

ФИЗИЧЕСКИЕ И ТЕХНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ
МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 621.315.592

О. А. Гудаев, В. К. Малиновский
(Новосибирск)

ПРОВОДИМОСТЬ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕД С СИЛЬНЫМИ
ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ ФЛУКТУАЦИЯМИ ПОДВИЖНОСТИ

Теоретически развита модель переноса зарядов в средах с сильными пространственными неоднородностями параметров. Показано, что в сильно неоднородных средах следует ожидать корреляции флуктуаций транспортных свойств носителей (подвижности) и энергии электронных состояний. Проводимость такой среды определяется носителями заряда с энергией вблизи уровня протекания, соответствующего возникновению критического проводящего кластера. Температурная зависимость проводимости описывается обратным законом Аррениуса $\sigma = \sigma_0 \exp(T/T_0)$, T_0 — параметр. Показано, что этот закон выполняется для широкого класса материалов: квазикристаллов, поликристаллических, аморфных и стеклообразных полупроводников, твердых растворов, композитов и других неупорядоченных сред в широком диапазоне температур.

Введение. Для неупорядоченных материалов наблюдающаяся в эксперименте температурная зависимость проводимости имеет вид кривой с уменьшающейся при понижении температуры величиной энергии активации. Как правило, это интерпретируется несколькими экспоненциальными участками, соответствующими известным механизмам переноса заряда: по зоне нелокализованных состояний, по локализованным состояниям выше уровня Ферми и по состояниям вблизи уровня Ферми материала. Однако проведенный нами анализ показал, что в целом ряде случаев температурную зависимость проводимости материала нельзя представить в виде суммы двух-трех или более экспонент с разными энергиями активации. Она имеет совсем другой, не аррениусовский вид. Для большой группы материалов показано, что температурная зависимость проводимости в широком диапазоне температур имеет вид обратного закона Аррениуса:

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

T_0 — параметр. Широкий набор разного типа материалов, для которых выполняется обратный закон Аррениуса для температурной зависимости проводимости, указывает на то, что причина этого не в специфике переноса заряда в каких-то конкретных материалах. Причина, видимо, связана с более общими закономерностями, с самой спецификой неупорядоченного состояния. Чтобы разобраться в этом, следует более внимательно рассмотреть, к каким последствиям приведет сам факт сильных пространственных флуктуаций различных свойств материала.

Экспериментальные результаты. Анализ экспериментальных результатов для различного типа неупорядоченных материалов показал, что зависимость вида $\sigma = \sigma_0 \exp(T/T_0)$ выполняется для большой группы материалов (рис. 1): квазиаморфных полупроводников $\beta - \text{В}$ ($T_0 = 20 \text{ К}$) [1], объемных образцов твердых растворов $\beta - \text{В}$ (16 К) [2], $\beta - \text{В} : \text{Si}$ (20 К) [2],

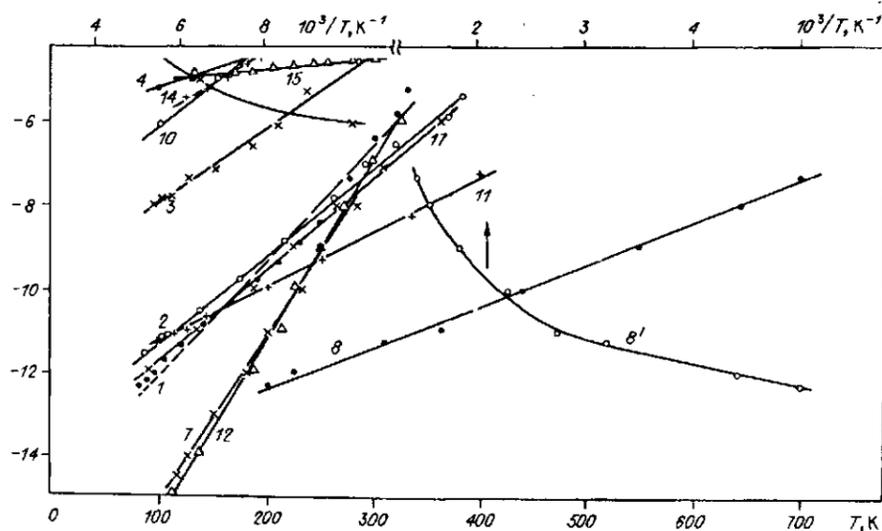


Рис. 1. Температурная зависимость проводимости:

1 - β -V, 2 - β -Bi:Si, 3 - β -V:Cu, 4 - $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, 5 - $\text{Fe}_x\text{Ge}_{1-x}$, 6 - $(\text{Pr}_2\text{Se}_3)_x(\text{PbSe})_{1-x}$, 7 - $\text{As}_{30}\text{Te}_{48}\text{Si}_{12}\text{Ge}_{10}$, 8 - алмазные поликристаллические пленки, 9 - PbS, 10 - As_2Te_3 (дрейфовая подвижность), 11 - $\text{Bi}_{70}\text{Se}_{30}$, 12 - a-As, 13 - $\text{Ag}_{2,5}\text{Se}-\text{Se}$, 14 - SnO_2 , 15 - PbSe, 16 - PtS, 17 - β -V-квазиаморфный; 8', 10' приведены для сравнения в активационных координатах

β -V:Cu(Te) (25 K) [2], $(\text{Pr}_2\text{Se}_3)_x(\text{PbSe})_{1-x}$ (124 K) [3], поликристаллических пленок PbS (35 K) [4], PbSe (165 K) [5] и алмазных поликристаллических пленок (42 K) [6]; стеклообразных материалов $\text{As}_{30}\text{Te}_{48}\text{Si}_{12}\text{Ge}_{10}$ (11 K) [7] и As_2Te_3 (22 K) [7]; аморфных пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ (52 K) [8], $\text{Fe}_x\text{Ge}_{1-x}$ (145 K) [9], $\text{Bi}_{70}\text{Se}_{30}$ (33 K) [10], a-As (10,4 K) [7], SnO_2 (30 K) [11]; композитного материала $\text{Ag}_{2,5}\text{Se}-\text{Se}$ (130 K) [12]; прессованных образцов PtS (74 K) [13]. В скобках приведены величины параметра T_0 , определенные по результатам, представленным на рис. 1. Параметр T_0 меняется в широких пределах, однако в большинстве случаев он не превышает 100 K. Во всех приведенных случаях авторы объясняли температурную зависимость проводимости, представляя ее несколькими экспоненциальными участками $\ln \sigma \sim T^{-1}$ с разными энергиями активации. Возможно, это имеет какой-то физический смысл, но мы обращаем внимание, что во всем температурном диапазоне, в котором проведены измерения, зависимость проводимости от температуры подчиняется обратному закону Аррениуса: $\ln \sigma \sim T/T_0$.

Обсуждение. Обратный закон Аррениуса наблюдается для целого ряда веществ, обладающих совершенно разными свойствами. Это объемные образцы твердых растворов, стекла, аморфные и поликристаллические пленки разного состава. Диапазон температур в ряде случаев очень широк: для алмазных поликристаллических пленок от 200 до более 700 K, твердых растворов $(\text{Pr}_2\text{Se}_3)_x(\text{PbSe})_{1-x}$ от 300 до 750 K, аморфных слоев $\text{Bi}_{70}\text{Se}_{30}$ от 100 до 400 K, твердых растворов β -V и β -V, легированного Si, Cu или Te, от 80 до также почти 400 K и т. д. Во всех случаях, приведенных на рис. 1, обратный закон

Аррениуса выполняется во всем реально доступном для измерений температурной зависимости проводимости диапазоне температур, в котором были проведены измерения. Названные обстоятельства указывают на то, что причины, приводящие к температурной зависимости проводимости такого вида, не связаны с конкретными свойствами какого-то вещества. Объяснение, видимо, следует искать в более общих особенностях переноса зарядов в неупорядоченных материалах. Для этого 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.

1. Нарушения структуры твердого тела, т. е. длин и углов связей. Этот тип беспорядка характерен для стекла.

4. Другие формы беспорядка: расслоение фаз; металлические включения в диэлектрической матрице; микропоры и микротрещины и т. д.

Возникает вопрос: можно ли при рассмотрении свойств неупорядоченного тела выделить какой-то характерный пространственный масштаб, являющийся наиболее существенным в задаче о транспорте носителей, и если да, то каков он?

Есть ряд работ, обобщенных, в частности, в [14, 15], 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 т. д. — претерпевают резкие изменения. Анализ большого числа экспериментальных данных [15] указывает на то, что этот характерный размер, как правило, $\sim 10^{-6} \div 10^{-5}$ см. На рис. 2 показана обобщенная зависимость некоторого физического параметра G от размера кристалла.

