

© 1990

ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В АМОРФНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ С ПОДВИЖНЫМИ ПРИМЕСЯМИ. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ α -Si:H

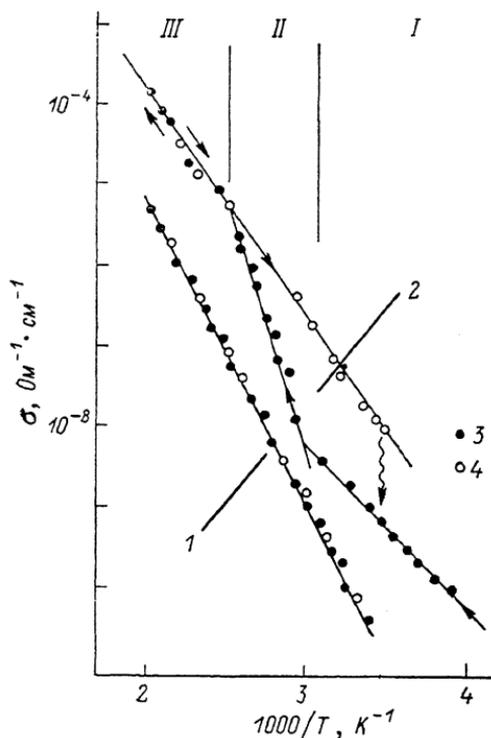
*С. Б. Алдабергена, В. Г. Карпов, К. В. Коугия,
А. Б. Певцов, В. Н. Соловьев, Н. А. Феоктистов*

Экспериментально исследованы электрические и оптические свойства водороднизированного аморфного кремния в условиях высокой подвижности атомов водорода (при температурах порядка и выше комнатной). Измеренные величины обнаруживают нетривиальные температурные зависимости, обусловленные изменениями структуры при термостимулированной диффузии водорода. Развита феноменологическая модель изменения электронных свойств аморфного полупроводника при структурных перестройках. Она основана на рассмотрении ансамбля случайных двухъямных потенциалов, переходы в которых меняют электронные состояния. Предложена микроскопическая интерпретация, основанная на учете прямого взаимодействия подвижных атомов примеси с локализованными электронами. Это взаимодействие ответственно за образование флуктуонных состояний, структура и свойства которых определяются случайным характером потенциального рельефа примесных атомов в аморфном веществе. Изменения электронных и оптических свойств аморфного полупроводника связаны с диффузионными процессами образования и распада флуктуонных состояний.

В серии работ [1-4] экспериментально показано, что многие электронные свойства легированного гидрированного аморфного кремния (α -Si : H) заметно меняются при термических воздействиях, стимулирующих диффузию водорода. Интерпретация наблюдаемых явлений в [1-4] была привязана к специфике свойств α -Si : H и основывалась на двух постулатах. Во-первых, предполагалось, что захват электронов в локализованные состояния сопровождается образованием дефектов структуры. Во-вторых, предполагалось, что образование дефектов происходит с участием легирующей примеси и стимулируется диффузией атомов водорода. Однако в независимых исследованиях [5-10] похожие эффекты наблюдались на нелегированных образцах α -Si : H.

Нам представляется, что упомянутые эффекты имеют общий характер для аморфных полупроводников и отражают высокую подвижность примесей в этих материалах. (В частном случае α -Si : H роль таких примесей играют атомы водорода). Действительно, известно, что аморфизация материала, как правило, значительно (на несколько порядков) увеличивает коэффициенты диффузии примесей. Это явление связывают с флуктуациями высот диффузионных барьеров в аморфном веществе, благодаря чему существуют сравнительно легкие пути для диффузии [11]. Наличие конечных случайных кластеров с низкими диффузионными барьерами способно обеспечить пространственно-ограниченную диффузию даже при весьма низких температурах. В результате этого и благодаря взаимодействию примесей с электронами диффузия примесей должна сказываться на электронных свойствах аморфного полупроводника в широкой области температур. Это отличает аморфные полупроводники от кристаллических. В последних диффузионные барьеры имеют определенную высоту, и при температурах, представляющих экспериментальный интерес, влиянием диффузии примесей на электронные свойства обычно можно пренебречь.

Таким образом, мы считаем, что «быстрая» диффузия примесей в аморфных полупроводниках приводит к структурным перестройкам, меняющим электронные состояния, причем флуктуации обеспечивают существование широкого спектра времен такого рода процессов. В этом состоит одно из двух основных утверждений настоящей работы. Его экспериментальному и теоретическому обоснованию посвящены разделы 1, 2. Второе утверждение касается механизма влияния диффузии примесей на электронные свойства. Оно состоит в том, что существенно прямое взаимодействие примесей с локализованными электронами в щели подвижности аморфного полупроводника. В результате термодинамически выгодно образование флуктуаций концентраций примесей в областях локализации электронов. Эти образования в идейном плане близки к флуктуонам, концепция которых применительно к кристаллическим полупроводникам была развита Кривоглазом [12]. В разделе 3 мы рассмотрим модификацию концепции флуктуонов на общий случай аморфных полупроводников, а в разделе 4 конкретизируем ее применительно к $a\text{-Si}:\text{H}$.



1. Экспериментальные результаты

Все исследования проводились на образцах нелегированного $a\text{-Si}:\text{H}$. Пленки толщиной 0.5—1 мкм наносились высокочастотным разложением силана в диодной системе на кварцевые подложки. В качестве рабочей смеси использовался 100% SiH_4 . Темпера-

Рис. 1. Зависимость проводимости от температуры $\sigma(T)$ нелегированного $a\text{-Si}:\text{H}$.

1 — образцы типа 1, 2 — типа 2, 3 — нагрев, 4 — охлаждение. Волнистая линия — релаксация проводимости со временем после быстрого охлаждения при $T=\text{const}$.

тура подложки варьировалась в пределах 220—270 °C. Скорость роста пленок не превышала 1.0 Å/с.

Измерения электрических и оптических характеристик полученных пленок проводились в специальном термостате из нержавеющей стали с оптическими окнами, откачанном до вакуума 10^{-4} Торр. Образец помещался на медном хладопроводе. Диапазон изменения температуры 80—500 К. Скорости нагрева и охлаждения, определяемые конструкцией термостата, варьировались в пределах 0.05—0.5 °C/с.

Для всех образцов измерялась оптическая ширина запрещенной зоны $E_g^{h\nu}$, которая составляла 1.65—1.7 эВ. Величина E определялась по стандартной процедуре [13], основанной на построении зависимости $\sqrt{\alpha h\nu} = \sqrt{\lambda(h\nu - E_g^{h\nu})}$, где $\alpha(h\nu)$ — коэффициент поглощения фотонов с энергией $h\nu$, λ — константа.

Варьирование технологических режимов (давление, скорость прокачки газа, ВЧ мощность) позволяло получать образцы с существенно различными температурными зависимостями электропроводности. Все образцы были условно разделены на два типа.

1-й тип. Зависимость $\sigma(T)$ характеризуется одной энергией активации в пределах 0.7—0.9 эВ для разных образцов (кривая 1 на рис. 1).

Зависимости $\sigma(T)$ для этого типа пленок, полученные в режиме нагрева и охлаждения, практически совпадают.

