

УДК 621.315.592

©1995

ТРАНСПОРТ ЗАРЯЖЕННЫХ НОСИТЕЛЕЙ И ЭМПИРИЧЕСКОЕ ПРАВИЛО МЕЙЕРА–НЕЛДЕЛЯ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ

О.А.Гудаев, В.К.Малиновский

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск
Поступило в Редакцию 18 февраля 1994 г.

Обнаружено, что проводимость ряда неупорядоченных материалов в широком температурном диапазоне описывается обратным законом Аррениуса. Показано, что такое поведение проводимости можно объяснить в рамках модели, учитывающей экспоненциально сильные пространственные флуктуации подвижности носителей заряда. Известное эмпирическое правило Мейера–Нелделя (М–Н) для проводимости неупорядоченных сред является следствием неактивационного характера температурной зависимости проводимости.

Транспорт заряженных носителей в неупорядоченных материалах имеет ряд особенностей, отличающих его от переноса зарядов в монокристаллических полупроводниках. Не все из них в настоящее время имеют убедительное объяснение. Одним из таких свойств является известное эмпирическое правило Мейера–Нелделя (М–Н). Для целого ряда неупорядоченных полупроводников: гидрированного аморфного кремния $a\text{-Si:H}$, порошкообразных полупроводников, двойных и тройных сплавов и др. [1] — обнаружен эмпирический факт, заключающийся в том, что предэкспоненциальный множитель σ_0 в формуле для темновой проводимости

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-E_a/kT) \quad (1)$$

зависит от энергии активации E_a при некоторой температуре следующим образом

$$\sigma_0 = \sigma_{00} \exp(E_a/kT^*), \quad (2)$$

где T^* — параметр. Так, например, согласно [1], для $a\text{-Si:H}$ в результате легирования энергию активации удается изменять в довольно широких пределах от 0.2 до 1.0 eV. При этом σ_0 изменяется в пределах пяти порядков в соответствии с выражением (2).

Общее объяснение природы соотношения М–Н отсутствует, однако отмечается, что оно почти всегда связано с некоторой формой беспорядка.

Другое важное свойство транспорта заряженных носителей в неупорядоченных материалах, на которое мы хотим обратить внимание, состоит в том, что, как оказалось, проводимость целого ряда упорядоченных сред в широком диапазоне температур подчиняется некоторому универсальному, но не активационному закону, а так называемому обратному закону Аррениуса.

$$\sigma \equiv \sigma_0 \exp(T/T_0),$$

где T_0 — параметр.

Впервые этот закон мы обсуждали в [2] при изучении переноса заряда в пленках PbS. Проведенный анализ имеющихся в литературе данных по проводимости неупорядоченных материалов различной природы показал справедливость этого закона почти для двух десятков сред: квазиаморфных полупроводников β -В ($T_0 = 20$ К) [3], объемных образцов твердых растворов β -В (16 К) [4], β -В:Si (20 К) [4], β -В:Cu (Te) (25 К) [4], $(\text{Pr}_2\text{Se}_3)_x(\text{PbSe})_{1-x}$ (124 К) [5]; поликристаллических пленок PbS (35 К) [2], PbSe (165 К) [6], алмазных поликристаллических пленок (42 К) [7], объемного поликристалла ферритовой шпинели $\text{Li}_{0.5+0.5x}\text{Cr}_{0.3}\text{Ti}_x\text{Fe}_{2.2-1.5x}\text{O}_4$ ($x = 0.8$, $T_0 = 17.4$ К, $x = 1.0$, $T_0 = 14.3$ К) [8]; стеклообразных материалов $\text{As}_{30}\text{Te}_{48}\text{Si}_{12}\text{Ge}_{10}$ (11 К) [9] и As_2Te_3 (22 К) [9]; аморфных пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ (52 К) [10], $\text{Fe}_x\text{Ge}_{1-x}$ (145 К) [11], $\text{Bi}_{70}\text{Se}_{30}$ (33 К) [12], a -As (10.4 К) [9], SnO_2 (30 К) [13], a -Ge (31 К) [9], пленок