Делаются попытки непосредственно для неупорядоченного твердого тела найти характерный масштаб, определяющий те или иные его физические свойства. Так, в [16] рассматривается функция корреляции структуры неупорядоченного твердого тела $F(R) = F(\bar{R}_1 - \bar{R}_2)$. Ее определяют так, что $F(R) = 1$, если флуктуации каких-либо свойств материала, например упруго-оптических 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 [16] можно выделить три характерных типа функции корреляции структуры материала (рис. 3). Как уже го-

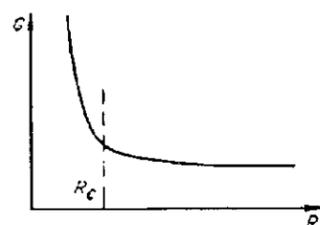


Рис. 2. Обобщенная зависимость некоторого физического параметра кристалла G от его размера R

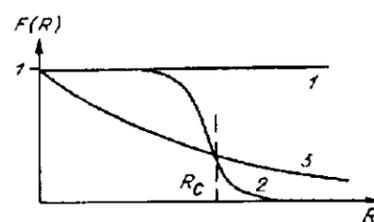


Рис. 3. Вид функции корреляции структуры различных материалов:
1 — монокристалл, 2 — аморфное тело, 3 — стеклообразное тело

ворилось, 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 согласно [16] функция корреляции структуры является универсальной независимо от их химического состава и лучше всего аппроксимируется: $F(R) \sim \exp(-R/R_c)$, 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.

Исходя из вышеизложенного, можно сделать достаточно обоснованное утверждение: в неупорядоченных веществах с характерным пространственным масштабом неоднородности $\sim 10^{-5} + 10^{-7}$ физико-химические свойства будут испытывать сильные флуктуации.

Это утверждение справедливо и для параметров материала, определяющих перенос зарядов. Характерный пространственный масштаб флуктуаций, определяющий проводимость, измерялся в ряде работ. Так, например, в [17], 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 поликристаллических пленках PbS. В итоге для радиуса корреляции получена величина $\sim 10^{-6}$ см, а для характерного пространственного масштаба неоднородности потенциала $\sim (0,5 - 1,0)10^{-6}$ см. При этом следует отметить, что средний размер кристаллитов $> 10^{-5}$ см. Это означает, что в этих поликристаллических пленках перенос заряда не связан с размером кристаллитов, а определяется беспорядком с совсем другим характерным масштабом.

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 [18, 19]. Величина запрещенной зоны E_g непосредственно зависит от прочности химической связи. Это же обстоятельство оказывается определяющим и для транспорта носителей заряда. Согласно [18], например, в ряду веществ с одинаковой кристаллографической структурой подвижность μ_n закономерно изменяется с изменением ширины запрещенной зоны по закону

$$\mu_n = cE_g^{-m},$$

c, m — константы. В [19] отмечается, что 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 [20] 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. Аналогичные измерения были проведены на аморфных слоях $\text{Bi} - \text{Se}$ [9] при изменении концентрации Se. Энергия активации проводимости имеет вид кривой с максимумом при 30 %-ном содержании Se. Коррелирован-

но с этим предэкспоненциальный член в температурной зависимости проводимости имеет вид кривой с минимумом при соответствующей концентрации Se. В [21] на аморфных слоях системы $\text{Si}_{1-x}\text{Ni}_x$; H были проведены измерения E_g и проводимости σ от давления. Ширина запрещенной зоны падает с давлением, при этом проводимость растет.

Взаимосвязь предэкспоненциального члена и энергии активации температурной зависимости проводимости в литературе известна как правило Меера — Нелдела. При этом следует отметить, что не всегда наблюдается уменьшение предэкспоненциального члена с ростом энергии активации, так как не всегда изменение энергии активации вызвано изменением ширины запрещенной зоны. Так, в [22] наблюдался обратный случай. Эффект Меера — Нелдела авторы объяснили сдвигом уровня Ферми.