2-й тип. В зависимости $\sigma(T)$ при нагревании можно выделить участки I—III с различными энергиями активации (кривая 2 на рис. 1). Еще одной особенностью этого типа образцов является существенный гистерезис $\sigma(T)$, наблюдаемый при охлаждении. От образца к образцу энергия активации на участках I и III менялась в пределах 0.4—0.68 эВ, а на участке II иногда достигала 1.5—1.7 эВ [6], что заметно превосходит величину $E_g^{h\nu}/2$. Гистерезис у отдельных образцов доходил до одного порядка от начальной величины проводимости. Следует отметить, что изменение скорости нагрева и охлаждения в указанных выше пределах не внесло существенных изменений в наблюдаемые кривые $\sigma(T)$.

После охлаждения от начальной температуры отжига $T_A \approx 475$ К до комнатной температуры у образцов типа 2 в течение длительного времени происходила релаксация проводимости к равновесной величине. Кинетика релаксации изображена на рис. 2. Наблюдаемые зависимости описываются степенным законом $\sigma \sim t^{-\gamma}$ с показателем $\gamma \approx 0.4—0.5$.

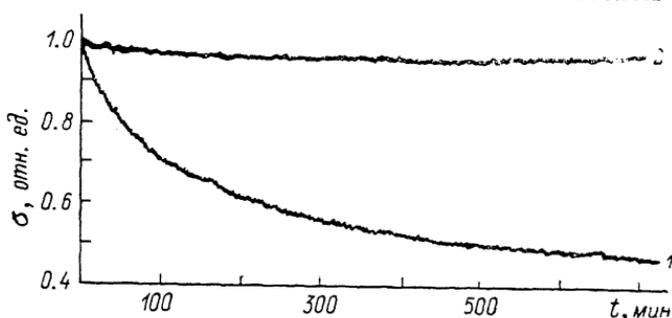


Рис. 2. Релаксация проводимости со временем $\sigma(t)$ нелегированного a -Si:H для образцов типа 2 при $T = \text{const}$.

1 — $T=298$, 2 — 475 К.

Степенная релаксация проводимости со временем согласуется с результатами работы [1]. На рис. 2 приведены также данные по измерению зависимости проводимости от времени $\sigma(t)$ при $T=475$ К. В этом случае релаксация практически отсутствует, что свидетельствует о термодинамически равновесном характере состояния системы при $T \approx 475$ К.

Кроме стандартных измерений зависимости $\sigma(T)$, описанных выше, мы проводили эксперименты по оригинальной методике, включающей следующий цикл процедур: 1) образец в течение 10—30 мин отжигался при температуре термодинамического равновесия $T_A^i = 475$ К; 2) образец быстро охлаждался до комнатной температуры T_A^{room} ; 3) после этого проводилось нагревание до некоторой температуры $T_A < T_A^i$, при которой образец выдерживался в течение 10—30 мин; 4) затем образец вновь охлаждался до T_A^{room} и при этой температуре измерялась проводимость.

Оказалось, что для образцов типа 2 результат измерений зависит от температуры T_A . По этой причине мы используем для него обозначение $\sigma(T_A)$. В то же время результаты измерений практически не зависели от скорости изменения температуры в достижимых пределах 0.05—0.5 °C/c. Описанный выше цикл был проведен для ряда значений T_A . Подчеркнем, что каждому измерению предшествовал отжиг при $T_A^i \approx 475$ К. Именно это отличает методику наших экспериментов от стандартной методики [1, 6].

Результаты описанных измерений приведены на рис. 3. Немонотонный характер полученной зависимости $\sigma(T_A)$ не является неожиданным. Он предопределен выбором последовательности измерений. Это легко понять, заметив, что крайние точки зависимости $\sigma(T_A)$ на рис. 3 отвечают одной и той же процедуре: отжигу при 475 К, охлаждению до комнатной температуры и измерению $\sigma(T_A)$. Однако, хотя обнаруженная немонотон-

ность и является в указанном смысле тривиальной, вид немонотонности, в частности положение экстремума, содержит информацию о физических процессах в системе. В дальнейшем мы продемонстрируем это явным образом.

Циклические эксперименты, аналогичные измерениям $\sigma(T_A)$, были проведены также для коэффициента поглощения $\alpha(\hbar\omega)$ в области изменения $\hbar\omega$: от 0.8 до 1.6 эВ. Спектральная зависимость $\alpha(\hbar\omega)$ в области слабого поглощения измерялась методом постоянного фототока [14, 15] в планарной конфигурации электродов. Абсолютная величина определялась по согласованию с результатами прямых оптических измерений. На вставке

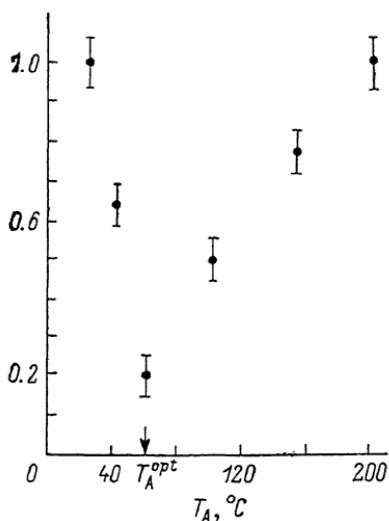


Рис. 3. Изменение проводимости в зависимости от температуры отжига $\sigma(T_A)$ нелегированного $a\text{-Si}:\text{H}$ в циклических экспериментах для образцов типа 2.

T_A — температура экстремума.

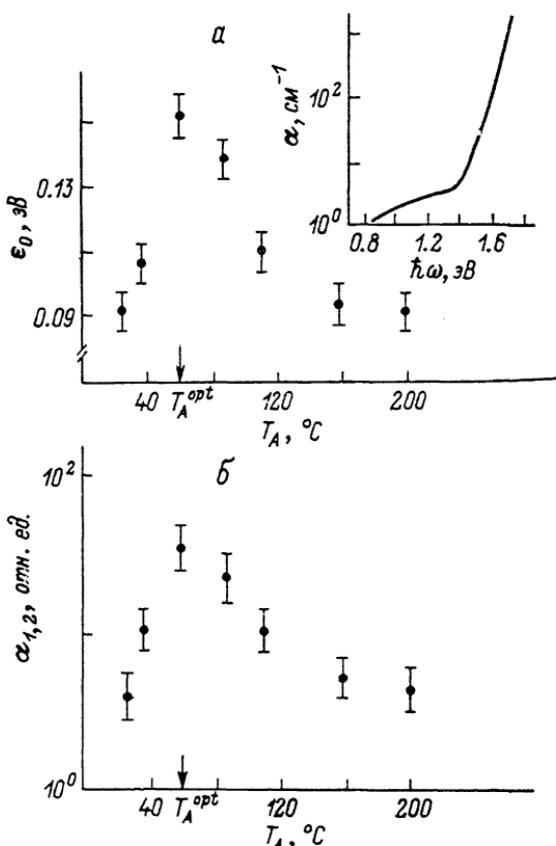


Рис. 4. Зависимость параметра Урбаха от температуры отжига $\epsilon_0(T_A)$ нелегированного $a\text{-Si}:\text{H}$ в циклических экспериментах для образцов типа 2 (а) и зависимость коэффициента поглощения света в области $\hbar\omega = 1.2$ эВ от температуры отжига $\alpha_{1,2}(T_A)$ нелегированного $a\text{-Si}:\text{H}$ в циклических экспериментах для образцов типа 2 (б).

