в области 0.85 eV и полушириной 0.2 eV сильно увеличивалась.

На рис. 2 представлена зависимость интенсивности дефектной ФЛ в максимуме спектральной линии (0.85 eV) от мощности накачки. На вставках показаны формы импульсов ФЛ при слабой и сильной накачке. Как видно из этого рисунка, при относительной накачке

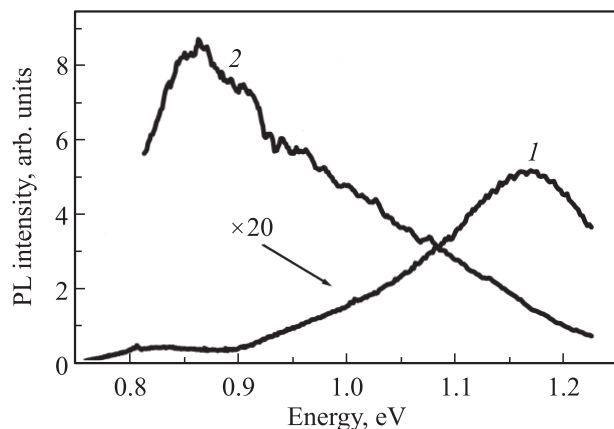


Рис. 1. Спектры ФЛ  $a\text{-Si:H}$  при комнатной температуре для слабой (1) и сильной (2) интенсивностей накачки.

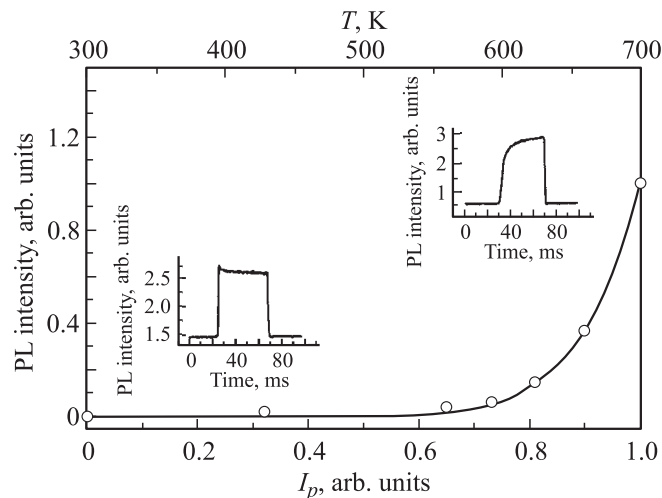


Рис. 2. Зависимость интенсивности дефектной ФЛ  $a\text{-Si:H}$  в максимуме спектральной линии 0.85 eV при комнатной температуре от мощности накачки  $I_p$ . Точки — эксперимент, сплошная линия — расчет по системе уравнений (2)–(6). Верхняя шкала соответствует температуре в точке локального нагрева. На вставках — формы импульса дефектной ФЛ при низкой и высокой мощности накачки.

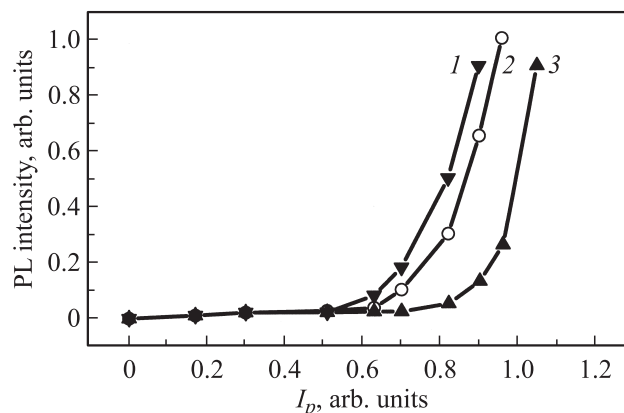
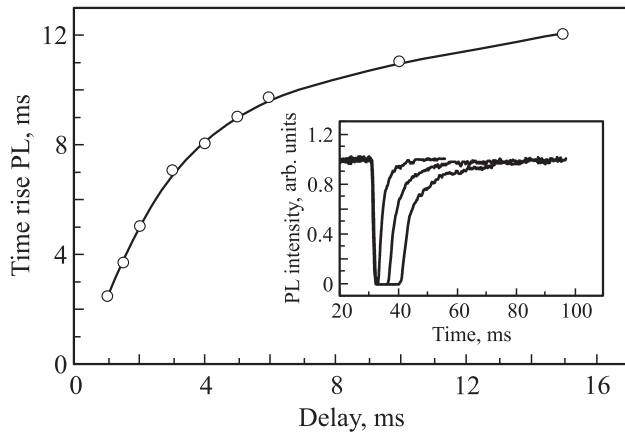


Рис. 3. Зависимость интенсивности дефектной ФЛ в максимуме спектральной линии 0.85 eV от мощности накачки  $I_p$  для температур образца 300 (1), 250 (2) и 150 К (3).

