

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ  
Одеський державний університет ім. І. І. Мечникова

# ФОТО ЕЛЕКТРОНІКА

МЕЖВЕДОМСТВЕННИЙ НАУЧНИЙ СБОРНИК

Основан в 1986 г.

ВЫПУСК 7

Одеса  
«Астропринт»  
1998

В сборнике приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований по вопросам оптоэлектроники, солнечной энергетики и полупроводникового материаловедения фотопроводящих материалов. Рассмотрены перспективные направления развития фотоэлектроники.

Для преподавателей, научных работников, аспирантов, студентов.

У збірнику наведені результати теоретичних і експериментальних досліджень з питань оптоелектроніки, сонячної енергетики і напівпровідникового матеріалознавства фотопровідних матеріалів. Розглянуто перспективні напрямки розвитку фотоелектроніки.

Для викладачів, наукових працівників, аспірантів, студентів.

**Редакционная коллегия:** Смынтина В. А. (отв. редактор) — академик АН Украины, Куталова М. И. (отв. секр.), Мак В. Т. — докт. физ.-мат. наук, Викулин И. М. — докт. физ.-мат. наук, проф., Кив А. Е. — докт. физ.-мат. наук, проф., Чемересюк Г. Г. — проф., Шейнкман М. К. — академик АН Украины.

**Адрес редакционной коллегии:** 270100, Одесса, ул. Пастера, 42, Одесский государственный университет, тел. 23-34-61.

Редакция гуманитарной и естественной литературы при Одесском государственном университете.

## МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ ДЕФЕКТЫ И ПРОЦЕССЫ ДЕГРАДАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Боско Д. В., Никонова Е. П., Соловьев В. Н., Дончев И. И.

Южно-Украинский педагогический университет им. К. Д. Ушинского

Теория флуктуонов Кривоглаза применена к описанию аморфного кремния ( $\alpha$ -Si). Исследованы новые метастабильные дефекты в  $\alpha$ -Si. Они возникают в результате взаимодействия атомов H с флуктуонами. Предсказаны различные зависимости, характеризующие новые метастабильные дефекты. Например, можно отметить специфическую временную зависимость проводимости. Отмечается, что модель новых дефектов в  $\alpha$ -Si объясняет фотоструктурные процессы и, в частности, эффект Стеблера-Вронского. Можно также объяснить другие метастабильные состояния в материалах и приборах на базе  $\alpha$ -Si.

### 1. Введение

Материалы и приборы современной микроэлектроники представляют собой существенно неравновесные системы. Особенно это характерно для стеклообразных и аморфных состояний. Из-за структурного разупорядочения, связанного с природой материала (стекла, аморфные вещества) или технологией получения (неравномерности легирования, структурные дефекты, последствия деградационных явлений) основное состояние системы уже не характеризуется абсолютным минимумом для полной потенциальной энергии  $E(q)$ , а состоит из большого числа локальных минимумов, разделенных некоторым барьером. Переходы между соответствующими локальными минимумами обеспечивают разнообразие физических процессов, не наблюдающихся в идеальных структурах.

Ситуацию можно свести к случаю, показанному на рис. 1, где два минимума полной энергии отображены как функции конфигурационной координаты  $q$  и разделены барьером  $V$  с асимметрией  $\Delta$ . Более реальное описание должно учитывать флуктуации параметров  $V$  и  $\Delta$ . При низких температурах возможны туннельные переходы между состояниями 1—2, проявляющиеся в особенностях термодинамических, кинетических и оптических свойств материалов и приборов [1].