На вставке — зависимость коэффициента поглощения света от энергии фотонов $\alpha(\hbar\omega)$ нелегированного $a\text{-Si}:\text{H}$, измеренная методом постоянного фототока.

к рис. 4 в качестве примера изображена зависимость $\alpha(\hbar\omega)$ для образца, отожженного при 475 К и охлажденного до комнатной температуры. Ее вид согласуется с результатами других авторов [7, 14, 15]. Видны экспоненциальный участок спада $\alpha \propto \exp(\hbar\omega/\epsilon_0)$ в области $1.4 \leq \hbar\omega \leq 1.6$ эВ и низкоэнергетическое плечо в районе 1.0—1.2 эВ. Был получен ряд кривых $\alpha(\hbar\omega)$ для образцов как типа 1, так и типа 2, причем каждый раз измерению при комнатной температуре предшествовал цикл процедур, описанных выше для $\sigma(T_A)$. На рис. 4 изображена зависимость $\epsilon_0(T_A)$ параметра ϵ_0 , характеризующего наклон края Урбаха. Там же показана аналогичная зависимость $\alpha_{1,2}(T_A)$ для коэффициента поглощения при $\hbar\omega = 1.2$ эВ. Приведенные данные относятся к образцам типа 2. Так же как и в случае $\sigma(T_A)$, принятая последовательность экспериментальных процедур обеспечивает одинаковые значения измеряемых величин $\epsilon_0(T_A)$ и $\alpha_{1,2}(T_A)$ в левой и правой крайних точках. Заметим,

что экстремумы всех трех зависимостей $\sigma(T_A)$, $\epsilon_0(T_A)$ и $\alpha_{1,2}(T_A)$ расположены вблизи одинаковой температуры T_A^{opt} . Для конкретного образца, данные измерений которого приведены на рис. 3, 4, величина $T_A^{\text{opt}} \approx 60^\circ\text{C}$.

В заключение этого раздела подчеркнем, что зависимости $\sigma(T_A)$, $\epsilon_0(T_A)$ и $\alpha_{1,2}(T_A)$ были обнаружены только для образцов типа 2. Для образцов типа 1 подобные зависимости отсутствуют.

2. Феноменологическая интерпретация

Долговременные релаксации, изменения параметров образца при отжиге, их чувствительность к режиму нагревания и охлаждения свидетельствуют, что наблюдаемые явления связаны с процессами перестройки атомной подсистемы. На этом этапе мы не будем уточнять, какие именно атомные движения вовлечены в процесс. С феноменологической точки зрения каждое микроскопическое атомное движение вызывает изменение энергии системы Δ при переходе в новое устойчивое положение в результате преодоления некоторого барьера высоты V . Описание таких процессов удобно вести, используя представления о соответствующих двухъямных потенциалах (рис. 5). Поскольку речь идет о неупорядоченной системе, нужно учесть, что параметры двухъямных потенциалов Δ и V флуктуируют. Простейшее предположение на этот счет состоит в том, что их вероятностные распределения равномерны в некоторых интервалах $\Delta \leq \Delta_0$

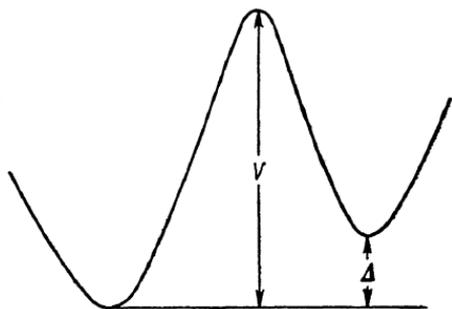


Рис. 5. Схематическое изображение модели двух состояний неупорядоченной системы.

V — высота потенциального барьера между двумя устойчивыми состояниями системы, Δ — разность энергий двух состояний системы.

и $V_{\text{min}} \leq V \leq V_{\text{max}}$. Это предположение оправдывает себя всякий раз (по крайней мере на качественном уровне), когда концепция двухъямных потенциалов используется для описания процессов в неупорядоченных системах, тепловых явлений, поглощения звука, динамической электропроводности и т. д. [16, 17]. Заметим также, что ролью сложных конфигураций с тремя и более энергетическими минимумами, существование которых не исключается, можно пренебречь в неупорядоченной системе, где одинаковые эффективности переходов между тремя и более минимумами предоставляются маловероятной случайностью.

Мы полагаем, что наблюдаемые в экспериментах изменения физических параметров a -Si: H отражают изменения заселенностей ям двухъямных потенциалов, т. е. структурные перестройки, отвечающие межъямным переходам, меняют электронные состояния. С этой точки зрения проанализируем термостимулированные процессы, описанные в разделе 1. Мы рассмотрим среднюю заселенность нижних минимумов ансамбля двухъямных потенциалов и покажем, что термостимулированные изменения этой величины соответствуют наблюдавшимся в наших опытах эффектам.

Прежде всего определим температурную зависимость средней заселенности $m(T)$ нижнего минимума двухъямного потенциала с заданными значениями Δ и $V \gg T$. Положим, что температура меняется с конечной скоростью $\Theta = (dT/dt) T^{-1}$. Время релаксации заселенностей ям двухъямного потенциала имеет активационную температурную зависимость $\tau = \tau_0 \exp(V/T)$, где $\tau_0 \sim 10^{-12}$ с (точное значение τ_0 в дальнейшем несущественно). Отсюда следует, что при низких T (когда $\Theta\tau \gg 1$) заселенность не успевает следовать за изменениями температуры и остается замороженной, а при высоких T (когда $\Theta\tau \ll 1$) заселенность адиабатически

следует за изменениями температуры. Характерная температура перехода между этими режимами

$$T_V = V/\mathcal{L}, \quad \mathcal{L} \equiv \ln(T_V/\theta\tau_0). \quad (1)$$

Переходная область является относительно узкой

$$\Delta T_V = T_V/\mathcal{L} \ll T_V,$$

поскольку $\mathcal{L} \gg 1$. Например, при типичных значениях параметров $\tau_0 \sim 10^{-12}$ с, $\theta \sim 0.1$ град·с⁻¹, $T_V \sim 100$ °С имеем $\mathcal{L} \approx 30$.

Таким образом, переход между двумя режимами происходит практически скачком. Это изображено на рис. 6, а, где показаны зависимости $m(T)$ в режиме нагревания и охлаждения. Как видно, между этими зависимостями имеется гистерезис.

Усреднение по асимметриям Δ в ансамбле двухъямных потенциалов при фиксированной высоте барьера не сказывается на качественном виде

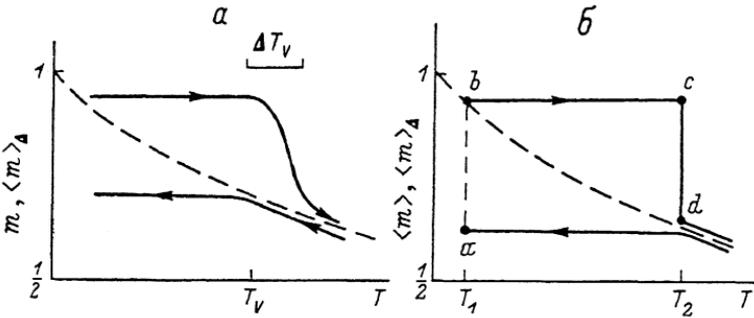


Рис. 6.