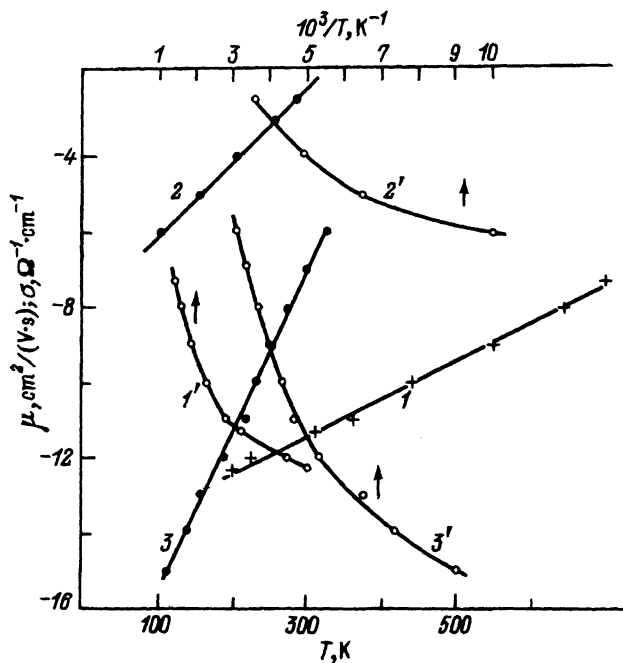


Рис. 1. Температурная зависимость проводимости (1, 1', 3, 3') и подвижности (2, 2'): 1, 1' — алмазные поликристаллические пленки ($T_0 = 42$ К), 2, 2' — As_2Te_3 (22 К), 3, 3' — a -As (10.4 К).

1, 2, 3 в координатах, соответствующих закону $\lg \sigma \sim T$; 1', 2', 3' — соответственно в координатах $\lg \sigma \sim 1/T$.

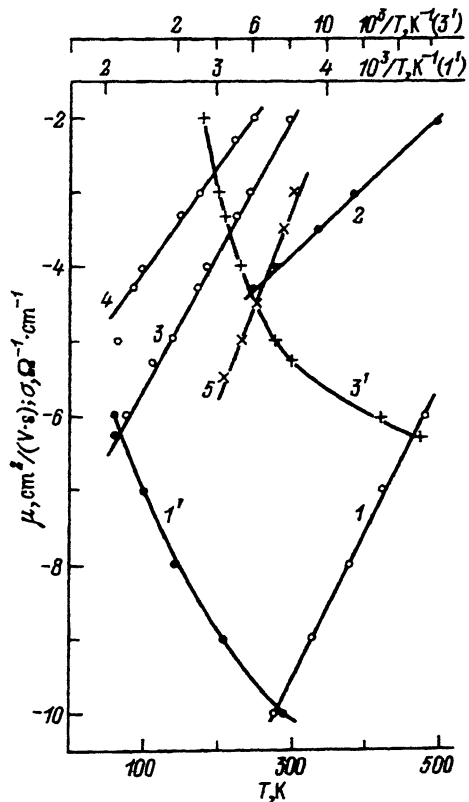


Рис. 2. Температурная зависимость проводимости (1, 1', 2) и подвижности (3, 3', 4, 5): 1, 1' — $a\text{-Si:H}$ (22 K) [17], 2 — $a\text{-Si:H(B)}$ (47 K) [18], 3, 3', 4 — $n\text{-ipi-Si:H}$ [19], 3, 3' — 25 Å (24 K), 4 — 75 Å (30 K), 5 — $a\text{-Si:H(P)}$ (16.5 K) [20]. 1-5 в координатах соответствующих закону $\lg \sigma \sim T$; 1', 3' — приведены для сравнения в координатах $\lg \sigma \sim 1/T$.

$\text{Ag}_{10}\text{As}_{30}\text{Te}_{60}$ (34 K) [14]; композитного материала $\text{Ag}_{2.5}\text{Se-Se}$ (130 K) [15]; прессованных образцов PtS (74 K) [16]. Несколько примеров приведено на рис. 1. На рис. 2 приведены результаты для $a\text{-Si:H}$, полученные разными авторами для образцов, приготовленных по разным технологиям. Такое поведение проводимости в зависимости от температуры для широкого круга материалов совершенно различной природы: стекол, аморфных, поликристаллических веществ, твердых растворов, композитов, прессованных образцов и др. — означает, что в широком температурном диапазоне перенос заряда осуществляется по одному механизму и этот механизм универсален для неупорядоченных веществ совершенно различной природы. Универсальность обнаруженного закона указывает на то, что причины, приводящие к температурной зависимости проводимости такого вида, не связаны с конкретными свойствами какого-то вещества. Объяснение следует искать в более общих особенностях переноса зарядов в неупорядоченных материалах [17-20].