Второй актуальный класс явлений наблюдается при отклонении системы от равновесия при осаждении или вследствие внешних воздействий, например, облучения [2]. В результате этого заселенности состояний 1 и 2 отличаются от термодинамически равновесных. При  $T < V$  метастабильная конфигурация будет за-

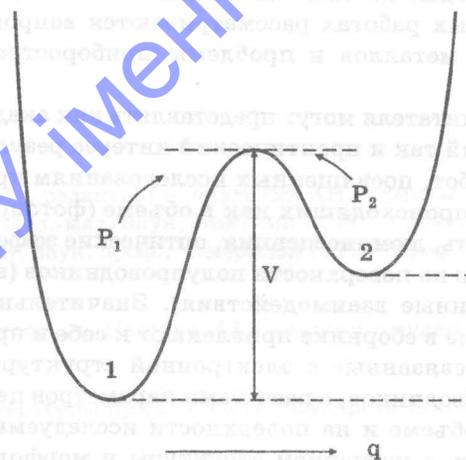


Рис. 1. Схематическая диаграмма двухъямного потенциала, используемая для описания метастабильных эффектов в некристаллических материалах. Состояние 1 — стабильно, 2 — метастабильно,  $V$  — барьер,  $\Delta$  — асимметрия барьера,  $p_1$ ,  $p_2$  — вероятности активационных переходов из соответствующих минимумов

морожена. Релаксация в основное состояние происходит в результате термически активированных переходов. При температурах выше комнатной становятся подвижными примеси. Взаимодействие с локализованными носителями, примесные атомы модифицируют электронные свойства некристаллических материалов.

Кроме чисто научного интереса, изучение метастабильных состояний имеет важное прикладное значение. Они определяют явления деградации и старения приборов. Известными примерами могут служить структуры на аморфном гидрогенизированном кремнии ( $\alpha$ -Si:H):

тонко пленочные полевые транзисторы, солнечные элементы [3—5].

Существующие теоретические концепции построены на представлениях о природе доминирующих дефектов, кинетики их преобразования в термодинамических неравновесных условиях, и в настоящее время далеки от завершения (см., например, [5]).

В предлагаемой работе изложена оригинальная интерпретация метастабильных состояний. Она основана на учете прямого взаимодействия нейтральных подвижных примесей с локализованными носителями (раздел 2). Раздел 3 посвящен кинетике метастабильных состояний. В разделе 4 с учетом развитых представлений построена микроскопическая модель аморфного кремния. Наконец раздел 5 подводит итоги рассмотрения и содержит сравнение теоретических экспериментальных данных

## 2. Связь электронных состояний с подвижными примесями

Основная идея, на которой будет построено изложение этого раздела была высказана Кривоглазом [6]. Суть в том, что в присутствии локализованных электронов подвижные примеси образуют конфигурации, понижающие энергию. Самосогласованные состояния примесей и локализованных электронов в кристаллах Кривоглаз назвал флуктуонами.

Предположим, что электрон локализован в области с линейным размером  $R$ . Его кинетическая энергия порядка  $\hbar^2/mR^2$ , а потенциальная энергия линейно зависит от локальной концентрации примеси. При надлежащем отклонении  $\Delta N$  локальной концентрации от среднего значения энергии понижается. Однако при этом уменьшается и энтропия системы, благодаря чему свободная энергия возрастает на величину порядка  $TR^3\Delta N$ . В результате без учета межпримесного взаимодействия свободная энергия приблизительно описывается выражением

$$F \approx -A\Delta N + \hbar^2/mR + TR^3\Delta N, A = \text{const.} \quad (1)$$

Радиус локализации  $R = (\hbar^2/m\Delta N T)^{1/6}$  минимизирует выражение (1) и при не слишком высокой температуре много больше межатомного расстояния. Это означает, что флуктуон захватывает много ячеек кристалла.

