

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ 1977 ГОДА

537.31.33

ЭЛЕКТРОНЫ В СТЕКЛООБРАЗНЫХ МАТЕРИАЛАХ*Н. Мотт*

Люди научились делать стекло почти так же давно, как и получать металлы; это искусство восходит к доисторическим временам. Мне всегда казалось удивительным, что понимать пластичность металлов с точки зрения движения атомов мы начали позже, чем был открыт нейтрон. Связано это достижение во многом с именем Джоффри Тейлора<sup>1</sup>; мы с Набарро<sup>2</sup> первыми попытались объяснить, почему металлические сплавы оказываются твердыми. Еще больше удивляет меня, как много лет прошло, прежде чем начались попытки теоретически понять свойства электронов в стеклообразных материалах. В конце концов наиболее ярким свойством стекол является то, что они прозрачны, причем, для того чтобы добиться этого, вовсе не требуется использовать особо чистые материалы. Однако, что означает «прозрачность» с точки зрения современной теории твердого тела? Она означает, что в энергетическом спектре электронов данного вещества имеется щель, или зона запрещенных энергий, между занятыми состояниями (валентная зона) и пустыми (зона проводимости); световые кванты, соответствующие видимому свету, имеют недостаточную энергию для того, чтобы заставить электроны перейти через эту щель. Понятие о такой щели является довольно сложным; оно целиком базируется на квантовомеханических представлениях и было введено в физику твердого тела в 30-х годах в основополагающих работах Блоха, Пайерлса и Вильсона. Эта теория основывалась на предположении, что вещество является кристаллическим. В большинстве подходов появление щели связывалось с брэгговскими отражениями электронных волн от кристаллической решетки; математическое рассмотрение при этом исходило из наличия идеальной периодичности кристалла. Стекла и вообще аморфные вещества не дают резких брэгговских отражений, поэтому удивительно, что никто не задался вопросом «Почему стекла прозрачны?» задолго до того, как это сделали мы с сотрудниками<sup>3</sup> в Кембридже (всего лишь меньше десяти лет назад).

Наш интерес к этим проблемам фактически был стимулирован экспериментальными исследованиями, проводившимися примерно с 1950 г. в Ленинграде под руководством Коломийца<sup>4</sup> и направленными в основном на изучение электрических, а не оптических свойств стеклообразных полупроводников. Эти вещества представляют собой черные стекла, содер-

---

\*) Mott Nevil. Electrons in Glass: Nobel Lecture. 8 December 1977. — Перевод Д. И. Хомского.

жащие мышьяк, теллур и другие элементы, и для них энергетическая щель лежит в инфракрасной области. Эта щель оказывается достаточно малой, так что уже при комнатной температуре через нее легко может быть возбужден электрон. Эксперименты ленинградской группы, как мне кажется, показали, что концепция зоны проводимости и валентной зоны может быть применена к стеклообразным материалам и, что более замечательно, что энергетическая щель и, следовательно, проводимость не очень существенно зависят от состава материала. С этим связано и то, что оксидные стекла обычно прозрачны и могут быть окрашены (как, например, средневековые цветные стекла для витражей) путем добавления атомов переходных металлов, внутренние оболочки которых дают свой собственный спектр поглощения, слабо зависящий от окружения. Эти свойства стекол находятся в резком контрасте с поведением кристаллов: например, вся полупроводниковая технология с использованием кремния базируется на том, что, скажем, если в кремний добавить атом фосфора с его пятью электронами, четыре образуют валентные связи, а пятый остается очень слабо связанным. Открытие описанного выше свойства

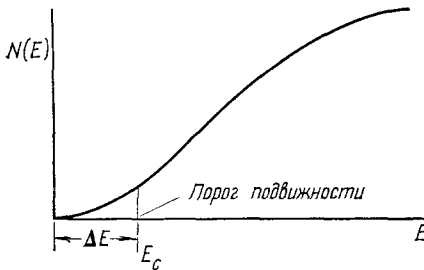


Рис. 1. Плотность состояний в зоне проводимости в некристаллических веществах.