1. Модель

Рассмотрим более внимательно, к каким следствиям для транспорта носителей может привести сам факт отсутствия порядка в твердом теле. Неупорядоченность материала может быть связана с разными причинами. Это нарушения структуры твердого тела, т.е. длин и углов связей (такой тип беспорядка характерен для стекла). Далее,

наличие поверхностей с повышенной концентрацией дефектов, отделяющих одни более упорядоченные области (кристаллиты) от других. Это поликристаллические образцы со средним размером кристаллитов, изменяющимся в широких пределах. Пространственные изменения состава твердого тела и связанные с этим нарушения структуры (этот тип беспорядка характерен для твердых растворов). Возможны другие формы беспорядка: расслоение фаз, металлические включения в диэлектрической матрице, микропоры, микротрещины и т. д.

Чтобы объяснить наблюдающиеся закономерности в переносе зарядов, необходимо, на наш взгляд, учесть наличие сильных (возможно экспоненциально сильных) пространственных флуктуаций подвижности носителей заряда, характерных для неупорядоченного вещества. Одновременно с подвижностью носителей заряда в неупорядоченных средах сильно флуктуируют также края разрешенных зон. При усреднении по всем пространственным конфигурациям локальный характер флуктуаций потенциала смазывается и остается независящая от координат плотность состояний, отличная от нуля во всех точках, до которых доходят края искривленных зон. Так возникают хвосты плотности состояний (рис. 3). Однако отметим, что при таком усреднении перемешанными оказываются состояния, соответствующие пространственным областям, обладающим совершенно разной подвижностью носителей заряда. Но, с другой стороны, понятно, что области с высокой и низкой подвижностями вносят совершенно разный вклад в суммарную проводимость. Линии тока обходят высокоомные области, т. е. области с очень низкой подвижностью носителей заряда. В то же время в суммарную плотность состояний в области хвоста и соответственно в интеграл проводимости такие области могут дать определяющий вклад. Это обстоятельство необходимо учесть при вычислении интеграла проводимости.

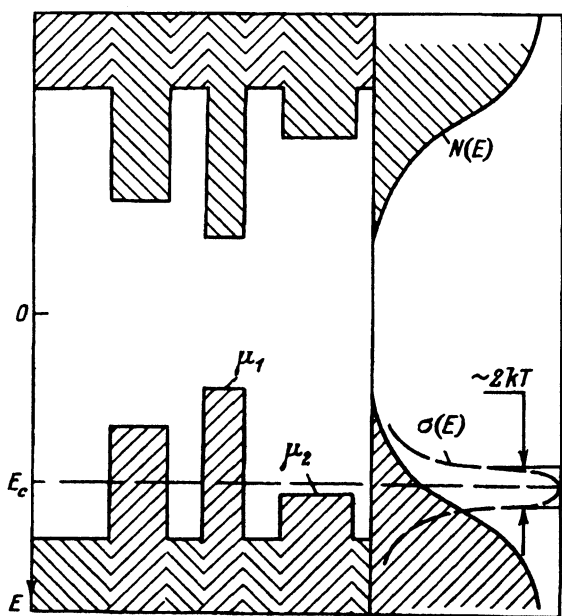


Рис. 3. Схематическая зонная диаграмма неупорядоченного полупроводника.

Важным при рассмотрении задачи о транспорте носителей заряда в неупорядоченных материалах является вопрос о том, на каких масштабах флуктуации свойств материала оказывают наиболее сильное влияние на проводимость и следует ли ожидать, что флуктуации подвижности могут быть экспоненциально велики. Есть ряд работ обобщенных, в частности в [21,22], согласно которым существует некоторый минимальный размер кристалла, когда тело еще сохраняет свои нормальные предельные свойства, т. е. свойства, характерные для массивного образца данного кристалла. При дальнейшем уменьшении размеров кристалла большинство его свойств: температура плавления, растворимость, параметр ячейки, прочность и др. — претерпевают резкие изменения. Анализ большого числа экспериментальных данных указывает на то, что этот характерный размер, как правило, $10^{-5} \div 10^{-6}$ см.

Делаются попытки непосредственно для неупорядоченного твердого тела найти характерный пространственный масштаб, определяющий флуктуации тех или иных его физических свойств. Так, в [23] рассматривается функция корреляции структуры неупорядоченного твердого тела $F(R) = F(R_1 - R_2)$. Ее определяют так, что $F(R) = 1$, если флуктуации каких-либо свойств материала, например упругооптических постоянных, в точках R_1 и R_2 скоррелированы. $F(R) = 1$ — для монокристалла. $F(R) = 0$, если флуктуации параметров материала в точках R_1 и R_2 полностью независимы. Тогда, согласно [23], можно выделить три характерных типа функции корреляции структуры материала. Как уже говорилось, для монокристалла $F(R) = 1$.