а — температурная зависимость заселенности $m(T)$ нижнего минимума двухъямного потенциала с заданным значением высоты барьера $V = \mathcal{L}T_V$. Штриховая линия — температурная зависимость равновесной заселенности, определяемая формулами (2) или (3); $\langle m \rangle_\Delta$ — средняя по ансамблю Δ заселенность; б — к расчету изменения средней заселенности нижних минимумов двухъямных потенциалов $\langle m \rangle$. Штриховая линия — средняя по ансамблю равновесная заселенность $\langle m \rangle_\Delta$, определяемая формулой (3).

изображенных зависимостей. Единственное изменение состоит в том, что температурная зависимость равновесной заселенности (штриховая линия на рис. 6, а)

$$\bar{m}(T) = [1 + \exp(-\Delta/T)]^{-1} \quad (2)$$

переходит в зависимость

$$\langle \bar{m}(T) \rangle_\Delta = \frac{1}{2} + \frac{T}{\Delta_0} \ln \operatorname{ch} \frac{\Delta_0}{2T}. \quad (3)$$

Учтем теперь дисперсию барьеров. Она порождает равномерное распределение температур T_V^1 в интервале от $T_{V \max} = V_{\max}/\mathcal{L}$ до $T_{V \min} = V_{\min}/\mathcal{L}$. Если температура системы меняется в интервале $T_{V \min} < T < T_{V \max}$, то имеет место гистерезис средней по ансамблю заселенности. При повышении температуры на δT в этом интервале доля оттаивших потенциалов составляет $\delta T (T_{V \max} - T_{V \min})^{-1}$. Эти потенциалы переходят в адиабатический режим, так что их заселенность становится равновесной. Изменение средней по ансамблю заселенности при повышении температуры от $T_1 < T_{V \min}$ до $T_2 > T_{V \max}$ можно с помощью рис. 6, б выразить в виде

$$\langle \Delta m_{12} \rangle = S_{abcd} (T_{V \max} - T_{V \min})^{-1}, \quad (4)$$

S_{abcd} — площадь фигуры $abcd$. При понижении же температуры изменение средней по ансамблю заселенности есть

$$\langle \Delta m_{21} \rangle = S_{abcd} (T_{V \max} - T_{V \min})^{-1}, \quad (5)$$

S_{abd} — площадь фигуры abd . Относительный гистерезис

$$\frac{\langle \Delta m_{12} \rangle - \langle \Delta m_{21} \rangle}{\langle \Delta m_{12} \rangle} = \frac{S_{bcd}}{S_{abcd}} \quad (6)$$

лежит в пределах от $1/2$ (при $T_2 \ll \Delta_0$) до 1 (при $T_2 \gg \Delta_0$).

Выражения (3)—(5) дают полное описание поведения рассматриваемого ансамбля двухъямных потенциалов в различных режимах изменения температуры. В качестве полезного в дальнейшем примера рассмотрим поведение $\langle \Delta m_{12} \rangle$ при нагревании от температуры $T_1 < T_{v \min}$ до $T_2 > T_{v \max}$. При $T < T_{v \min}$ очевидно $\langle \Delta m_{12} \rangle \approx 0$. При $T > T_{v \min}$ характер изменения $\langle \Delta m_{12} \rangle$ зависит от соотношения между Δ_0 и T . Если $T < \Delta_0$, то температурная зависимость $\langle \Delta m_{12} \rangle$ близка к квадратичной. В противном случае при $T > \Delta_0$ (но все еще $T < T_{v \max}$) эта зависимость близка к линейной. При еще больших температурах $T > T_{v \max}$ вновь $\langle \Delta m_{12} \rangle \approx 0$, т. е. средняя по ансамблю заселенность $\langle m \rangle$ стремится к насыщению.

Аналогичным образом можно было бы рассмотреть поведение $\langle m \rangle$ и при других режимах нагревания или охлаждения.

Связь температурных зависимостей $\langle m \rangle$ и проводимости $\sigma(T)$ обусло-

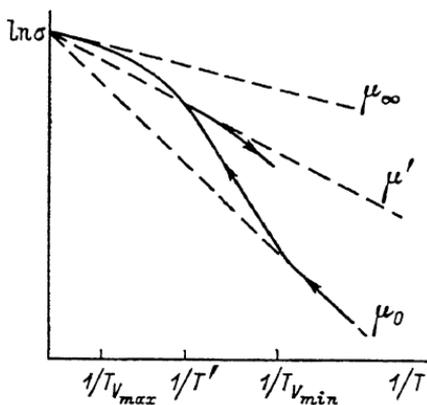


Рис. 7. Качественный вид температурной зависимости проводимости $\sigma(T)$, определяемый формулами (7), (8).

μ_0 — энергия активации проводимости при $T < T_{v \min}$,
 μ_∞ — энергия активации проводимости при $T > T_{v \max}$,
 μ' — положение уровня Ферми при охлаждении от некоторой промежуточной температуры $T = T'$.

влена сдвигом $\Delta \mu$ уровня Ферми μ при структурных перестройках, поскольку

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\mu/T) \quad (7)$$

при рассматриваемых не слишком низких T . Сдвиг $\Delta \mu$ вызван изменением концентрации электрически активных дефектов $|\Delta M| = M |\langle \Delta m \rangle|$ при структурных перестройках, отвечающих двухъямным потенциалам, общая концентрация которых есть M . Если плотность состояний на уровне Ферми $g(\mu)$ является не слишком резкой функцией энергии, то очевидно

$$|\Delta \mu| = M \frac{|\langle \Delta m \rangle|}{g(\mu)}. \quad (8)$$

В основном состоянии материала, которому соответствует максимальное заполнение $\langle m \rangle = 1$ нижних ям двухъямных потенциалов, величина $\mu = \mu_0$. При возбуждении, сопровождающемся переходами в двухъямных потенциалах, μ меняется и в предельном случае $\langle m \rangle = 1/2$ принимает значение μ_∞ .

На рис. 7 изображен температурный ход проводимости (7) при нагревании, отражающий описанную выше зависимость $\langle \Delta m_{12}(T) \rangle$. В области низких температур $T < T_{v \min}$ энергия активации проводимости равна μ_0 , а в области высоких $T > T_{v \max}$ она асимптотически стремится к $\mu_\infty < \mu_0$. Резкое увеличение эффективной энергии активации в промежуточной области $T_{v \min} < T < T_{v \max}$ отражает температурную зависимость $\langle \Delta m_{12}(T) \rangle$, обеспечивающую перемещение уровня Ферми. Измеренная на этом участке энергия активации может заметно превышать $E_g^{h\nu}/2$. На этом же рисунке показан ход проводимости при охлаждении от промежуточной температуры T' , при которой уровень Ферми занимает положение $\mu = \mu'$ между μ_0 и μ_∞ . Гистерезис между зависимостями $\sigma(T)$ в режимах нагревания и охлаждения обусловлен обсуждавшимся выше гистерезисом $\langle \Delta m_{12} \rangle$ —

— $\langle \Delta m_{21} \rangle$. Описанное поведение проводимости (рис. 7) дает феноменологическую интерпретацию результатов измерений (рис. 1) для образцов типа 2. Постоянная энергия активации, установленная для образцов типа 1 (рис. 1, 1), означает, что для них температура $T_{v \min}$ превышает температуру измерений и система двухъямных потенциалов остается замороженной в процессе экспериментов. Численные параметры нашей феноменологической модели мы оценим позже.