В неупрядоченной системе, благодаря беспорядку, потенциальный рельеф примесного атома имеет случайный характер (рис. 2). Случайные энергии минимумов потенциальных ям характеризуются некоторым вероятным распределением, которое мы для простоты будем считать прямоугольным с шириной  $B$ . При  $T = 0$  примесные атомы последовательно занимают потенциальные ямы с энергией от мини-

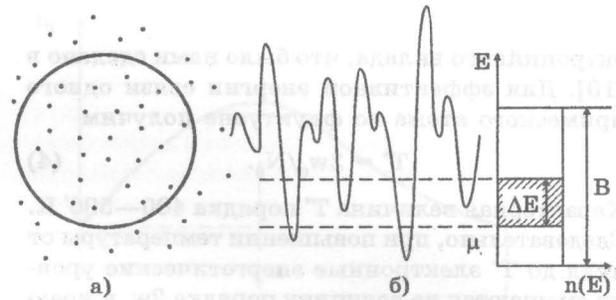


Рис. 2. а) флуктуация примесных атомов в области локализации электрона при образовании флуктуона, б) случайный потенциальный рельеф для примесного атома и плотность состояний  $n$  минимумов потенциальных ям.  $\mu$  — демаркационная энергия,  $B$  — ширина вероятностного распределения минимумов потенциальных ям

мальной до некоторой демаркационной энергии  $\mu_1$  (см. рис. 2), так что все энергетические минимумы ниже  $\mu_1$  заняты примесью, а выше  $\mu_1$  — пустые.

Рассмотрим далее сферу радиуса  $R$ , в которой локализован электрон с энергией  $\epsilon$  ниже края подвижности. Как и в случае (1), локализованный электрон линейно взаимодействует с локальной концентрации примеси. Однако, в отличие от ситуации в кристаллах, отклонения локальной концентрации от среднего значения влечет проигрыш в энергии даже при нулевой температуре. Действительно, пусть в область локализации, содержащую  $(R/a)^3$  узлов, помещено  $\Delta N$  избыточных примесей. Они заполняют энергетические минимумы в слое со средней шириной  $\Delta E \approx B(a/R)^3\Delta N$  выше энергии  $\mu$ . Это приводит к возрастанию энергии на  $1/2\Delta N\Delta E = B/2(a/R)^3\Delta N^2$ . Полная энергия локализованного носителя заряда и примесей составляет

$$E = \epsilon - A(a/R)^3\Delta N + B/2(a/R)^3(\Delta N)^2 \quad (2)$$

и оптимальна при

$$\Delta N = N_0 = A/B \text{ и } E = \epsilon - w_0, \quad (3)$$

где  $w_0 = A^2/2B(a/R)^3$ .

Ориентируясь на эмпирические оценки радиуса локализованных состояний в аморфных полупроводниках [7], полагаем  $R \approx 10 \text{ \AA}$ , параметр  $B$ , характеризующий флуктуации потенциального рельефа,  $\approx 1 \text{ эВ}$  [8]. Взяв отношение  $R/a \approx 10$ , имеем, что  $N_0 \approx 10$  и характерный флуктуонный выигрыш в энергии  $w_0$  порядка десятых долей электронвольта.

С ростом температуры флуктуоны разваливаются путем "испарения" избыточных атомов примеси. Скорость развала определяется эффективностью примесной диффузии. Для описания этого эффекта необходимо вместо (2) рассматривать свободную энергию с учетом

энтропийного вклада, что было нами сделано в [10]. Для эффективной энергии связи одного примесного атома во флуктуоне получим

$$T^* = 2w_0/N_0. \quad (4)$$

Характерная величина  $T^*$  порядка  $400-500^\circ \text{K}$ . Следовательно, при повышении температуры от нуля до  $T^*$  электронные энергетические уровни смещаются на величину порядка  $2w_0$  к краю подвижности.

С ростом температуры число примесных атомов  $N_T$  во флуктуоне меняется от  $N_0 + N$  до  $N$ , т.е. флуктуон распадается. Поскольку энергия примесной системы при электронных переходах не меняется, в качестве энергий электронных состояний используем выражение [10]

$$E = \varepsilon - T^*(N_T - N) \quad (5)$$

Описанные теоретические представления приводят к интересным и на первый взгляд необычным выводам относительно поведения неупорядочной структуры. Рассмотрим некоторые из них.