Для аморфных тел флуктуации параметров материала скоррелированы в пределах некоторого объема с характерным масштабом R_c , а далее функция $F(R)$ резко обращается в нуль. Для стекол функция корреляции структуры является универсальной независимо от их химического состава и лучше всего аппроксимируется: $F(R) \sim \exp(-R/R_c)$, где R_c — радиус корреляции структуры. По оценкам, полученным из экспериментов по комбинационному рассеянию света, радиус корреляции для стекол, как правило, $\sim 10^{-7}$ см. Для аморфных тел радиус корреляции лежит в этом же диапазоне.

Характерный пространственный масштаб флуктуаций, определяющий проводимость, измерялся в ряде работ. Так, в работе [24], основываясь на эффекте нелинейной зависимости проводимости в сильном электрическом поле, зависящей для неупорядоченного материала от масштаба пространственной неоднородности, проведена оценка радиуса корреляции перколяционного кластера, определяющего протекание тока в химически осажденных пленках PbS. В итоге для радиуса корреляции получена величина 10^{-6} см, а для характерного пространственного масштаба неоднородности потенциала — $(0.5-1.0) \cdot 10^{-6}$ см.

Исходя из вышесказанного, можно сделать утверждение: в неупорядоченных веществах пространственные неоднородности с характерным масштабом $10^{-5} - 10^{-7}$ см приводят к тому, что физико-химические свойства вещества, в том числе подвижность носителей заряда, испытывают сильные пространственные флуктуации. Причем помимо возможных флуктуаций химического состава, концентрации примесей и т. д. наиболее фундаментальной причиной сильных флуктуаций подвижности зарядов являются флуктуации размеров относительно упорядоченных областей неупорядоченного вещества на таких масштабах.

Принципиально важным для понимания законов, определяющих перенос зарядов в неупорядоченных твердых телах, является тот факт, что имеет место корреляция между транспортными свойствами носителей и энергетикой электронных состояний твердых тел, точнее корреляция между пространственными флуктуациями транспортных свойств носителей (подвижности) и пространственными флуктуациями энергий разрешенных электронных состояний (в частности ширины запрещенной зоны) локальных относительно упорядоченных областей. На наличие такой корреляции указывали многие исследователи. Величина запрещенной зоны E_g непосредственно зависит от прочности химической связи. Это же обстоятельство оказывается определяющим и для транспорта носителей заряда. Согласно [25], например, в ряду веществ с одинаковой кристаллографической структурой подвижность μ_n закономерно изменяется с изменением ширины запрещенной зоны по закону $\mu_n = cE_g^{-m}$, где c, m — константы. В кристаллах с узкой запрещенной зоной электроны обладают обычно более высокими значениями подвижности. При узкой запрещенной зоне эффективные массы малы, что, согласно выражению $\mu = e\tau_e/m_e$, приводит к высоким значениям подвижности. В ряде работ авторы непосредственно измеряли взаимосвязь ширины запрещенной зоны твердых растворов при изменении их состава и подвижности носителей заряда. В [26,27] такие измерения были проведены на аморфных слоях $\text{SiN}_x:\text{H}$. С ростом x от 0 до 1.5 запрещенная зона в этом материале плавно увеличивается. При этом проводимость уменьшается с ростом E_g быстрее, чем растет энергия активации. Этот факт авторы объясняют быстрым падением подвижности носителей.

Изложенные выше соображения о взаимосвязи транспортных свойств носителей и ширины запрещенной зоны в твердом теле носят полуэмпирический характер. Тем не менее они очень важны. Они являются хорошим подтверждением правильности общих представлений о тесной зависимости между типом химической связи и полупроводниковыми свойствами.

Исходя из вышеизложенного рассмотрим задачу о переносе зарядов в материале с экспоненциально сильными пространственными флуктуациями подвижности носителей заряда, скоррелированными с флуктуациями ширины запрещенной зоны. Причем областям с более узкой запрещенной зоной соответствует более высокая подвижность, и наоборот. При усреднении по пространственным конфигурациям участки с наиболее высокой подвижностью дадут вклад в наиболее глубокие части хвостов зон. При движении по хвосту плотности состояний вверх к краю невозмущенной зоны плотность состояний быстро увеличивается за счет добавления областей с большей шириной запрещенной зоны и соответственно с меньшей подвижностью носителей заряда.