Перейдем к рассмотрению релаксации замороженной проводимости со временем. Пусть температура быстро понизилась от T_2 до значения $T_1 > T_{v \min}$. Последующая релаксация проводимости обеспечивается смещением уровня Ферми к термодинамически равновесному значению $\mu(T_1)$, т. е.

$$\sigma \propto \exp\{-\Delta\mu(t)/T\} = \exp\{-M \langle \Delta m(t) \rangle / g(\mu) T\}. \quad (9)$$

Зависимость $\langle \Delta m(t) \rangle$ обусловлена термализацией системы двухъямных потенциалов. Условие $\tau \leq t$ определяет долю от общего числа двухъямных потенциалов

$$\xi = \left[\left(T \ln \frac{t}{\tau_0} \right) - V_{\min} \right] (V_{\max} - V_{\min})^{-1}, \quad (10)$$

которая успела термализоваться за время t . Среднее изменение равновесной заселенности нижних ям потенциалов составляет $\langle \bar{n}(T_1) \rangle_{\Delta} - \langle \bar{n}(T_2) \rangle_{\Delta}$. Умножив эту разность на ξ , получаем искомую зависимость $\langle \Delta m(t) \rangle$, фигурирующую в (9). В результате

$$\sigma \propto (t/\tau_{\min})^{-\gamma}, \quad \tau_{\min} = \tau_0 \exp(V_{\min}/T_1), \quad (11)$$

$$\gamma = \frac{M}{g(\mu) \Delta_0} \left(T_1 \ln \operatorname{ch} \frac{\Delta_0}{2T_1} - T_2 \ln \operatorname{ch} \frac{\Delta_0}{2T_2} \right) \frac{1}{V_{\max} - V_{\min}}. \quad (12)$$

Предсказываемая (11) релаксация проводимости со временем по степенному закону согласуется с экспериментальными результатами настоящей работы (рис. 2) и с данными работы [1].

Перейдем к обсуждению циклических экспериментов, результаты которых представлены на рис. 3, 4. Применительно к рассматриваемой модели последовательность использованных процедур такова: 1) в начальный момент двухъямные потенциалы находятся при температуре T_A^i в состоянии термодинамического равновесия; 2) температура скачком понижается до значения T_A^{room} , так что система по крайней мере частично замораживается; 3) через короткое время вновь скачком температура повышается до величины T_A , которая сохраняется в течение времени t ; 4) температура скачком понижается до значения T_A^{room} , при котором производятся измерения. Приведенное описание отражает экспериментальную последовательность процедур, которую мы использовали. Однако для теоретического анализа второй шаг в описанной последовательности можно опустить, полагая, что температура скачком меняется от T_A^i до T_A . Несуществен и четвертый шаг, поскольку роль понижения температуры до T_A^{room} состоит в замораживании чисел заполнения ям при значениях, отвечающих T_A . Поэтому задача ставится следующим образом. В начальном состоянии при температуре T_A^i система двухъямных потенциалов находится в состоянии термодинамического равновесия. Требуется определить среднее изменение заселенностей ям через время t после скачкообразного изменения температуры до значения $T_A < T_A^i$. Эта задача фактически уже была решена выше при рассмотрении релаксации замороженной проводимости. Результат имеет вид

$$\langle \Delta m \rangle = \mathcal{L} \frac{T_A - T_i}{V_{\max} - V_{\min}} \left[\frac{T_A^i}{\Delta_0} \ln \operatorname{ch} \frac{\Delta_0}{2T_A^i} - \frac{T_A}{\Delta_0} \ln \operatorname{ch} \frac{\Delta_0}{2T_A} \right], \quad (13)$$

где

$$T_i = V_{\min}/\mathcal{L}, \quad \mathcal{L} = \ln(t/\tau_0). \quad (14)$$

Выражение в квадратных скобках (13) представляет собой разность средних равновесных заселенностей $\langle \bar{m}(T_A) \rangle_{\Delta} - \langle m(T_A^i) \rangle_{\Delta}$; остальные множители дают величину ξ (10). Из (13) можно найти температуру T_A^{opt} , при которой величина $\langle \Delta m \rangle$ достигает максимума. Аналитические выражения получаются в предельных случаях

$$T_A^{\text{opt}} = \begin{cases} 1/2(T_A^i + T_t), & T_A^i \ll \Delta_0, \\ (T_A^i T_t)^{1/2}, & T_A^i \gg \Delta_0. \end{cases} \quad (15)$$

Заметим, что T_A^{opt} не зависит от Δ_0 только в предельных случаях (15); при $T_A^i \sim \Delta_0$ зависимость $T_A^{\text{opt}}(\Delta_0)$ имеет место.

Физическое происхождение максимума $\langle \Delta m \rangle$ очевидно. Если охлаждение $T_A^i - T_A$ достаточно мало, то замораживание системы несущественно и $\langle \Delta m \rangle$ в основном пропорционально разнице равновесных заселенностей $\langle \bar{m}(T_A) \rangle_{\Delta} - \langle \bar{m}(T_A^i) \rangle_{\Delta}$, которая растет с ростом $T_A^i - T_A$. В случае значительного охлаждения главную роль в изменении $\langle \Delta m \rangle$ играет термализация за время t , скорость которой растет с ростом T_A . Экстремум $\langle \Delta m \rangle$ достигается при оптимальном сочетании скорости термализации и изменения равновесной заселенности.

Связь описанного немонотонного поведения $\langle \Delta m \rangle$ с результатами циклических экспериментов по измерению проводимости (рис. 3) устанавливается соотношениями (7), (8). Что касается циклических экспериментов по измерению поглощения (рис. 4), то вывод об их связи с поведением $\langle \Delta m \rangle$ имеет здесь эмпирический характер. Мы лишь констатируем, что зависимости $\epsilon_0(T_A)$ и $\alpha_{1,2}(T_A)$ качественно такие же, как $\sigma(T_A)$, и немонотонный характер всех трех зависимостей соответствует зависимости $\langle \Delta m(T_A) \rangle$. Обсуждение физического механизма влияния переходов в двухъямных потенциалах на ϵ_0 и $\alpha_{1,2}$ выходит за рамки настоящей работы.

Таким образом, развитый феноменологический подход позволяет в едином ключе объяснить все имеющиеся у нас экспериментальные данные как следствие термостимулированных переходов в ансамбле случайных двухъямных потенциалов. Сопоставление полученных выражений с экспериментальными результатами раздела 1 дает возможность оценить численные значения параметров модели: $\Delta_0 \approx 0.04$ эВ, $V_{\text{max}} \approx 1.5$ эВ, $V_{\text{min}} \approx 0.7$ эВ, $M/g(\mu) \approx 0.4$ эВ, $\mathcal{L} \approx 30$. Эти значения относятся к образцам типа 2. Заметим, что значение $V_{\text{max}} \approx 1.5$ эВ соответствует эмпирически установленной энергии активации диффузии водорода в $\alpha\text{-Si}:\text{H}$ [18]. Это позволяет полагать, что рассматриваемые структуры перестройки связаны с диффузией водорода. Для образцов типа 1 можно дать лишь оценку V_{min} снизу: $V_{\text{min}} \geq 1.2$ эВ. Последняя представляет собой минимальную высоту барьера, гарантирующую неэффективность переходов в двухъямных потенциалах в исследуемом температурном интервале $T < T_A^i \approx 500$ К, как это вытекает из экспериментальных данных для образцов типа 1.