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

Исходя из вышеизложенного, сделаем важный для дальнейшего вывод. Неупорядоченное твердое тело представляет собой среду с сильными пространственными флуктуациями подвижности, скоррелированными с флуктуациями ширины запрещенной зоны. Причем областям с более узкой запрещенной зоной соответствует более высокая подвижность носителей, и наоборот. При усреднении по пространственным конфигурациям локальный характер флуктуаций потенциала сглаживается и остается не зависящая от координат плотность состояний, отличная от нуля во всех точках, до которых доходят границы искривленных зон. Плотность состояний на хвосте при этом пропорциональна вероятности соответствующих флуктуаций потенциальной энергии. По этой причине она довольно быстро уменьшается по мере углубления в запрещенную зону (рис. 4). При этом следует подчеркнуть, что участкам с наиболее узкой запрещенной зоной, дающим вклад в наиболее глубокие части хвостов зон, соответствует наиболее высокая подвижность носителей. 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. Этот вывод необходимо учитывать при рассмотрении проводимости неупорядоченного твердого тела.

Рассмотрим далее следующую задачу. Пусть требуется найти эффективную электропроводность среды с локальной удельной электропроводностью $\sigma(r)$, неоднородность которой экспоненциально велика, т. е. $\sigma(r) = \sigma_0 \exp[-\xi(r)]$. Флуктуации $\xi(r)$ обусловлены не только флуктуациями потенциала $\varepsilon(r)/kT$, а в большей степени пространственными флуктуациями подвижности носителей заряда $\mu(r)$, скоррелированными с флуктуациями ширины запрещенной зоны. Задачу о переносе заряда в сильно неоднородной среде будем рассматривать в рамках теории протекания. Согласно ее выводам, проводимость сильно неоднородной среды определяется носителями заряда с энергией вблизи уровня протекания $E = E_c$, 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 запре-

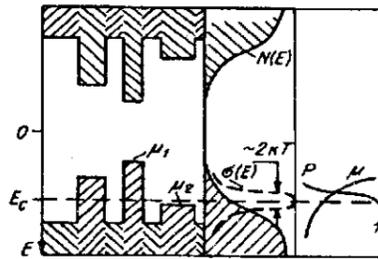


Рис. 4. Схематическая зонная диаграмма неупорядоченного полупроводника:

μ — подвижность носителей в зависимости от энергии края зоны, P — вероятность возникновения протекания при заданном положении уровня протекания

щественной 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 проводимости сильно неупорядоченного материала эффективно участвуют лишь носители, расположенные в узком энергетическом интервале 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.

Проводимость среды представим в виде

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

$f(E)$ — функция распределения Ферми — Дирака:

$$f(E) = \exp[-(E - E_F)/kT]. \quad (2)$$

Примем, что плотность состояний в области хвостов зон экспоненциально спадает в глубь запрещенной зоны:

$$N(E) = N_v \exp[-(E_v - E)/kT_0], \quad (3)$$

T_0 — параметр, характеризующий ширину хвоста плотности состояний; E_v — энергия потолка валентной зоны.

В соответствии с вышеизложенным в интеграл (1) определяющий вклад вносят лишь области, расположенные вблизи уровня протекания E_c , т. е. в интервале $E_c - kT \leq E \leq E_c + kT$. Будем считать, что подвижность носителей μ в этом узком интервале энергий не зависит от E , т. е. $\mu = \mu_c = \text{const}$. При сравнении результатов расчета с экспериментом видно, что параметр T_0 в (3), как правило, < 100 К, в то время как во всех случаях, приведенных на рис. 1, 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 этого вместо (1) в итоге получим

$$\sigma = e c \mu_c \int_{E_c - \Delta E}^{E_c + \Delta E} N(E) dE, \quad \Delta E = kT. \quad (4)$$

Интегрируя (4), получим

$$\sigma = e c \mu_c N_v kT_0 \exp[(E_c - E_v)/kT_0] \text{sh}(T/T_0) \quad (5)$$

или

$$\sigma = e c \mu_c N(E_c) \text{sh}(T/T_0). \quad (6)$$

При $T/T_0 \gg 1$

$$\sigma = \sigma_0 \exp(T/T_0). \quad (7)$$

Выражение (7) есть не что иное, как обратный закон Аррениуса для проводимости сильно неоднородных сред.