Найдем эффективную электропроводность среды с локальной удельной электропроводностью $\sigma(r)$, неоднородность которой экспоненциально велика, т.е.

$$\sigma(r) = \sigma \exp[-\xi(r)].$$

Флуктуации $\xi(r)$ обусловлены не только флуктуациями потенциала $\epsilon(r)/kT$, но и в большей степени пространственными флуктуациями подвижности носителей заряда $\mu(r)$. Задачу о переносе заряда в сильно

неоднородной среде будем рассматривать в рамках теории протекания. Проводимость среды, обладающей вышеперечисленными свойствами, будет определяться носителями заряда с энергией вблизи уровня протекания, соответствующего возникновению критического проводящего кластера. При меньших энергиях (области с наиболее узкой запрещенной зоной) зоны высокой проводимости (большие подвижности) не образуют бесконечного кластера. При больших энергиях (области с большей шириной запрещенной зоны) бесконечные кластеры шунтируются критическим как наиболее низкоомным из бесконечных кластеров. Это обусловлено тем, что участкам с большей шириной запрещенной зоны (лежат выше в хвосте плотности состояний), как отмечалось, соответствует меньшая подвижность. Таким образом, в проводимость сильно неупорядоченного материала эффективный вклад вносят лишь носители, расположенные в узком энергетическом интервале $\sim kT$ вблизи уровня протекания E_c . Более глубокие участки хвоста плотности состояний $N(E)$ соответствуют пространственным областям с высокой подвижностью, но их мало для возникновения протекания. Более высокие участки хвоста плотности образуются за счет последовательного добавления с ростом энергии областей с меньшими подвижностями, т. е. более высокоомных, и поэтому они шунтируются критическим кластером как более проводящим.

Представим проводимость материала в следующем виде

$$\sigma = e \int N(E) \mu(E) f(E) [1 - f(E)] dE. \quad (3)$$

Будем рассматривать невырожденный случай: функция Ферми-Дирака $f \ll 1$, т. е.

$$f(E) = \exp[-(E - E_F)/kT]. \quad (4)$$

Примем, что плотность состояний в области хвостов зон экспоненциально спадает вглубь запрещенной зоны. Вблизи валентной зоны (рис. 3)

$$N(E) = N_v \exp[-(E_v - E)/kT_0], \quad (5)$$

где T_0 — параметр, E_v — энергия потолка валентной зоны.

В соответствии с вышесказанным, в интеграл (3) определяющий вклад вносят лишь носители, имеющие энергию в некотором интервале ΔE вблизи уровня протекания E_c , т. е. $E_c - \Delta E \leq E \leq E_c + \Delta E$. Интеграл (3), таким образом, мы должны ограничивать как снизу, так и сверху. Ограничивая его снизу (аналогично, например, [9]), мы учитываем то обстоятельство, что хорошо проводящих областей очень мало и они не могут дать определяющего вклада в проводимость. Однако мы должны ограничивать его и сверху, иначе определяющий вклад в интеграл проводимости дадут области с плохими подвижностями, реально не участвующие в переносе зарядов.

Таким образом,

$$\sigma = e \int_{E_c - \Delta E}^{E_c + \Delta E} N(E) \mu f(E) dE, \quad \Delta E \approx kT. \quad (6)$$

Будем считать, что подвижность μ в узком интервале энергий $\sim kT$ не зависит от E , $\mu = \mu_c = \text{const}$. При сравнении результатов расчета с экспериментом видно, что параметр T_0 в (5), как правило, меньше < 100 К, в то время как для всех перечисленных выше материалов эксперименты проведены при температурах более высоких, чем T_0 , т.е. $T/T_0 > 1$. В связи с этим в первом приближении можно пренебречь более слабой экспонентой $f(E)$ по сравнению с $N(E)$ в узком интервале $E_c \pm kT$, $f(E) = c$. С учетом сказанного вместо (6) получим

$$\sigma = e c \mu_c \int_{E_c - \Delta E}^{E_c + \Delta E} N(E) dE. \quad (7)$$

Интегрируя (7), получим

$$\sigma = e c \mu_c N_v k T_0 \exp\left[(E_c - E_v)/kT_0\right] \text{Sh}(T/T_0) \quad (8)$$

или

$$\sigma = e c \mu_c N(E_c) \text{Sh}(T/T_0). \quad (9)$$

При $T/T_0 > 1$

$$\sigma = \sigma_0 \exp(T/T_0). \quad (10)$$

Выражение (10) есть не что иное, как обратный закон Аррениуса для проводимости сильно неоднородных сред.