$I_p > 0.7$  наблюдается сверхлинейный рост интенсивности дефектной ФЛ. В этой же области накачек резко изменяется форма импульса ФЛ, а именно наблюдается медленный, не экспоненциальный рост переднего фронта импульса дефектной ФЛ. Задний фронт, как и в случае слабых накачек, определяется постоянной времени фотоприемника. Порог резкого увеличения интенсивности дефектной ФЛ и медленный рост переднего фронта импульса одинаковы по всей спектральной линии дефектной ФЛ. Время нарастания переднего фронта импульса дефектной ФЛ, равное  $\sim 10\text{ms}$ , слабо зависело от мощности накачки в интервале  $I_p = 0.8\text{--}1$ .

На рис. 3 приведены зависимости интенсивности дефектной ФЛ от оптической накачки для трех температур



**Рис. 4.** Зависимость времени нарастания переднего фронта импульса дефектной ФЛ от времени задержки между импульсами накачки при  $I_p \approx 0.9$ . На вставке — осциллограммы, показывающие конец предыдущего и начало следующего импульса дефектной ФЛ для времен задержки между импульсами накачки (слева направо) 2, 5 и 10 ms.

образца. Как видно из рисунка, пороговая интенсивность  $I_{th}$ , при которой начинается резкое увеличение интенсивности ФЛ, увеличивается с уменьшением начальной температуры образца. В этом эксперименте образец находился на хладопроводе азотного криостата.

Важный экспериментальный результат представлен на рис. 4, где показано время нарастания переднего фронта импульса дефектной ФЛ при больших накачках ( $I_p = 0.9$ ) в зависимости от задержки между импульсами. Время нарастания переднего фронта дефектной ФЛ измерялось с помощью цифрового осциллографа и определялось как время увеличения интенсивности ФЛ от 10 до 90%. Как видно из рис. 4, время выхода дефектной ФЛ на стационарное значение увеличивается с увеличением времени задержки между импульсами. При этом амплитуда импульса дефектной ФЛ во всем интервале времен задержки остается неизменной. На вставке для примера приведены осциллограммы импульсов дефектной ФЛ, которые показывают спад предыдущего импульса и нарастание последующего для трех времен задержки между импульсами возбуждения.

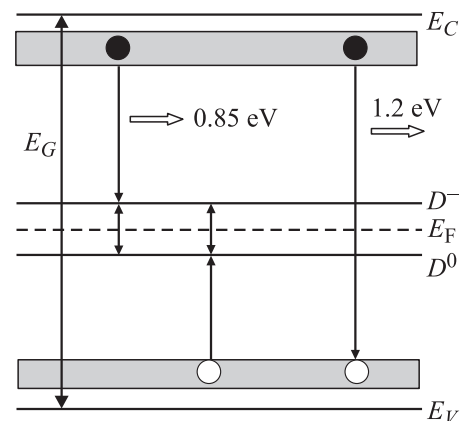
#### 4. Обсуждение экспериментальных результатов

На рис. 5 представлена энергетическая зонная диаграмма нелегированного  $a$ -Si:H. В нелегированном или слабо легированном аморфном кремнии уровень Ферми находится в середине щели подвижности, между уровнями нейтральных  $D^0$  и отрицательно заряженных  $D^-$  собственных дефектов. В этом случае собственные дефекты в основном находятся в нейтральном заряженном состоянии  $D^0$ . При межзонном возбуждении образующиеся электроны и дырки термализуются на края подвижности

соответствующих зон за времена порядка  $10^{-12}$  s. Последующая термализация по локализованным состояниям хвостов зоны проводимости и валентной зоны происходит за времена  $10^{-6}$  s. Интенсивность собственной ФЛ при комнатной температуре составляет  $\sim 10^{-3}$  от интенсивности при температуре 10–50 К. Температурное гашение интенсивности собственной ФЛ объясняется термическим освобождением носителей из локализованных состояний хвостов зон, т.е. возрастанием подвижности носителей. Подвижные носители диффундируют до центров безызлучательной рекомбинации, которыми в основном являются собственные дефекты в состояниях  $D^0$  и  $D^-$ .