В заключение этого раздела отметим некоторые вопросы, которые, хотя и выходят за рамки данного феноменологического описания, имеют к нему непосредственное отношение. Во-первых, связав концентрацию дефектов с заполнением нижних минимумов двухъямных потенциалов, мы приходим к выводу, что концентрация дефектов при любых воздействиях не может меняться более чем в два раза. Этот вывод едва ли приемлем, поскольку известно, что концентрация электрически активных дефектов в $\alpha\text{-Si}:\text{H}$ может существенно меняться, например, при световых воздействиях (эффект Стеблера—Вронского [19, 20]). Во-вторых, остается неясным, каким образом в аморфной системе при имеющихся значительных флуктуациях структуры разница Δ между бездефектной и дефектной конфигурациями, приближаясь сколь угодно близко к нулю, в то же время никогда не становится отрицательной. На оба поставленных вопроса можно ответить, если считать, что встречаются конфигурации с энер-

гиями Δ различных знаков, но концентрация конфигураций с $\Delta > 0$ чуть больше и эта избыточная концентрация только и играет роль в рассмотренном выше феноменологическом подходе. Иная точка зрения будет изложена в последующих разделах. Она сводится к тому, что применимость изложенного феноменологического описания ограничена и в действительности термостимулированные перестройки не вполне описываются моделью двухъямного потенциала в ее использованном простейшем виде. Мы определим ниже микроскопическую природу характерной энергии $\Delta_0 \approx 0.04$ эВ и природу различий между образцами типов 1 и 2, а также роль диффузии водорода в рассматриваемых процессах.

3. Флуктуоны в неупорядоченных системах

Следуя Кривоглазу [12], мы называем флуктуоном образование большого радиуса $R \gg a$ (a — характерное межатомное расстояние), в котором электрон локализован вблизи флуктуации концентрации примеси и своим полем поддерживает стационарность этой флуктуации. Для рассмотрения флуктуонов в аморфной системе учтем, что потенциальный рельеф примесного атома в аморфной системе имеет случайный характер (рис. 8). Для

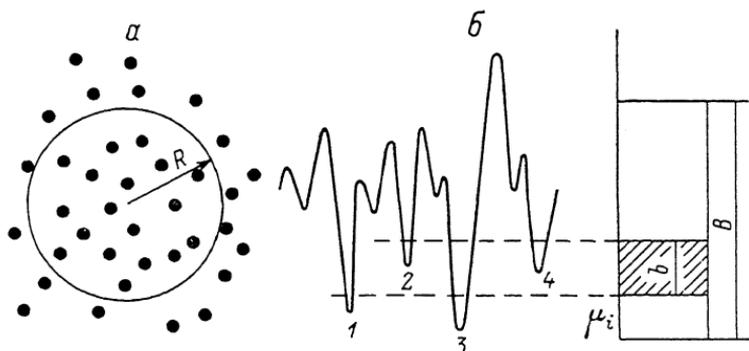


Рис. 8.

а — флуктуация концентрации примесных атомов (водорода) в области локализации электрона (R — радиус локализации) при образовании флуктуона; б — случайный потенциальный рельеф для примесного атома (водорода) и плотность состояний минимумов потенциальных ям. В отсутствие электрона атомы примеси заполняют минимумы 1 и 3 до демаркационной энергии μ_i ; при образовании флуктуона дополнительно заполняются минимумы 2 и 4; B — ширина вероятностного распределения минимумов потенциальных ям (ось абсцисс — плотность состояний, ось ординат — энергия).

простоты мы будем считать вероятностное распределение минимумов потенциальных ям рельефа равномерным с шириной B . При $T=0$ примесные атомы последовательно заполняют ямы с энергиями от минимальной до некоторой демаркационной энергии μ_i (рис. 8). Ряд свойств описанной модели рассмотрен в работе [21]. Поэтому здесь мы ограничимся кратким изложением, необходимым для понимания последующих результатов.

Рассмотрим сферу радиуса $R \gg a$, в которой локализован электрон с энергией E_0 ниже края подвижности. Его энергия линейно зависит от избыточного (по сравнению со средним) числа примесей в области локализации. Это взаимодействие обуславливает энергетический выигрыш от создания локальной флуктуации концентрации примесей. Однако создание такой флуктуации сопряжено и с некоторым проигрышем энергии даже при нулевой температуре. Действительно, положим, что в область локализации, содержащую $(R/a)^3$ узлов, помещено N избыточных примесей. Они заполняют энергетические минимумы в слое со средней шириной $b=BN (a/R)^3$ выше энергии μ_i (рис. 8). Это приводит к возрастанию энергии в среднем на $1/2bnN=1/2BN^2 (a/R)^3$. В результате полная энергия флуктуона составляет

$$E = E_0 - A (a/R)^3 N + (B/2) (a/R)^3 N^2, \quad A = \text{const.} \quad (16)$$

Она минимальна, когда

$$N = N_0 = A/B. \quad (17)$$

При этом

$$E = E_0 - w_0, \quad w_0 = (A^2/2B) (a/R)^3. \quad (18)$$

Получившиеся выражения формально такие же, как и в случае взаимодействия локализованного электрона с деформацией, роль которой здесь играет избыточное число примесей. При этом w_0 представляет собой аналог поляронного сдвига.

Мы не обсуждаем структуру локализованной электронной волновой функции. В рассматриваемом приближении она характеризуется лишь радиусом R , который в принципе может быть определен условием минимума энергии (18) с учетом зависимости $E_0(R)$. Однако, поскольку вид последней неизвестен, мы полагаем, что минимизация по R в (18) уже выполнена, и в качестве R используем эмпирические оценки радиусов локализованных состояний в аморфном полупроводнике [22] $R \approx 10 \text{ \AA}$. Хотя предполагавшееся условие $(R/a)^3 \gg 1$ при этом выполняется без большого запаса, мы будем использовать далее выражения (16)–(18) как дающие по крайней мере качественный результат.

Для оценки энергетического параметра A заметим, что, в согласии со смыслом [16], он представляет собой изменение энергии локализованного электрона при изменении числа примесей на единицу в области локализации. Это изменение энергии происходит благодаря короткодействующему (радиуса $a \ll R$) потенциалу примеси. В предельном случае $a=R$ величина A представляет собой изменение потенциальной энергии атомного электрона при замене атома основной матрицы примесным атомом. Это изменение, очевидно, имеет атомный масштаб. Таким образом, можно оценить $A \sim 10 \text{ эВ}$. Параметр B , характеризующий флуктуации потенциального рельефа, можно по порядку величины оценить из данных о диффузии примесей в аморфных сплавах [11], что дает $B \sim 1 \text{ эВ}$. Взяв отношение $R/a \sim 10$, получаем, что по порядку величины $|N_0| \sim 10$ и $w_0 \sim 0.1 \text{ эВ}$. Поскольку $|N_0| \ll (R/a)^3$, короткодействующим межпримесным взаимодействием можно пренебречь. Одновременно это означает, что $b \ll B$. Подчеркнем, что приведенные оценки дают $|N_0| \gg 1$ и характерный флуктуонный выигрыш в энергии w_0 порядка десятых долей электрон-вольта, попадающий в область характерных для полупроводников энергий.