В том случае, когда бoльцмановский член $f(E)$ является определяющим в (6), мы получим в итоге обычный активационный закон.

2. Обсуждение

Легко показать, что полученное нами выражение для $\sigma(T)$ содержит в себе правило М-Н. Для этого преобразуем выражение (10) к обычному активационному закону (1) для узкого интервала температур. Для активационного закона

$$\Delta \ln \sigma \approx \frac{E_a \Delta E}{k T^2}.$$

Для обратного закона Аррениуса

$$\Delta \ln \sigma \approx \frac{\Delta T}{T_0}.$$

Обратный закон Аррениуса

$$\sigma = \sigma_0 \exp(T/T_0) = \sigma_{00} \exp[-(E_v - E_0)/kT_0] \exp(T/T_0)$$

преобразуем к активационному, если

$$(kT_0)^{-1} = -E_a/(kT)^2. \quad (11)$$

При этом

$$\sigma_0 = \sigma_{00} \exp \left\{ \frac{E_a(E_v - E_c)}{(kT)^2} \right\} \quad (12)$$

или

$$\ln \sigma_0 = \ln \sigma_{00} + E_a A(T). \quad (13)$$

Видно, что при фиксированной температуре σ_0 подчиняется правилу М-Н. Таким образом, правило М-Н является следствием неактивационной зависимости проводимости от температуры. То, что правило М-Н обнаружено для большой группы материалов различной природы, хорошо согласуется с тем, что обратный закон Аррениуса обнаружен также для большой группы различных неупорядоченных материалов.

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Предэкспоненциальный член в выражении (10) растет пропорционально величине плотности состояний на уровне протекания $\sigma_0 \sim N(E_c)$. Это означает, что параметр, поведение которого часто связывают с поведением некоторой эффективной подвижности, увеличивается по мере того, как уровень протекания смещается в область больших плотностей состояний (см. также выражение (12)). Это согласуется с известными экспериментальными данными.

Обратный закон Аррениуса давно известен для температурной зависимости интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) в неупорядоченных материалах, в частности для аморфного кремния и халькогенидов [9].

$$I_L = I_{L_0} \exp(-T/T_0).$$

Типичные значения параметра T_0 здесь того же порядка, что и для $\sigma(T)$, $T_0 < 100$ К. Объясняют этот эмпирический закон конкуренцией излучательного и безызлучательного каналов рекомбинации. Интересно сравнить температурные зависимости проводимости и люминесценции для одного и того же материала. На рис. 4 приведены данные для проводимости и люминесценции, полученные разными авторами для β -В. В обоих случаях выполняется обратный закон Аррениуса, причем параметр T_0 в обоих случаях равен 20 К. Эти результаты указывают на то, что дрейф заряженных носителей и их рекомбинация в неупорядоченном твердом теле являются тесно связанными процессами. Электрон, возбужденный на состояния зоны проводимости, имеет,

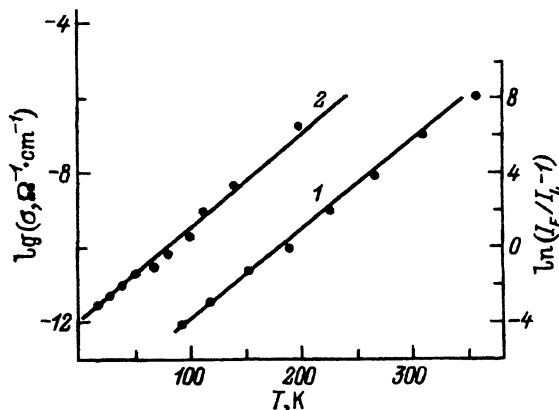


Рис. 4. Температурные зависимости проводимости (1) [3] и фотолюминесценции (2) [27] β -бора.

вообще говоря, две возможности: во-первых, тут же прорекомбинировать со своей дыркой. Это так называемая близнецовая рекомбинация. Однако этот процесс характерен лишь при сравнительно низких ($T < 20-30$ К) температурах. Во-вторых, электрон и дырка в неоднородном потенциале разделяются и скатываются в соответствующие потенциальные ямы. Чтобы далее произошла рекомбинация, носитель должен возбудиться на уровень протекания и дрейфовать там до тех пор, пока не окажется в достаточной для рекомбинации близости от носителя другого знака. Таким образом, можно предполагать, что рекомбинация неравновесных носителей в неупорядоченном твердом теле контролируется дрейфом носителей. Это, возможно, и является причиной того, что температурные зависимости этих процессов имеют одинаковый вид.