Показан порог подвижности  $E_c$ , отделенной энергией  $\Delta E$  от края зоны.

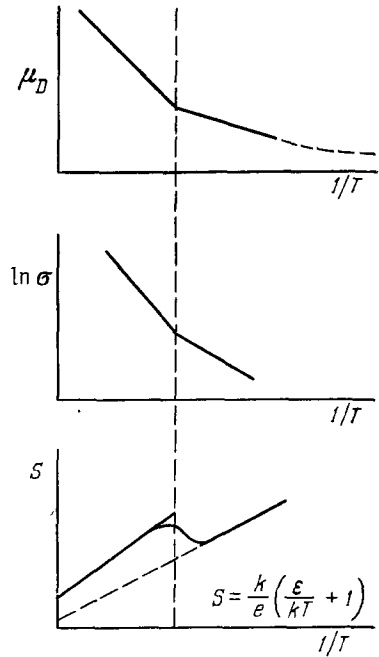


Рис. 2. График, схематически показывающий температурную зависимость дрейфовой подвижности  $\mu_D$ , проводимости  $\sigma$  и термо-э.д.с.  $S$  в веществе, в котором зона проводимости имеет вид, показанный на рис. 1.

аморфных материалов сделало Коломийца одним из основателей того раздела науки, о котором я говорю; к ним принадлежит и ряд других ученых из восточноевропейских стран, в особенности Григоровичи из Бухареста и Тауц из Праги. Объяснение этого свойства стекол на химическом языке<sup>5</sup>, по-видимому, заключается в том, что в стекле каждый атом имеет как раз такое число соседей, что *все* его валентные электроны участвуют в образовании химических связей. Из этого правила есть важные исключения, главным образом в случае осажденных на подложку пленок, о которых я еще буду говорить; однако в большинстве стекол, полученных охлаждением из расплава, ситуация, по-видимому, именно такая.

Если это действительно так, то какова же природа «зоны проводимости» в аморфных материалах? Обязательно ли существует «хвост» плотности состояний, перекрывающий щель, как предполагалось в важной ран-

ней работе Коэна, Фрицше и Овшинского<sup>6</sup>? Это вряд ли так, если судить по тому, что стекла прозрачны. Ключом к пониманию ситуации может служить другая идея, высказанная также в Ленинграде Иоффе и Регелем<sup>7</sup>, а именно, что длина свободного пробега электрона не может быть меньше, чем его длина волны, а также чрезвычайно важная статья Андерсона<sup>8</sup>, опубликованная в 1958 г. и озаглавленная «Отсутствие диффузии в некоторых случайных решетках»; о ней говорил сам Андерсон в своей нобелевской лекции этого года\*). Мы теперь понимаем, что в любой некристаллической системе низшие состояния в зоне проводимости являются локализованными, т. е., по существу, оказываются ловушками, и что на шкале энергий имеется непрерывная область, занятая такими локализованными состояниями и простирающаяся от дна зоны до критической энергии<sup>9</sup>  $E_c$ , называемой порогом подвижности<sup>6</sup>, где состояния становятся делокализованными. Это показано на рис. 1, где изображена плотность состояний. Имеется много расчетов положения порога подвижности для ряда простых моделей<sup>10</sup>, но пока не удалось сделать этого для структуры «непрерывной случайной сети» («continuous random network»), типа постулированной для  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{As}_2\text{Se}_3$ , аморфного Si или любого аморфного вещества, в котором координационное число остается тем же, что и в кристалле. Похоже, эта проблема — это серьезный вызов теоретикам; пока же мы в этом вопросе целиком зависим от эксперимента, в частности, по инъектированию электронов в некристаллические материалы и измерению их подвижности. Основываясь на приведенной картине, можно ожидать, что при низких температурах перенос заряда будет происходить посредством «прыжков» из одного локализованного состояния в другое (процесс, происходящий при участии фононов и требующий только малой энергии активации), а при высоких температурах ток будет обусловлен электронами, возбуденными выше порога подвижности, причем подвижность будет вести себя как  $\mu_0 \exp(-\Delta E/kT)$ . Следующие из этой модели температурные зависимости подвижности, электропроводности и термо-э.д.с. показаны на рис. 2; для этого случая может быть рассчитана (по теории Фридмана<sup>11</sup>) также холловская подвижность. Благодаря блестящим работам Спира, Ле-Комбера и их сотрудников<sup>12</sup> известно, что ситуация именно такова по крайней мере в одном материале, кремнии, осажденном из  $\text{SiH}_4$  в газовом разряде. Что касается других материалов, есть достаточно веские указания на то, что так же ведут себя «дырки» в теллуриде мышьяка<sup>13</sup>, хотя есть и иные интерпретации свойств этого соединения<sup>14</sup>. Однако для других некристаллических материалов, в частности, для электронов в сжиженных инертных газах<sup>5</sup>, для стеклообразной двуокиси кремния<sup>16</sup> и для ряда других веществ нет вообще никаких указаний на существование цели подвижности: дрейфовая подвижность в них падает с ростом температуры. Следовательно, в некоторых материалах область локализованных состояний ( $\Delta E$  на рис. 1) при комнатной температуре должна быть меньше, чем  $kT$ . Задача теории — объяснить, когда это должно быть так.