Первый вывод касается зависимости логарифма проводимости  $\ln \sigma$  от  $1/T$ . Предположим, как было сказано во введении, что каким-то образом система выведена из равновесия и заморожена в равновесном состоянии. Тогда температурная зависимость электропроводности определяется соотношением между характерным временем  $\tau_0$  релаксации замороженной неравновесной системы и характерным временем изменения температуры  $(1/T, dT/dt)^{-1}$ . Учитывая, что релаксация достигается в процессе диффузии подвижных атомов при их активационных перескоках, можно представить  $\tau_0$  в виде

$$\tau_0 = \tau_0 \exp(V/T), \quad (6)$$

где  $\tau_0$  — константа. Условие равенства названных времен определяет характерную температуру уравнивания

$$T_0 = V/[\ln(\tau_0/T dT/dt)]. \quad (7)$$

При  $T > T_0$  система достаточно лабильна чтобы следовать за изменениями температуры. При  $T < T_0$  ее можно считать замороженной. Очевидно, что при температурах близких к  $T_0$  в рассматриваемой системе будет наблюдаться явление гистерезиса.

На рис. 3 показано изменение проводимости при медленном нагревании от очень низких температур. Предположим, что в нем сформированы флуктуоны, обусловившие положение уровня Ферми  $\mu - \mu_0$ . При нагревании с конечной скоростью в области I проводимость меняется по асимптоте "а", которая соответствует неизменному положению уровня Ферми  $\mu = \mu_0$ , поскольку диффузия, приводящая к рас-

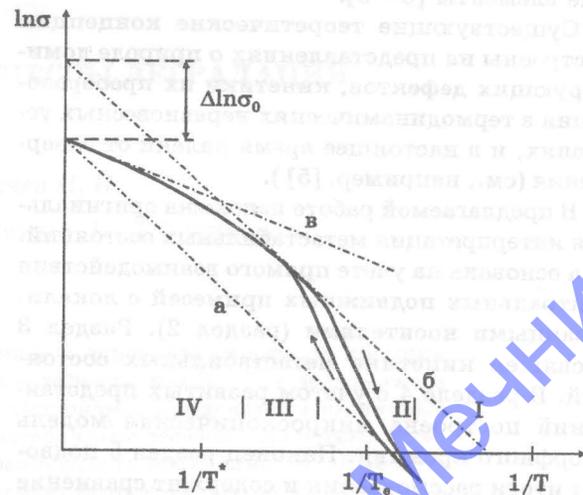


Рис. 3. Качественный вид температурной зависимости электропроводности при медленном нагревании от низкой температуры, при которой образец предварительно выдерживался долгое время

паду флуктуонов, неэффективна. Атомная диффузия становится эффективной в области II, положение которой зависит от скорости нагрева. В этой области скорости возникновения и распада флуктуонов сравнимы со скоростью изменения температуры, отчего возникают явления гистерезиса, как показано на рис. 3. В области III диффузия столь эффективна, что система успевает адиабатически следовать за изменениями температуры, которая, однако, все еще гораздо ниже  $T^*$ . Здесь энергия активации та же, что и в области I, но сдвиг уровня Ферми приводит к росту предэкспоненты проводимости на величину  $\Delta \ln \sigma_0 = d\mu/dT$ . Такое поведение соответствует асимптоте "б" на рис. 3. В области IV, где температура сравнима с  $T^*$ , развал флуктуонов приближает уровень Ферми к его высокотемпературному пределу  $\mu_0$ . Этому пределу соответствует асимптота "а", которой следует поведение  $\ln \sigma$  в области V.

Очевидно, описанный пример не исчерпывает всех случаев, возможных при различных скоростях и последовательностях изменения температуры. Ясно, что существенное влияние на результаты поведения проводимости могут оказывать нетермические возбуждения: свет, электрическое поле.