Однако рекомбинация через собственные дефекты является не полностью безызлучательной. Слабая линия, наблюдаемая на рис. 1 в области 0.8 eV, возникает в результате излучательного перехода электронов зоны проводимости на нейтральные оборванные связи кремния  $D^0$  [2]. В этом процессе дефекты в  $D^0$ -состоянии, захватывая электрон, переходят в состояние  $D^-$ , определяя, таким образом, энергию излучаемого кванта как  $E_n - U_{cor}$ , где  $E_n$  — разность энергий между уровнем зоны проводимости, с которого происходит переход, и уровнем нейтральной оборванной связи, а  $U_{cor} = D^- - D^0$ , где  $U_{cor}$  — корреляционная энергия, которая по литературным данным находится в интервале 0.1–0.3 eV.

Наблюдаемое в наших экспериментах увеличение интенсивности дефектной ФЛ при увеличении накачки могло бы быть вызвано индуцированными светом собственными дефектами (эффект Стеблера–Вронского (ЭСВ)). Они возникают при прямой безызлучательной рекомбинации фотовозбужденных зарядов из хвостов зон с последующим разрывом слабых Si–Si-связей. Однако плотность дефектов в этом случае характеризуется сильной сублинейной зависимостью как от интенсивности накачки ( $\sim I_p^{2/3}$ ), так и от времени накачки ( $\sim t^{1/2}$ ), где  $I_p$  — плотность потока фотонов,  $t$  — время накачки. Такая сублинейная зависимость обусловлена тем, что увеличение плотности дефектов при-



**Рис. 5.** Энергетическая зонная диаграмма нелегированного  $a$ -Si:H.

водит к увеличению рекомбинации через эти дефекты. Как видно, зависимость интенсивности дефектной ФЛ от интенсивности накачки, приведенная на рис. 2, не объясняется ЭСВ. Однако в работе [3], посвященной исследованию ЭСВ, для предотвращения нагрева образцов  $a\text{-Si:H}$  использовалась интенсивность накачки, не превышавшая  $0.7 \text{ W/cm}^2$ , что значительно меньше интенсивности накачек настоящей работы  $\sim 10 \text{ W/cm}^2$ .

Мы полагаем, что сверхлинейное увеличение интенсивности дефектной ФЛ в области больших накачек  $I_p > I_{th}$  (рис. 2, 3) обусловлено увеличением плотности нейтральных оборванных связей кремния (дефектов в  $D^0$ -состоянии) в результате локального нагрева пленки  $a\text{-Si:H}$ . Весомым аргументом в пользу этого предположения является увеличение пороговой интенсивности накачки  $I_{th}$  с уменьшением температуры образца (рис. 3). Оценки показывают, что в наших экспериментальных условиях при плотности мощности накачивающего излучения порядка  $10 \text{ W/cm}^2$  локальный нагрев пленки в области сфокусированного лазерного излучения может достигать  $700 \text{ K}$ . В этом случае полученные экспериментальные результаты хорошо объясняются на основе модели водородного стекла в  $a\text{-Si:H}$  [4,5].

В модели водородного стекла предполагается, что  $a\text{-Si:H}$  состоит из двух матриц. Одна из которых — жесткая подсетка Si—Si-связей с энергией связи  $\sim 2.5 \text{ eV}$ , а другая — стеклоподобная подсетка Si—H-связей с энергией связи  $\sim 3.5 \text{ eV}$ . Подсетка Si—H удовлетворяет свойствам, характерным для стекла, таким, например, как существование температуры стеклования. Температура стеклования подсетки водорода нелегированного  $a\text{-Si:H}$  находится в области  $450\text{--}500 \text{ K}$  [4]. Выше температуры стеклования существует термодинамическое равновесие между слабыми (Si—Si)<sub>WB</sub>-связями и оборванными связями ( $D^0$ ), которое устанавливается за счет диффузии водорода. Механизм диффузии водорода в  $a\text{-Si-H}$  связан с разрывом связей Si—H, при этом освобождающийся атом водорода переходит в междоузельное состояние. Энергия термической активации этого процесса  $\sim 1.5 \text{ eV}$  [6]. Двигаясь по сетке кремния, водородный атом захватывается на слабую Si—Si-связь. В результате появляются два собственных дефекта в состоянии  $D^0$ , один — из бывшей Si—H-связи, второй — из бывшей слабой Si—Si-связи. В этом случае выражение для плотности собственных дефектов имеет вид [5]