Необходимо заметить, что выражения (16)–(18) определяют средние, без учета флуктуаций, значения величин. Флуктуации возникают потому, что в области локализации электрона реализуются различные наборы потенциальных ям для атомов примеси. Такого рода флуктуации были рассмотрены в [21]. Здесь мы отметим лишь, что их масштаб относительно мал. Действительно, для флуктуаций, отвечающих отличию энергии от w_0 на величину меньше или порядка w_0 , можно полагать, что типичная флуктуация $\Delta N \sim \sqrt{|N_0|}$. Это соответствует масштабу затухания флуктуаций $\sim w_0/\sqrt{|N_0|}$. Для флуктуаций больших масштабов затухание оказывается еще более резким [21]. Поэтому в дальнейшем мы пренебрежем флуктуациями величин N_0 и w_0 , считая их равными своим средним значениям.

С ростом температуры флуктуоны разваливаются путем «испарения» избыточных атомов примеси за счет диффузии. Для описания этого эффекта необходимо вместо (16) рассматривать свободную энергию с учетом энтропийного вклада. Это было сделано в [21]. Однако основной результат такого рассмотрения можно получить на основе простых качественных аргументов. Для этого заметим, что, как следует из (16)–(18), понижение энергии электрона за счет создания флуктуона $A (a/R)^3 N_0 = 2w_0$. Разделив эту энергию на число избыточных примесей $|N| = |N_0|$, мы оценим эффективную энергию связи одного примесного атома во флуктуоне

$$T^* = 2w_0/|N_0|. \quad (19)$$

Характерная величина T^* порядка нескольких сотен градусов Кельвина. Можно утверждать, что при $T \ll T^*$ температура практически не оказывает влияния на флуктуон ($N \approx N_0$), а при $T \geq T^*$ флуктуон «испаряется» ($N \rightarrow 0$). Отсюда следует, что при повышении температуры от нуля до T^* электронные энергетические уровни смещаются на величину порядка $2w_0$ к краю подвижности. Это смещение обуславливает температурный сдвиг уровня Ферми.

На этом этапе мы закончим описание флуктуонной модели. Следующий шаг состоит в том, чтобы в рамках этой модели рассмотреть термостимулированные процессы, обсуждавшиеся в разделах 1, 2.

4. Ф л у к т у о н н а я м о д е л ь $a\text{-Si} : \text{H}$

В настоящем разделе мы конкретизируем флуктуонную модель применительно к $a\text{-Si} : \text{H}$. В этом случае роль подвижных нейтральных примесей, образующих флуктуоны, играют атомы водорода. Их диффузия при рассматриваемых температурах $T \approx 300 \div 500$ К достаточно эффективна [18] и способна обеспечивать изменение пространственных конфигураций за характерные времена экспериментов.

Дальнейшая конкретизация модели требует уточнения природы локализованных электронных состояний и состояний водорода в $a\text{-Si} : \text{H}$. Мы следуем общепринятой точке зрения [22, 23], согласно которой в щели подвижности $a\text{-Si} : \text{H}$ доминируют состояния оборванных связей с радиусом локализации $R \approx 10 \text{ \AA}$. В отличие от негидрированного $a\text{-Si}$ концентрация оборванных связей в $a\text{-Si} : \text{H}$ сравнительно мала, поскольку введение водорода приводит к пассивации подавляющего их большинства. Тем не менее некоторая малая концентрация ($\leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$) оборванных связей сохраняется. Они существуют несмотря на наличие большой концентрации водорода, как правило, от одного до десятков атомных процентов. Существование оборванных связей одновременно с большой концентрацией водорода означает, что пассивация не всегда энергетически выгодна.

Физическая интерпретация последнего утверждения основана на учете флуктуаций микроскопических атомных конфигураций, в которых реализуются оборванные связи. Для большинства этих конфигураций пассивация энергетически выгодна. Однако в малой доле конфигурации атомов таковы, что внедрение в них атомов водорода, необходимых для пассивации, требует слишком больших энергетических затрат и оказывается термодинамически невыгодным. Другими словами, между оборванными и пассивированными связями существует некоторое термодинамическое равновесие, определяющее концентрацию тех и других. Состояния оборванной и пассивированной связей в $a\text{-Si} : \text{H}$ мы отождествляем с двумя энергетическими минимумами в феноменологической модели двухъямного потенциала из раздела 2.

* Мы учтем возможность образования флуктуонов электронами оборванных связей. Развал флуктуонов с ростом температуры приводит к увеличению свободной энергии оборванных связей. Отсюда следует, что с ростом температуры термодинамическое равновесие смещается в сторону пассивированных связей, а концентрация оборванных связей уменьшается. В рамках модели двухъямных потенциалов это означает, что с ростом T смещается вверх по энергии тот минимум, который соответствует оборванной связи. Это свойство двухъямного потенциала, естественно, не могло быть учтено на феноменологическом уровне модели (раздел 2).

Как было показано в разделе 3, развал флуктуонов, а с ним и температурное смещение соответствующих минимумов двухъямных потенциалов происходят в области $T \leq T^*$; при температурах заметно больше T^* ситуация близка к насыщению. Следовательно, изменение заселенности ям в ансамбле случайных двухъямных потенциалов осуществляется в основном при $T \leq T^*$. Последнее утверждение является следствием флуктуонной модели. Однако его можно получить и в рамках феноменологической модели раздела 2, если постулировать, что вероятностное распреде-

ление асимметрий Δ двухъямных потенциалов ограничено величиной $\Delta_0 = T^*$. В этом случае также основное изменение заселенностей ям (но при неизменном положении минимумов) будет происходить при $T \leq T^*$. Таким образом, мы пришли к выводу, что оцененная в разделе 2 величина $\Delta_0 \approx 0.04$ эВ дает одновременно и характерную флуктуонную температуру T^* . Эта оценка согласуется с данной в разделе 3 независимой оценкой T^* порядка нескольких сотен градусов Кельвина. Подчеркнем, что в отличие от феноменологической модели раздела 2 во флуктуонной модели отнюдь не предполагается $\Delta \geq 0$, а изменение заселенностей с температурой происходит благодаря температурной зависимости Δ как при $\Delta > 0$, так и при $\Delta < 0$. Только при переходе к феноменологической модели, не учитывающей зависимости $\Delta(T)$, приходится считать, что $0 \leq \Delta \leq \Delta_0 \approx T^*$.

Более детальная интерпретация модели двухъямных потенциалов дана на рис. 9, где показаны энергии оборванной и пассивированной связей в зависимости от числа N избыточных атомов водорода в объеме R^3 , где R — радиус локализации. Для полностью симметричной конфигурации ($\Delta = 0$) межъямный барьер равен $w_0/4$, как легко видеть из (16). Однако такой барьер почти не влияет на вероятности межъямных переходов, которые связаны с изменением N и требуют преодоления гораздо более высоких диффузионных барьеров. Следовательно, величины V_{\min} и V_{\max} , оцененные в разделе 2, характеризуют разброс высот диффузионных барьеров в α -Si : H.