Согласно изложенной выше модели, параметр T_0 , получающийся в эксперименте, прямо характеризует величину хвоста плотности состояний вблизи краев зон. Это является следствием того, что интервал вблизи уровня протекания, носители в пределах которого существенный вклад в проводимость, мы приняли равным kT . Вообще говоря, этот вопрос следует обсудить более подробно. Рассмотрим поведение носителя, термически возбужденного на некоторый уровень $E_c - \Delta E$. У него есть две возможности: рекомбинировать обратно с некоторым характерным временем рекомбинации τ_R дополнительно термически активироваться на уровень протекания и участвовать в дрейфе. Вероятность такой дополнительной активации равна

$$W = \nu_0 \exp(-\Delta E/kT). \quad (14)$$

Приравнивая эту вероятность τ_R^{-1} , мы найдем тот интервал энергий, в пределах которого носители участвуют в термически активированных прыжках по уровню протекания.

$$\tau_R^{-1} = \nu_0 \exp(-\Delta E/kT), \quad \Delta E = kT \ln(\nu_0 \tau_R). \quad (15)$$

В выражении (10) для проводимости σ ($\Delta E > kT_0$) мы получаем

$$\sigma = \sigma_0 \exp(\Delta E/kT_0) = \sigma_0 \exp \left[\frac{kT \ln(\nu_0 \tau_R)}{kT_0} \right] = \sigma_0 \exp(T/T^*), \quad (16)$$

где

$$T^* = T_0 / \ln(\nu_0 \tau_R)$$

или

$$T_0 = T^* \ln(\nu_0 \tau_R). \quad (17)$$

В эксперименте мы определяем величину T^* . Характерная фоновая частота $\nu_0 \sim 10^{13} \text{ s}^{-1}$, а τ_R в зависимости от типа рекомбинации может лежать в широких пределах $10^{-6} - 10^{-11} \text{ s}$. Следует ожидать, что определяющим в данном случае будет канал безызлучательной рекомбинации $\tau_R \sim 10^{-10} \text{ s}$. В таком случае $\ln(\nu_0 \tau_R) \approx 7$. Таким образом, ожидаемые хвосты плотности состояний могут быть в несколько раз больше, чем определяемый в эксперименте параметр T^* . Нужно, однако, отметить, что не следует ожидать, что хвосты плотности

состояний, определяемые по проводимости, должны быть равны хвостам плотности состояний, определяемым в оптическом эксперименте, в частности, по краю Урбаха. Причиной такого отличия может быть то, что основную роль в поглощении играют симметричные (т. е. электростатические) флуктуации, в то время как пространственные флуктуации подвижности связаны прежде всего с несимметричными (т. е. упругими) флуктуациями.

Таким образом, в работе показано, что проводимость ряда неупорядоченных твердых тел в широком диапазоне температур подчиняется единому универсальному закону, имеющему вид обратного закона Аррениуса. Это указывает на то, что механизм транспорта зарядов в таких веществах имеет более глубокие отличия от транспорта зарядов в полупроводниковых монокристаллах. Основной причиной этого являются сильные пространственные флуктуации подвижности носителей заряда. Это приводит к тому, что протекание тока в таких средах происходит очень неоднородно по материалу. Есть зоны, которые просто не участвуют в переносе зарядов, линии тока их обтекают. Одной из основных, наиболее фундаментальных причин сильных пространственных флуктуаций подвижности в материале является сам факт его неупорядоченности. Уже само наличие беспорядка на масштабах $10^{-5} - 10^{-7}$ см приводит к сильным пространственным флуктуациям ряда параметров твердого тела, в том числе подвижности носителей заряда. Вторым важным моментом, который необходимо учесть при анализе транспорта носителей заряда, является то, что флуктуации подвижности носителей скоррелированы с флуктуациями потенциалов зон (ширины запрещенной зоны), что является отражением взаимосвязи между типом химической связи и полупроводниковыми свойствами. При усреднении по пространственным конфигурациям локальный характер флуктуаций потенциала смазывается и остается независимая от координат плотность состояний. При этом, однако, состояния с хорошей подвижностью смешиваются с состояниями с плохой подвижностью. Разделить их можно, учтя, что наиболее глубокие участки хвостов зон обладают более высокими подвижностями. Это приводит к выводу о том, что определяющую роль в переносе зарядов в неупорядоченном твердом теле играют носители лишь из сравнительно узкого интервала энергий вблизи уровня протекания. Это обстоятельство и приводит в итоге к обратному закону Аррениуса для проводимости неупорядоченных твердых тел и объясняет эмпирическое правило М-Н.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 93-02-2171).