$$D_T^0 = \sqrt{N_H N_{WB}} \exp(-U_{D^0}/kT) \quad (1)$$

где  $N_H$  и  $N_{WB}$  — плотности водорода и слабых связей кремния соответственно,  $U_{D^0}$  — энергия образования дефекта. Фактически этот результат определяет, по нашему мнению, наблюдаемую экспоненциальную зависимость интенсивности дефектной ФЛ при больших накачках, приводящих к локальному нагреву пленки  $a\text{-Si:H}$ , и соответственно к возникновению термоиндуцированных дефектов в состоянии  $D^0$ .

Однако в условиях наших экспериментов процесс образования термостимулированных дефектов происходит при квазиимпульсной межзонной оптической накачке. Систему дифференциальных уравнений, описывающих электронные переходы в  $a\text{-Si:H}$ , с учетом нагрева пленки можно записать в виде

$$\frac{dn}{dt} = \alpha I_p - nC_n D^0 - rnp, \quad (2)$$

$$\frac{dD^-}{dt} = nC_n D^0 - pC_p D^-, \quad (3)$$

$$\frac{dD^0}{dt} = pC_p D^- - nC_n D^0 + \left[ \frac{D_T^0}{\tau} - \frac{D^0 + D^-}{\tau} \right], \quad (4)$$

$$\frac{dp}{dt} = \alpha I_p - pC_p D^- - rnp, \quad (5)$$

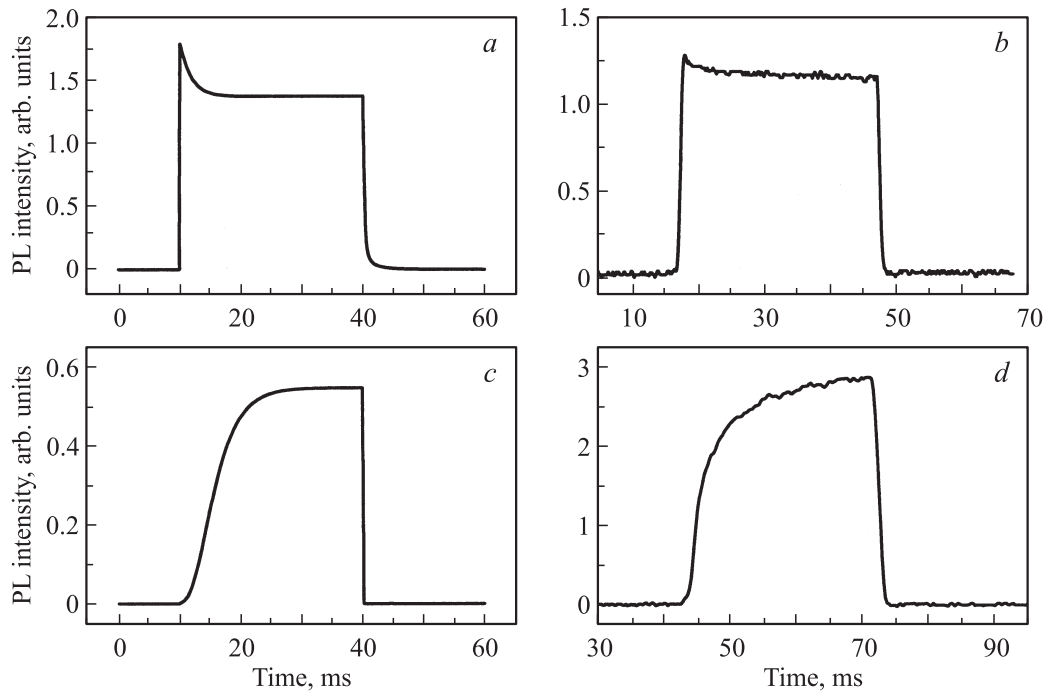
$$\frac{dT}{dt} = bI_p - (T - T_0)/\tau_1. \quad (6)$$