Таким образом, имеющиеся для полупроводников данные довольно скудны, и можно задать вопрос, насколько вообще хорошо установлено наличие локализованных состояний и порога подвижности в неупорядоченных системах. Помимо кремния, осажденного в газовом разряде, наиболее убедительные доказательства, на мой взгляд, представляют системы, которые Андерсон назвал «фермиевскими стеклами». Здесь надо вернуться к модели металла, созданной Зоммерфельдом на заре развития квантовой механики. Как показано на рис. 3, электронные состояния, в

\*) См. данный номер УФН, с. 19. (Прим. перев.).

кристаллическом металле заняты вплоть до энергии Ферми  $E_F$ . Плотность состояний на уровне Ферми, которую я обозначил  $N(E_F)$ , определяет электронную теплоемкость и парамагнетизм Паули. Это остается верным и для некристаллических веществ, или же в случае, когда в веществе имеются случайные поля того или иного рода, как, например, в сплавах; в этом случае, однако, состояния на дне зоны, а возможно, и во всей зоне, оказываются локализованными. В частности, локализованными могут быть состояния на уровне Ферми. В этом случае мы и называем систему фермиевским стеклом. Хотя в такой системе теплоемкость и парамагнетизм Паули ведут себя как в металле, поведение проводимости совершенно иное: она стремится к нулю при понижении температуры.

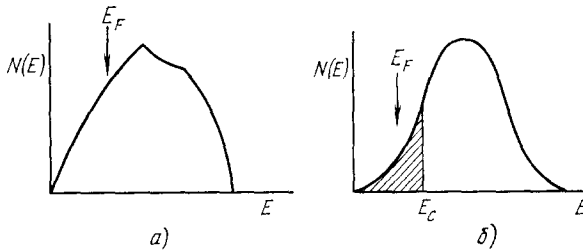


Рис. 3. Плотность состояний в металлической зоне проводимости, где заняты состояния вплоть до энергии Ферми  $E_F$ .

а) Кристалл, б) аморфное или жидкое вещество; локализованные состояния заштрихованы,  $E_c$  — порог подвижности.

пересечет порог подвижности, произойдет переход «диэлектрик — металл» того типа, который я назвал «переходом Андерсона»<sup>17</sup>. Обсудим сейчас электрические свойства подобной системы. Если энергия Ферми  $E_F$  лежит намного выше порога подвижности, поведение системы будет таким, как у большинства жидких металлов, и ее проводимость может быть рассмотрена в рамках теории, предложенной в 1961 г. Займаном<sup>18</sup>. Эта теория была одним из первых успешных подходов к описанию проводимости в некристаллических материалах; она показала, что эти проблемы поддаются точному рассмотрению, и вдохновила нас на то, чтобы и самим заняться этим делом. Теория Займана — это теория «слабого рассеяния», когда длина свободного пробега  $L$  велика по сравнению с расстоянием между атомами  $a$ . Если рассеяние усиливается, мы подойдем к ситуации, описываемой критерием Иоффе — Регеля (в этом случае  $L \sim a$ ), и проводимость тогда равна

$$\frac{1}{3} \frac{e^2}{\hbar a} \sim 3000 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1},$$