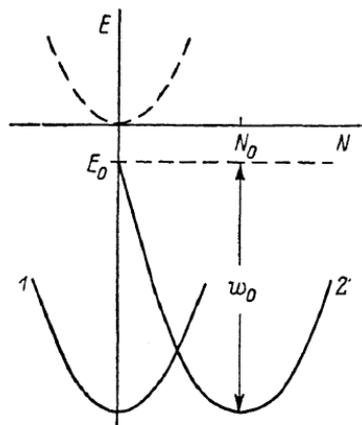


Рис. 9. Энергия E пассивированной связи (1) и флуктуона (2) в зависимости от избыточного числа атомов водорода N в области локализации электрона.

Штриховой линией показана энергия избыточных атомов водорода. E_0 — затравочная энергия электрона (в отсутствие избытка атомов водорода), w_0 — флуктуонный сдвиг энергии.

Флуктуонная модель дает также естественную интерпретацию различий между образцами типов 1 и 2. По причинам технологического характера образцы типа 1 имеют сравнительно меньшую степень разупорядоченности. В частности, для них относительно мал разброс B минимумов потенциального рельефа (рис. 8) и разброс высот диффузионных барьеров. Малость B приводит к тому, что флуктуонный сдвиг $w_0 = (A^2/2B)(a/R)^3$ в образцах типа 1 относительно велик и, следовательно, электронные состояния, а с ними и уровень Ферми лежат глубже в щели подвижности. Это объясняет сравнительно большую энергию активации проводимости для образцов типа 1, установленную в разделе 1. С другой стороны, меньший разброс диффузионных барьеров в образцах типа 1 позволяет понять сравнительно неэффективность диффузии в них и обусловленную этим нечувствительность к термическим воздействиям.

Таким образом, флуктуонная модель α -Si : H позволяет объяснить все полученные нами результаты и дает микроскопическое обоснование развитого в разделе 2 феноменологического подхода. По нашему мнению, эта модель описывает также и данные работ [1-4], хотя численные параметры модели в этом случае могут быть другими.

Основной результат работы состоит в экспериментальном и теоретическом исследовании процессов в аморфном полупроводнике с подвижными примесями на примере α -Si : H. Наши экспериментальные результаты показывают, что электрические и оптические свойства исследуемого материала меняются в результате структурных перестроек, стимулированных тепловым воздействием. Проведенный теоретический анализ связывает такие перестройки с прямым взаимодействием между локализованными

электронами и подвижными примесями. Это взаимодействие является причиной образования флукуонов. Термический развал последних за счет диффузии примесных атомов обуславливает нетривиальное поведение материала при различного рода тепловых воздействиях.

Выявленная в настоящей работе роль прямого взаимодействия электронов с подвижными примесными атомами аморфного полупроводника может быть важной еще в ряде эффектов. Отметим здесь две такие возможности. Первая связана с влиянием засветки на свойства образцов. Образующиеся при этом избыточные электроны и дырки за счет взаимодействия с подвижными примесями способны обусловить их значительные перемещения, т. е. структурные перестройки, которые могут сохраняться длительное время после прекращения освещения. Не исключено, что этот механизм дает вклад в широко известный эффект деградации (эффект Стеблера—Вронского) α -Si : H под действием освещения. Другая возможность связана с процессами в приборных структурах, где возникает слой объемного заряда внутри аморфного полупроводника. Если электроны и дырки взаимодействуют с подвижными примесями, то последние должны образовывать неоднородное пространственное распределение, соответствующее распределению пространственного заряда. Таким образом, в структурах на основе аморфных полупроводников под действием приложенного напряжения должны происходить долговременные процессы, обусловленные диффузией примесей. Результаты протекания таких процессов могут сохраняться в течение длительного времени после снятия напряжения. Отметим, что рассмотренные примеры могут служить указанием на перспективу целенаправленных изменений примесной системы аморфного полупроводника с помощью воздействия на его электронную подсистему.

Список литературы

- [1] Street R. A., Kakalios J., Tsai T. T., Hayes T. M. // *Phys. Rev. B*. 1987. V. 35. N 3. P. 1316—1333.
- [2] Kakalios J., Street R. A., Jackson W. B. // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 59. N 9. P. 1037—1040.
- [3] Jackson W. B., Kakalios J. // *Phys. Rev. B*. 1988. V. 37. N 2. P. 1020—1023.
- [4] Street R. A., Hack M., Jackson W. B. // *Phys. Rev. B*. 1988. V. 37. № 8. P. 4209—4223.
- [5] Андреев А. А., Сидорова Т. А., Казакова Е. А., Аблова М. С., Виноградов А. Я. // *ФТП*. 1986. Т. 20. № 8. С. 1469—1475.
- [6] Андреев А. А., Аблова М. С., Сидорова Т. А., Казакова Е. А., Платов А. Г., Тургунов Т. Т. // *Изв. АН СССР, неорг. матер.* 1989. Т. 25. № 6. С. 900—904.
- [7] Smith Z. E., Vagner S. // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 59. N 6. P. 688—691.
- [8] Shepard K., Smith Z. E., Aljishi S., Wagner S. // *Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 53. N 17. P. 1644—1646.
- [9] McMahon T. J., Tsu K. T. // *Appl. Phys. Lett.* 1987. V. 51. N 6. P. 412—414.
- [10] Meandre R., Meandre M., Jensen R., Guiraud G. // *Phil. Mag. Lett.* 1988. V. 57. N 6. P. 315—320.
- [11] Solov'ev V. N. // *Phys. St. Sol. (a)*. 1984. V. 83. N 2. P. 533—536.
- [12] Кривоглаз М. А. // *УФН*. 1973. Т. 111. № 2. С. 617—663.
- [13] Tauc J., Grigorovichi R., Vancu A. // *Phys. St. Sol.* 1966. V. 15. № 3. P. 627—637.
- [14] Vanecsek M., Kocka J., Stuchlik J., Kozisek Z., Stika O., Triska A. // *Sol. Energy Mater.* 1983. V. 8. N 6. P. 411—423.
- [15] Гордеев С. Н., Зарифьянц Ю. А., Казанский А. Г. // *ФТП*. 1982. Т. 16. № 6. С. 182, 184.
- [16] Anderson P. W., Halperin B. I., Varma C. M. // *Phil. Mag.* 1971. V. 25. № 1. P. 1—9.
- [17] *Amorphous Solids. Low Temperature Properties* / Ed. W. A. Phillips. Berlin—Reidelberg—New York: Springer Verlag, 1981. P. 287.
- [18] Street R. A., Tsai C. C., Kakalios J., Jackson W. B. // *Phil. Mag. B*. 1987. V. 56. N 4. P. 305—322.
- [19] Stabler D. L., Wronsky C. R. // *J. Appl. Phys.* 1980. V. 51. N 6. P. 3262—3268.
- [20] Dersch H., Stuke J., Beichler J. // *Appl. Phys. Lett.* 1981. V. 38. N 6. P. 456—458.
- [21] Карпов В. Г., Соловьев В. Н. // *ФТТ*. 1989. Т. 31. № 5. С. 226—232.
- [22] Street R. A. // *Adv. Phys.* 1981. V. 30. P. 593—710.
- [23] Biegelsen D. K., Street R. A., Tsai C. C., Knights J. C. // *J. Non-Cryst. Sol.* 1980. V. 35/36. P. 285—290.