Система уравнений (2)–(6) написана для тонких пленок нелегированного аморфного кремния, когда  $\alpha l < 1$ , где  $\alpha$  — межзонный коэффициент поглощения  $a\text{-Si:H}$ ,  $l$  — толщина пленки,  $I_p$  — плотность потока накачивающих фотонов,  $n$  и  $p$  — концентрации неравновесных электронов и дырок соответственно,  $D^-$  и  $D^0$  — концентрации отрицательно заряженных и нейтральных оборванных связей соответственно,  $C_n$  и  $C_p$  — коэффициенты захвата электронов на дефекты в  $D^0$ -состоянии и дырок на дефекты в  $D^-$ -состоянии соответственно,  $r$  — коэффициент квадратичной межзонной рекомбинации,  $b$  — коэффициент пропорциональности,  $D_T^0$  — концентрация термоиндуцированных оборванных связей, появляющихся за счет локального нагрева пленки,  $\tau_1$  и  $\tau$  — характерные времена нагрева и структурной релаксации соответственно. Установление термодинамической равновесной концентрации дефектов происходит с характерным временем структурной релаксации  $\tau$ , определяемым перестройкой сетки аморфного кремния

$$\tau = \tau_0 \exp(E_B/kT), \quad (7)$$

где  $\tau_0$  — порядка  $10^{-10}\text{--}10^{-11} \text{ s}$  ( $1/\tau_0 = \nu$ , где  $\nu$  — фоновая частота попыток перескока),  $E_B$  — энергетический барьер структурной перестройки сетки  $a\text{-Si:H}$  между основным и метастабильным состояниями.

Уравнение (2) описывает концентрацию электронов в зоне проводимости, которые могут захватываться на нейтральные дефекты или рекомбинировать с дырками валентной зоны. Уравнение (3) — концентрацию отрицательно заряженных дефектов, которые образуются в результате процесса  $D^0 + n \rightarrow D^-$ . Уравнение (4) — изменение концентрации нейтральных оборванных связей дефектов в состоянии  $D^0$ . Член в квадратных скобках в этом уравнении учитывает рождение и аннигиляцию собственных дефектов из-за нагрева. Уравнение (5) описывает концентрацию дырок в валентной зоне, которые могут рекомбинировать как с электронами, находящимися на отрицательно заряженных оборванных связях  $D^-$ ,



**Рис. 6.** Расчетная (*a, c*) и экспериментальная (*b, d*) форма импульсов дефектной ФЛ для низкой (*a, b*) и высокой (*c, d*) мощности накачки. В последнем случае медленный передний фронт импульса определяется термостимулированным образованием собственных дефектов.

так и с электронами зоны проводимости. Последнее уравнение (6) описывает нагрев пленки.

Перед сравнением результатов расчетов с экспериментальными результатами необходимо сделать несколько пояснений: а) не претендуя на получение абсолютных значений концентрации дефектов, мы в системе уравнений (2)–(6) не учитываем захват электронов на состояния  $D^+$  и дырок на состояния  $D^0$ ; б) согласно данным, приведенным в работе [3], коэффициенты захвата  $C_n$  и  $C_p$  полагались при расчетах одинаковыми; в) оценка показывает, что при нагреве вплоть до температуры порядка 700 К систему уравнений (2)–(6) можно решать в приближении  $\tau_1 > \tau$ .

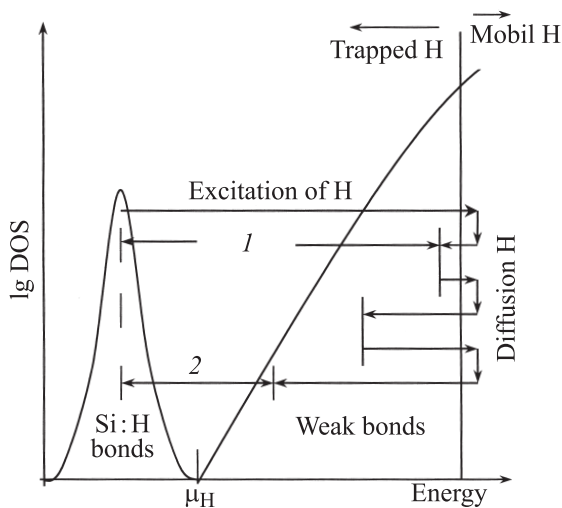
На рис. 6 приведено сравнение численного решения системы уравнений (2)–(6) для формы импульса дефектной ФЛ с экспериментально наблюдаемой формой импульса при слабой и максимальной накачке. При этом считалось, что интенсивность дефектной ФЛ пропорциональна  $nD^0$ . Как видно из этого рисунка, при слабых накачках  $I_p \sim 0.01$ , т.е. при температуре в точке локального нагрева, не сильно превышающей 300 К, передние фронты импульсов дефектной ФЛ, как расчетный (*a*) так и экспериментальный (*b*), резкие и практически совпадают с передним фронтом импульса накачки (последний не показан).