Второе важное следствие из нашего рассмотрения заключается в необычном поведении проводимости во времени  $\sigma(t)$ . Такая ситуация характерна для экспериментов [10], когда возникшее после резкого понижения температуры "замороженное" состояние релаксирует со временем. Зависимость  $\sigma(t)$  происходит благодаря смещению уровня Ферми  $\mu(t)$ , вызванному изменением энергий локализованных элек-

тронов при образовании флуктуонов. В простейшем случае находим [9]

$$\sigma \propto (t/\tau_{\min})^{-\gamma}, \quad (8)$$

где

$$\gamma = nR^2 a (\ln T^*/T)^2 T^*/B, \quad \tau_{\min} = \tau_0 \exp(V_{\min}/T).$$

Здесь  $V_{\min}$  — высота минимального барьера.

Зависимость (8) типична для экспериментов в метастабильных условиях [11].

### 3. Кинетика метастабильных дефектов

Вернемся к рис. 1 и предположим, что основное состояние системы (min 1) соответствует ситуации, когда локализованные электроны связаны во флуктуонах. Возбужденное состояние (min 2) не содержит флуктуонов. Очевидно, что энергия  $\Delta$  по смыслу равна энергии связи флуктуонов. Из модели также следует, что как образование, так диссоциация флуктуонов требуют активации. Пусть  $n$  — полная концентрация локализованных электронов,  $n_f$  — связанных во флуктуонах. Тогда кинетика флуктуонных состояний описывается уравнением

$$dn_f/dt = -n_f p_1 + (N - n_f) p_2, \quad (9)$$

где  $p_1$  и  $p_2$  — вероятности активационных переходов из соответствующих минимумов. Решение уравнения (9) имеет вид

$$n_f = n^0 \exp(-t/\tau) + N p_2 t [1 - \exp(-t/\tau)], \quad (10)$$

$$1/\tau = p_1 + p_2, \quad (11)$$

В качестве  $n^0$  надо использовать равновесное значение  $n_f^e = N p_2^e t_e$ , устанавливаемое при нагреве при  $T = T_e$ . Таким образом, относительная концентрация флуктуонов

$$n_f/N = p_2^e t_e e^{(-t/\tau)} + p_2 t [1 - e^{(-t/\tau)}]. \quad (12)$$

Заметив также, что

$$p_2 t = p_2 (p_1 + p_2) = 1/[1 + e^{(-\Delta/T)}] = f(\Delta, T),$$

перепишем (12) в виде

$$n_f/N = f(\Delta, T_e) e^{(-t/\tau)} + f(\Delta, T) [1 - e^{(-t/\tau)}]. \quad (13)$$

Зависимость (13) предсказывает поведение  $n_f(T)$ , изображенное на рис. 4. Действительно, при  $T \rightarrow 0$  в (13), активационное время  $\tau \rightarrow \infty$ . В результате, при  $T \rightarrow 0$  имеем  $n_f/N = f(\Delta, T_e)$ , т. е. то же значение, что и в равновесии при  $T = T_e$ .

Физический смысл немонотонности прост. После нагрева значительная часть частиц возбуждается в верхний минимум потенциала. Поэтому концентрация  $n_f = n_f^e$  в нижнем минимуме сравнительно мала. При температуре нагрева немного ниже  $T_e$  в верхнем минимуме будет чуть меньше, а в нижнем чуть больше частиц. Это объясняет, почему  $n_f$  растет с убы-