Список литературы

- [1] Amorphous silicon and related materials. / Ed. H. Fritzsche. World Scientific, 1989. (Пер.: Аморфный кремний и родственные материалы / Под редакцией К. Фрицше. М.: Мир, 1991. С. 543); Yelon A., Movaghar V.I., Branz H.M. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. N 19. P. 12244; Popescu C., Stoica T. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. N 23. P. 15063.
- [2] Gudaev O.A., Malinovsky V.K., Paul E.E., Treshikhin V.A. // Solid State Commun. 1990. V. 74. N 10. P. 1169.
- [3] Голикова О.А., Саматов С. Бор и его полупроводниковые соединения. Ташкент: ФАН, 1988. 40 с.
- [4] Голикова О.А., Амаджанов Н., Таджиев А.А. // Изв. АН Узб. ССР, Сер. физ.-мат. наук. 1989. № 2.

- [5] Насибов И.О., Султанов Г.И., Мургузов М.И., Шафагатов Г.Г. // Изв. АН СССР, Неорг. материалы. 1989. Т. 26. № 4.
- [6] Pramanik P., Biswas S., Basu P.K., Mondal A. // J. Mater. Sci. Lett. 1990. V. 9. N 10. P. 1120.
- [7] Соколенко Г.А., Ботов Ф.А., Буйнов Л.Л. и др. // ФТП. 1990. Т. 24. № 1. С. 175.
- [8] Kothari D., Phanjoubam S., Baijal J.S. // J. Mater. Sci. 1990. V. 25. N 12, С. 5142.
- [9] Mott N.F., Davis E.A. Electron processes in non-crystalline materials. // Oxford: Clarendon Press, 1979. V. 1, 2 (Пер.: Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1983. Т. 1, 2).
- [10] Bakirov M.Ya., Nagafov B.A., Mamedov V.S., Modatov B.S. // Phys. Stat. Sol. (a). 1989. V. 114. P. K.45.
- [11] Миколайчук А.Г., Яцишин С.П., Байцар А.С., Яцишин Б.П. // ДАН УССР А. 1989. № 11.
- [12] Mihai I.C., Muller H.P. // Тр. VI Междунар. конф. по аморфным и жидким полупроводникам. Ленинград, ноябрь 1975. Л.: Наука, 1976.
- [13] Quintini J.C., Granier W., Zanchetta J.V., Taha A. // J. Mater. Sci. Lett. 1990. V. 9. N 12. P. 1383.
- [14] Moharram A.H., Abdel-Rahim M.A., Afify N., El-Hosrey G. // J. Mater. Sci. 1992. V. 27. N 3. P. 675.
- [15] Satich V. // J. Appl. Phys. 1990. V. 68. N 7. P. 3413.
- [16] Mooser E., Pearson W.B. // J. of Electronics. 1956. V. 1. P. 629.
- [17] Куликов Г.С., Мездрогина М.М., Першеев С.К., Абдурахманов К.П. // ФТП. 1993. Т. 27. № 8. С. 1389.
- [18] Куликов Г.С., Мездрогина М.М., Першеев С.К. // ФТП. 1993. Т. 27. № 8. С. 1392.
- [19] Oheda H. // J. of Non-Cryst. Sol. 1991. V. 137 & 138. P. 1147.
- [20] Аморфные полупроводники / Под ред. М.Бродски. М.: Мир, 1982. С. 420.
- [21] Алексеевский В.В. // ДАН СССР. 1990. V. 311. № 5.
- [22] Веснин Ю.И. Деп. ВИНТИ № 2123-70D. Новосибирск, 1970.
- [23] Malinovsky V.K., Zhdanov V.G. // J. of Non-Cryst. Sol. 1982. V. 51. P. 31.
- [24] Gudaev O.A., Malinovsky V.K., Paul E.E., Treshikhin V.A. // Solid State Commun. 1989. V. 72. N 8. P. 790.
- [25] Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 671 с.
- [26] Maeda K., Umezu I. // J. Non-Cryst. Sol. 1991. V. 137 & 138. P. 883.
- [27] Kimura K., Tada T., Hori A., Furukava A. // J. of Non-Cryst. Sol. 1991. V. 137 & 138. P. 919.