Анализ решения системы (2)–(6) показал, что в случае максимальной мощности накачки  $I_p = I_{\max}$  время нарастания переднего фронта импульса ФЛ определяется термоиндуцированным рождением собственных дефектов. Оно происходит с характерным временем

локального нагрева пленки  $a$ -Si:H порядка миллисекунды. При этом концентрация термоиндуцированных дефектов в стационарном состоянии значительно превосходит концентрацию начальных дефектов. На рис. 6, *c* приведена расчетная форма импульса дефектной ФЛ, учитывающей термоиндуцированное рождение дефектов в состоянии  $D^0$  и показывающая медленное нарастание переднего фронта ФЛ. Видно, что расчет хорошо описывает экспериментально наблюдаемый плавный передний фронт импульса дефектной ФЛ с большим временем нарастания (рис. 6, *d*).

Задние фронты рассчитанных импульсов дефектной ФЛ в случае сильной и слабой накачек определяются безызлучательной рекомбинацией неравновесных зарядов через дефектные состояния с характерными временами порядка десятка микросекунд. Таким образом, расчеты в соответствии с системой (2)–(6) хорошо описывают экспериментально наблюдаемую форму импульсов дефектной ФЛ во всем диапазоне интенсивностей накачек.

Экспериментально наблюдаемая зависимость интенсивности дефектной ФЛ от накачки (рис. 2) совпадает с расчетной, полученной из системы (2)–(6) при энергии образования дефектов в нейтральном состоянии  $U_D^0 \approx 0.85$  eV. Эта величина значительно больше  $U_D^0 = 0.2$  eV, полученной в работе [5], посвященной термически равновесной концентрации дефектов в  $a$ -Si:H при длительных временах отжига. Мы полагаем, что такое сильное расхождение обусловлено разными экспериментальными условиями образования собственных



**Рис. 7.** Схематическая диаграмма, показывающая распределение энергий связи водорода и процесс диффузии водорода.  $\mu_H$  — химический потенциал водорода. 1 и 2 — энергии образования дефектов  $2U_D^0$  для коротких и длинных времен отжига соответственно. Рисунок основан на рис. 13 из работы [5].

дефектов. На рис. 7 показана диаграмма распределения энергий связи водорода, связей кремния и процесс диффузии водорода. Как видно из этого рисунка, энергия образования дефектов в  $D^0$ -состоянии определяется положением энергетических уровней слабых связей Si—Si, из которых образуются дефекты. В нашем случае за характерные времена длительности импульсов, использовавшихся в экспериментах,  $\sim 10^{-2}$  s расстояние, которое может пройти атом водорода при коэффициенте диффузии  $10^{-14}$  cm<sup>2</sup>/s [6], составляет порядка 1 Å. Это значит, что за время импульса атомы водорода могут быть захвачены в основном на ближайшие слабые связи кремния с большой энергией связи, так как плотность их наибольшая. При длительных временах отжига, использовавшихся в [5], атомы водорода могут захватываться на более глубокие и соответственно более слабые связи кремния. В этом случае энергия образования дефектов должна быть меньше.

Полученная нами энергия образования собственных дефектов в  $D^0$ -состоянии 0.85 eV близка к энергетическому положению уровня собственных дефектов 0.9 eV (рис. 7). Энергия образования собственных дефектов в  $D^0$ -состоянии определяется как разность между одноэлектронной энергией  $E_D^0$  дефектного состояния и энергией хвоста валентной зоны  $V_{vb}$ , которая обусловлена слабой связью

$$U_{D^0} = E_{D^0} - V_{vb}. \quad (8)$$

Таким образом, при коротких временах отжига полученное значение  $U_{D^0} \approx 0.85$  eV свидетельствует о том, что собственные дефекты образуются из-за разрыва слабых Si—Si-связей, не сильно отличающихся от нормальных, находящихся по энергии вблизи края валентной зоны.