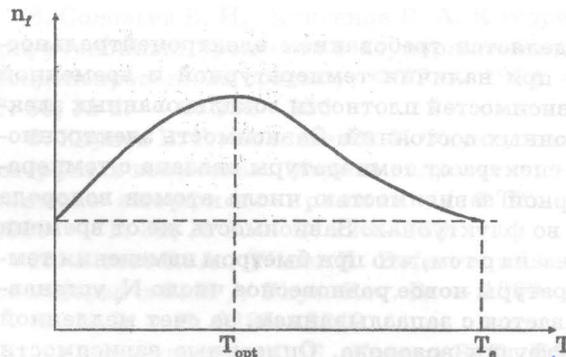


Рис. 4. Качественная зависимость концентрации флуктуонов  $n_f$  от температуры

ванием  $T$  ниже  $T_e$ . Однако, при достаточно низких  $T < T_{opt}$  подвижность атомов резко падает. Поэтому при остывании  $T < T_{opt}$  система в первый момент сохраняет число частиц  $n_f^e$  в нижнем минимуме. Затем, за время эксперимента  $t$  это число растет за счет активационных переходов. Рост тем более значителен, чем больше  $T$ . Это объясняет, почему кривая на рис. 4 растет в области низких  $T < T_{opt}$ . Другим словом, при  $T < T_{opt}$   $n$  убывает благодаря тому, что равновесное значение числа частиц в минимуме 1 убывает с ростом  $T$ . При низких же  $T < T_{opt}$   $n$  растет с ростом  $T$  благодаря тому, что неравновесное число частиц в минимуме 1 растет с ростом  $T$ .

Более реалистическая картина состоит в том, что в неупорядоченной системе следует учесть флуктуации барьеров  $V$  и их асимметрий  $\Delta$ . Это было сделано нами в [11]. Расчеты позволили сделать оценки  $T_{opt} \approx 350^\circ \text{K}$ ,  $T_e \approx 500^\circ \text{K}$ .

### 4. Флуктуационная модель аморфного кремния

Аморфный кремний выбран в качестве модельного объекта по простой причине. Для него, видимо, выполнено наибольшее число исследований метастабильных свойств. Мы полагаем, что в щели подвижности  $\delta$ -Si:H имеется непрерывный спектр локализованных состояний. Будем считать далее, что радиусы локализованных состояний не зависят от энергии, а каждое локализованное электронное состояние является состоянием флуктуонного типа, т. е. понижает свою энергию на величину  $w_0$  за счет надлежащей флуктуации числа атомов водорода в области локализации.

Как следует из разделов 2—3, флуктуонная модель хорошо описывает наблюдаемые особенности поведения проводимости в зависимости от температуры и времени. Они обусловлены поведением уровня Ферми, т. е. его зависимостью от температуры и времени. Положение уровня Ферми в рассматриваемом случае оп-

ределяется требованием электронейтральности при наличии температурной и временной зависимостей плотности локализованных электронных состояний. Зависимость электронного спектра от температуры связана с температурной зависимостью числа атомов водорода  $N_T$  во флуктуонах. Зависимость же от времени связана с тем, что при быстром изменении температуры новое равновесное число  $N_T$  устанавливается с запаздыванием, за счет медленной диффузии водорода. Описанные зависимости  $\sigma(T)$  и  $\sigma(t)$  согласуются с экспериментальными.

Микроскопическая модель  $\alpha$ -Si:H постулирует существование по крайней мере двух возможных конфигураций водорода: пассивирующего ( $H_p$ ) и непассивирующего ( $H_{np}$ ). Из-за структурного беспорядка их энергетические распределения сильно перекрываются, как показано на рис. 5а. Рис. 5а представляет также выражение хорошо известного эмпирического факта, что при гидрировании только малая часть водорода идет на пассивацию оборванных связей. При наличии избыточных электронов энергии атомов водорода понижается из-за взаимодействия с ними. На рис 5а это выражается в том, что распределения смещаются вниз. Видно, что при этом доля непассивирующего водорода возрастает, а пассивирующего - уменьшается. Таким образом, электроны вызывают депассивацию оборванных связей. Очевиден и обратный процесс: уход атомов водорода из флуктуонов вызывают пассивацию связей. Эта картина отражена на рис. 5б.