В заключение сделаем несколько замечаний. Во-первых, параметр σ_0 в (7), стоящий перед зависящим от температуры членом, увеличивается по мере того, как уровень протекания смещается в область больших плотностей состояний: $\sigma_0 \sim N(E_c)$. Это соответствует имеющимся в литературе эксперименталь-

ным наблюдениям. Во-вторых, ситуация, рассмотренная нами, т. е. сильно неупорядоченный материал с сильными пространственными флуктуациями подвижности, кардинально отличается от случая легированного кристаллического полупроводника. В последнем случае зоны искривлены лишь за счет локальных электрических полей. Параметр $\xi(r) = \epsilon(r)/kT$. Подвижность можно считать не зависящей от координаты. В этом случае нет оснований интеграл (1) ограничивать сверху и интегрирование следует вести в интервале от $E_c - kT$ до ∞ . При этом проводимость будет определяться областями с наибольшей плотностью состояний, т. е. краем зоны разрешенных состояний, а вклад хвостов зон оказывается экспоненциально мал. Именно этот случай, как правило, рассматривается в литературе. Приведенные нами выше аргументы позволяют предполагать, что для многих неупорядоченных материалов различной природы (если не для большинства) реализуется другой случай, а именно случай сильно неупорядоченной среды, рассмотренный в настоящей работе.

Обратный закон Аррениуса давно известен из экспериментов по температурному гашению люминесценции для халькогенидных стеклообразных полупроводников. Величина параметра T_0 , полученная из экспериментов по люминесценции, согласуется с величинами, найденными из экспериментов по переносу заряда. Это позволяет предполагать тесную взаимосвязь причин, контролирующих перенос носителей заряда и их рекомбинацию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Голикова О. А., Саматов С. Бор и полупроводниковые соединения.—Ташкент: ФАН, 1988.
2. Голикова О. А., Аманджанов Н., Таджиев А. А. Электрические свойства твердых растворов внедрения на основе β -ромбодрического бора // Изв. АН УзССР. Сер. физ.-мат. наук.—1989.—№ 2.
3. Насибов И. О., Султанов Т. И., Мургузов М. И., Шафагатова Г. Г. Физико-химические и электрофизические свойства твердых растворов $(Pr_2Se_3)_x(PbSe)_{1-x}$ ($x < 0,05$) // Изв. АН СССР. Неорг. мат.-лы.—1989.—26, № 4.
4. Gudaev O. A., Malinovsky V. K., Paul E. E., Treshikhin V. A. Nonactivation nature of conductivity in disordered materials // Solid State Commun.—1990.—74, N 10.—P. 1169.
5. Pramanik P., Biswas S., Basu P. K., Mondal A. A chemical method for the deposition of semiconducting lead selenite thin film // J. Mater. Sci. Lett.—1990.—9, N 10.—P. 1120.
6. Соколенко Г. А., Ботов А. А., Буйнов Л. Л. и др. Температурные и частотные зависимости электропроводности алмазных пленок // ФТП.—1990.—24, вып. 1.
7. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах.—М.: Мир, 1983.—Т. 1, 2.
8. Bakirov M. Ya, Nayafov B. A., Mamedov V. S., Modatov B. S. Electrical and optical properties of amorphous $Ge_{1-x}Si_x$ semiconductors // Phys. Stat. Sol. (a).—1989.—114.—P. K45.
9. Миколайчук А. Г., Яцишин С. П., Байцар А. С., Яцишин Б. П. Электрические свойства аморфных пленок, осажденных в полях // ДАН УССР. Сер. А.—1989.—№ 11.
10. Mihai I. C., Müller L. P. Electrical properties and optical absorption of amorphous Bi — Se alloys // Труды VI Междунар. конф. по аморфным и жидким полупроводникам. Ленинград, ноябрь 1975.—Л.: Наука, 1976.
11. Quintini J. C., Granier W., Zanchetta J. V., Taha A. Sol-gel preparation and transport properties of a thin oxide // J. Mater. Sci. Lett.—1990.—9, N 12.—P. 1383.
12. Satish Vitta. Structure and temperature dependence of conductivity of $Ag_{2.5}Se - Se$ // J. Appl. Phys.—1990.—68, N 7.—P. 3413.
13. Mooser E., Pearson W. B. // Journ. of Electronics.—1956.—1.—P. 629.
14. Алексеевский В. Б. К вопросу о структурных единицах твердого вещества // ДАН СССР.—1990.—311, № 5.
15. Веснин Ю. И. О зависимости свойств кристалла от его размера.—Новосибирск, 1970.—Деп. в ВНИИТИ, № 2123-70Д.
16. Malinovsky V. K., Zhdanov V. G. Local heating and photostructure transformation in ChVS // J. of Non-Cryst. Sol.—1982.—51.—P. 31.
17. Gudaev O. A., Malinovsky V. K., Paul E. E., Treshikhin V. A. The percolation conductivity and characteristic scale of potential inhomogeneity polycrystalline films // Solid State Commun.—1989.—72, N 8.—P. 790.
18. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников.—М.: Наука, 1977.

19. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела.—М.: Наука, 1978.
20. Maeda K., Umezumi I. Atomic microstructure and electronic properties of $a - \text{SiN}_x : \text{H}$ deposited by PECVD // J. Non-Cryst. Sol.—1991.—137 & 138.—P. 883.
21. Assal R., Bayliss S. C., Davis E. A. Semiconductor to metal transitions induced by pressure in the amorphous alloy system $a - \text{Si}_{1-x}\text{N}_x : \text{H}$ // Ibid.—P. 931.
22. Oversluizen G., Van Kessel R. P., Nienwesteeg K. J., Boogaard J. The Meyer — Neldel rule in hydrogenated amorphous silicon thin devices // J. Appl. Phys.—1991.—69, N 5.—P. 3082.

Поступила в редакцию 23 июня 1992 г.

УДК 621.315

А. Г. Богданов, В. И. Кольдяев, В. Е. Малак, И. Г. Неизвестный
(Новосибирск)

МЕТОД МИНИАТЮРИЗАЦИИ ЭЛЕМЕНТНОЙ БАЗЫ КМДП СБИС

Обсуждены проблемы практической миниатюризации элементной базы КМДП СБИС. Кратко рассмотрены известные методы масштабирования МДП-транзисторов. Описан метод миниатюризации элементной базы КМДП СБИС, включающий процедуры масштабирования и систему сквозного моделирования элементов и технологии изготовления СБИС для оптимизации элементов. Метод основан на представлении о совокупной элементной базе СБИС и позволяет использовать новые идеи в конструировании элементов. Показано, что при уменьшении проектной нормы менее 1 мкм требуется использование новых принципов создания затвора p -канального МДП-транзистора. Предложена обобщенная конструкция МДПТ. Получены практические результаты миниатюризации элементной базы КМДП СБИС в диапазоне проектных норм от 2 до 0,7 мкм.

Введение. Проблема расширения функциональных возможностей СБИС в пределах одного кристалла является одной из самых актуальных при создании интегральных схем. Прогресс в этой области для СБИС достигается в основном за счет роста уровня интеграции, а также увеличения размеров кристалла. По мере развития технологии высокий уровень интеграции реализуется через уменьшение минимальных проектных норм — минимальных размеров элементов СБИС, т. е. миниатюризацию элементов. Задача миниатюризации элементов КМДП СБИС, таких как n - или p -канальные МДП-транзисторы (n -МДПТ и p -МДПТ), имеет два аспекта: а) миниатюризация размеров МДПТ с целью определения физического предела осуществимости идеи транзистора на полевом эффекте [1]; б) миниатюризация практических конструкций МДПТ с целью выявления физического предела данных конструкторского и технологического подходов изготовления и определения практических шагов продвижения к физическому пределу [2—4]. Данная работа посвящена второму аспекту задачи, для решения которой разработан метод миниатюризации элементной базы (ЭБ) КМДП СБИС.

Задача миниатюризации элементов СБИС решалась до сих пор главным образом с помощью методик масштабирования [2, 3, 5], на основе которых предсказываются совокупности параметров элементов для заданной проектной нормы как некоторые пропорциональные соотношения к совокупности параметров элементов с исходной проектной нормой. Имеются CV -, CE -, QCV -, G -методики масштабирования [2—5]: при CV -масштабировании все параметры изменяются в K раз, а напряжение питания V_p остается постоянным; при CE — все параметры, и в том числе V_p , изменяются в K раз; при QCV — все параметры масштабируются в K раз, а V_p уменьшается в $(K)^{1/2}$ раз; при G — все параметры изменяются в k раз, а V_p в Q раз. Наконец, имеется методика масштабирования из [6], называемая далее BFNS по первым буквам авторов. Согласно BFNS-методике, сохраняется величина $d \lg I_{ds} / d V_{gs}$ для подпорогового тока I_{ds} МДПТ в зависимости от напряжения затвор-исток V_{gs} при таком изме-