Предложенная модель подтверждается и экспериментальными результатами, представленными на рис. 4. Как видно из рисунка, при малой временной задержке между импульсами накачки время выхода на стационарное значение интенсивности дефектной ФЛ сокращается. Это обусловлено тем, что при  $\tau_1 > \tau$  термодинамически равновесная концентрация собственных дефектов определяется только температурой в точке локального нагрева. Полагая, что время охлаждения пленки после окончания импульса накачки порядка миллисекунды, при следующем импульсе, попадающем на спад температуры, термодинамически равновесная концентрация при данной температуре будет достигаться быстрее. Именно это и наблюдается в эксперименте. Таким образом, из результатов нашей работы следует, что время нагрева и охлаждения пленки на подложке 2–5 ms.

Необходимо отметить, что пленки *a*-Si:H, исследованные в настоящей работе, содержали 6–8 at.% кислорода, поэтому необходимо обсудить его влияние на полученные результаты. При введении кислорода с увеличением концентрации Si—O—Si-связей происходит уменьшение концентрации Si—H-связей. Это связано с тем, что энергия связи Si—O, соответствующая 5.5 eV, значительно больше, чем энергия связи Si—H — 3.5 eV. Как показано в [7], мостиковые кислородные атомы уменьшают число собственных дефектов и, следовательно, вероятность безызлучательной рекомбинации через дефектные состояния. Это приводит к значительному увеличению фотопроводимости и квантовой эффективности собственной фотолюминесценции *a*-Si:H(O). Мы полагаем, что основное влияние кислорода связано с уменьшением начальной концентрации нейтральных дефектов при комнатной температуре, что позволяет легче наблюдать рождение метастабильных дефектов на фоне низкой начальной концентрации собственных дефектов.

## 5. Заключение

Обнаружен экспоненциальный рост интенсивности дефектной ФЛ в пленках *a*-Si:H при сильном межзонном возбуждении, приводящем к локальному нагреванию пленки *a*-Si:H. Показано, что экспоненциальный рост интенсивности ФЛ обусловлен термостимулированным рождением собственных дефектов в нейтральном зарядовом состоянии  $D^0$  с энергией активации  $\sim 0.85$  eV. Общепринятая модель водородного стекла, основанная на термодинамическом равновесии двухфазной системы, состоящей из стеклоподобной системы Si—H-связей и фазы слабых Si—Si-связей, объясняет всю совокупность полученных экспериментальных результатов. Система кинетических уравнений, включающая термостимулированное образование собственных дефектов, хорошо описывает экспериментально наблюдаемую кинетику дефектной ФЛ. Таким образом, изучение кинетики дефектной ФЛ при межзонной импульсной накачке позволяет исследовать рождение собственных дефектов в режиме

реального времени при высоких температурах отжига, т.е. при коротких временах релаксации, для которых исследования ЭПР становятся затруднительными.

Авторы выражают признательность Л.С. Бреслер и В.И. Козубу за плодотворные дискуссии и конкретную помощь в работе над публикацией.

## Список литературы

- [1] М.С. Бреслер, О.Б. Гусев, Е.И. Теруков, Ю.К. Ундалов. ФТТ **50**, 1664, (2008).
- [2] R.A. Street, D.K. Biegelsen, R.I. Weisfield. Phys. Rev. B **30**, 5861 (1984).
- [3] M. Stutzmann, W.B. Jackson, C.C. Tsai. Phys. Rev. B **32**, 23 (1985).
- [4] J. Kakalios, W. Jackson. Advances in disordered semiconductors. In: Amorphous silicon and related materials / Ed. H. Fritzsche. V. A, B. Vol. 1. World Scientific, London (1989).
- [5] R.A. Street, K. Wiener. Phys. Rev. B **40**, 6236 (1989).
- [6] D.E. Carlson, C.W. Magee. Appl. Phys. Lett. **33**, 81 (1978).
- [7] M.A. Paesler, D.A. Anderson, E.C. Freeman, G. Moddel, W. Paul. Phys. Rev. Lett. **41**, 1492 (1978).