### 5. Обсуждение результатов

Описание в разделах 2—4 характерные энергетические и временные зависимости электрических параметров аморфного кремния наблюдались в [10]. Интерпретация авторов [10] связана с предполагаемым детальным видом

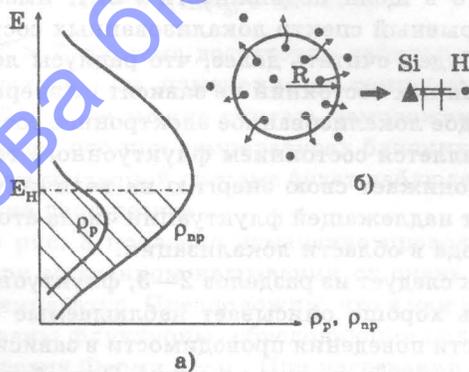


Рис. 5. а) Плотность состояний пассивированного  $H_p$  и свободного  $H_{np}$  водорода в  $\alpha$ -Si:H. б) микроскопическая модель пассивации-депассивации оборванных связей кремния с участием водорода

плотности локализованных состояний и не свободна от некоторых противоречий. Так, предположение о стеклообразном состоянии водорода в жесткой матрице кремния вызывает возражение по причине относительно малой его концентрации. Из-за этого атомы водорода взаимодействуют между собой гораздо слабее, чем с атомами кремния. Следовательно, найденная экспериментально температура равновесия  $T_e \approx 100^\circ\text{C}$ , скорее играет роль не температуры стеклования водородной подсистемы [10], а температуры размораживания флуктуонной подсистемы. Более подробное обсуждение этих вопросов содержится в [9, 11].

Флуктуонные состояния проявляются и в ряде других эффектов. Наиболее ярким из них является эффект Стеблера-Вронского [2—5]. Он заключается в обратимом медленном изменении свойств материала при внешних воздействиях (видимый свет, радиационное возбуждение, инжекция избыточных носителей). Природа протекающих при этом процессов сложна и до конца не понятна. Установлено, однако, что основная причина состоит в изменении концентрации оборванных связей [2—5]. При низких температурах подвижность атомов водорода низка и эффект Стеблера-Вронского связан с рождением избыточных оборванных связей, стимулированных электронными возбуждениями [12]. При температурах выше комнатной начинают проявляться флуктуонные состояния. Избыточные носители конкурируют с локализованными, захваченными во флуктуоны. При этом равновесие системы смещается в сторону депассивированных связей (см. рис. 5). При дальнейшем возрастании температуры флуктуоны распадаются, что приводит к пассивации оборванных связей и отжигу метастабильных дефектов.

Флуктуонные эффекты могут проявляться и в ряде других явлений. Примером могут служить всевозможные зарядовые нестабильности в приборных структурах [13]. Если в слое объемного заряда полупроводника имеются подвижные примеси, то взаимодействуя с носителями тока, они связываются во флуктуонные состояния. Образуется пространственно-неоднородное распределение примеси, соответствующее распределению пространственного заряда. Следовательно, в таких структурах должны происходить долговременные процессы, обусловленные диффузией примеси и сохраняющиеся в течение длительного времени после снятия напряжения.

### Литература

1. Phillips W. A. Two-level states in glasses // Rep. Prog. Phys. — 1987. — V. 50. — P. 1657—1708



## СОДЕРЖАНИЕ

Смытына В. А. Введение .....	3
Боско Д. В., Никонова Е. П., Соловьев В. Н., Дончев И. И. Метастабильные дефекты и процессы деградации полупроводниковых приборов .....	4
Боско Д. В., Кив А. Е., Поляк З. Б., Кадченко В. И., Дончев И. И. Особенности проявления взрывного шума в PbS-фоторезисторах .....	10
Миракьян А. М., Сергеева А. Е., Скитер И. С., Федосов С. Н. Природа фототоков при УФ-облучении заряженных пленок политетрафторэтилена .....	13
Ваксман Ю. Ф., Зубрицкий С. В., Пуртов Ю. Н., Станкова Е. В. Люминесценция поликристаллов ZnS, полученных методом СВЧ .....	15
Вашпанов Ю. А. Адсорбционная чувствительность к парам воды тонких пленок аморфного гидрогенизированного кремния при освещении светом коротковолновой части спектра .....	19
Вашпанов Ю. А. Адсорбционная чувствительность макропористого кремния .....	22
Давидюк Г. Е., Мак В. Т., Божко В. В., Федосов С. А. Особенности фотопроводимости облученных быстрыми электронами с $E = 1,2$ МэВ монокристаллов сульфида кадмия, легированных медью .....	29
Михо В. В., Колебошин В. Я., Семенюк Л. Н., Робул Ю. В., Нафтулович М. К. Влияние рентгеновского излучения на термостимулированную люминесценцию окисных пленок алюминия .....	34
Дроздов В. А., Поживатенко В. В. Нелокальное экранирование первопринципного псевдопотенциала в металлах .....	37
Дроздов В. А., Поживатенко В. В., Дроздов М. А. Исследование термодинамических потенциалов оксида кальция при разных способах расчета энергии зонной структуры .....	39
Дойчо И. К., Ройзин Я. О. Электронная структура пористых соединений на основе кремния .....	42
Малушин Н. В., Скобева В. М., Смытына В. А., Дали А. К. Расчет параметров "кислородного" центра свечения в теллуриде цинка .....	44
Борщак В. А., Затовская Н. П., Куталова М. И., Смытына В. А. Создание эффективных преобразователей солнечной энергии на основе гетероперехода $CdZnS-Cu_2S$ .....	47
Воронцова М. М., Римашевский А. А., Скобева В. М. Исследование оптических свойств тонких пленок селенида цинка .....	49
Ирха В. И. О генерации когерентного излучения в симметризованном варизонном волноводе .....	51
Викулина Л. Ф. Фототранзисторы, управляемые магнитным полем .....	54
Чебаненко А. П., Чемересюк Г. Г., Родин А. В. Гистерезис вольт-амперных характеристик пленочных структур ZnS-CdS .....	56
Голованов В. В. Мониторинг окиси углерода в процессах горения с использованием газовых сенсоров на основе $SnO_2$ и $In_2O_3$ .....	61
Ваксман Ю. Ф., Игнатенко С. А. Влияние ловушек на внутрицентровую люминесценцию марганца в монокристаллах $ZnSSe:Mn$ .....	65
Веревкин Г. Г. Влияние приповерхностного нарушенного слоя на формирование сигнала фотоотклика кремниевых структур .....	68
Федчук О. П. Фрактальні властивості кластера мікродефектів приповерхневого шару монокристалів кремнію .....	74
Шварц К. К., Ковальчук В. В., Моисеев С. Л., Захарченко В. Л. Анализ латерального распределения дозы в треках ионов Se и Pb в кристаллах LiF .....	79
Голованов В. В. Поверхностная структура и морфология тонких пленок CdS, осажденных методом ЭГДРЖ .....	83
Градобоев А. А. 2d-электронный газ в приповерхностных слоях $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	88
Василенко В. С., Дойчо И. К. Полевая зависимость фототока диэлектрика с пул-френкелевскими ловушками .....	90
Соснин А. В. Физические процессы в структурах сегнетоэлектрик-полупроводник при воздействии оптического излучения .....	93
Стенко М. Ф., Цюпа А. М. Дослідження процесів рекомбінації і термічної релаксації при високих рівнях імпульсного збудження у фосфіді галію .....	98

Здано до набору 13.03.98. Підп. до друку 09.06.98. Формат 60×84/8.  
Гарнітура SchoolBook. Папір офсетний. Друк офсетний.  
Ум. друк. арк. 12,75. Наклад 100 прим. Зам. № 181-а.

Видавництво «Астропринт»  
270026, м. Одеса, вул. Преображенська, 24.  
Тел. (0482) 26-98-82, 26-96-82, 68-77-33