если взять  $a \sim 3 \text{ \AA}$ . Если рассеяние становится еще более сильным, наступает андерсоновская локализация. Проводимость непосредственно перед ее возникновением есть

$$\text{const.} \cdot \frac{e^2}{\hbar a},$$

где константа зависит от критерия локализации Андерсона и лежит, по-видимому, в интервале  $0,1-0,025$ . Я назвал эту величину «минимальной металлической проводимостью» и обозначил ее  $\sigma_{\min}$ . При  $a \sim 3 \text{ \AA}$  она имеет порядок  $250-1000 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ , хотя в системах, в которых величина  $a$  больше, таких, как примесные зоны в полупроводниках,  $\sigma_{\min}$  оказывается меньшей. В течение ряда лет я пропагандировал точку зрения, что если в пределе низких температур проводимость остается конечной, она не может быть меньше  $\sigma_{\min}$ . По-видимому, это действительно так, и есть целый ряд фактов, подтверждающих это; о некоторых из них я скажу чуть позже. Однако эта идея встретила довольно серьезные возраже-

фермиевским стеклом. Хотя в такой системе теплоемкость и парамагнетизм Паули ведут себя как в металле, поведение проводимости совершенно иное: она стремится к нулю при понижении температуры.

Рассмотрим систему, в которой плотность электронов или степень разупорядочения может быть изменена либо путем изменения состава, либо каким-нибудь иным образом. Если при этом уровень Ферми пересечет порог подвижности, произойдет переход «диэлектрик — металл» того типа, который я назвал «переходом Андерсона»<sup>17</sup>. Обсудим сейчас электрические свойства подобной системы. Если энергия Ферми  $E_F$  лежит намного выше порога подвижности, поведение системы будет таким, как у большинства жидких металлов, и ее проводимость может быть рассмотрена в рамках теории, предложенной в 1961 г. Займаном<sup>18</sup>. Эта теория была одним из первых успешных подходов к описанию проводимости в некристаллических материалах; она показала, что эти проблемы поддаются точному рассмотрению, и вдохновила нас на то, чтобы и самим заняться этим делом. Теория Займана — это теория «слабого рассеяния», когда длина свободного пробега  $L$  велика по сравнению с расстоянием между атомами  $a$ . Если рассеяние усиливается, мы подойдем к ситуации, описываемой критерием Иоффе — Регеля (в этом случае  $L \sim a$ ), и проводимость тогда равна

ния<sup>20</sup>, и лишь в последнее время благодаря численным расчетам Личарделло и Таулеса<sup>21</sup>, а также другим аналитическим результатам, она завоевывает признание большинства теоретиков.

Рассмотрим теперь, что будет, когда энергия Ферми оказывается ниже порога подвижности, так что состояния на уровне Ферми локализованы и вещество представляет собой то, что мы назвали «фермиевским стеклом». При этом существуют два механизма проводимости: при высоких температурах электроны возбуждены выше порога подвижности, и

$$\sigma = \sigma_{\min} \exp \left( - \frac{E_c - E_F}{kT} \right), \tag{1}$$

а при низких температурах проводимость обусловлена термически активированными перескоками с одного уровня на другой. В 1969 г. мне удалось показать, что этот последний процесс приводит к проводимости, подчиняющейся закону

$$\sigma = A \exp \left( - \frac{B}{T^{1/4}} \right), \tag{2}$$

где величина  $B$  зависит от радиальной протяженности волновых функций и от плотности состояний. В двумерном случае вместо  $T^{1/4}$  в соответствующем законе стоит  $T^{1/3}$ . На эту тему, вслед за моим элементарным доказательством, было весьма много работ<sup>22</sup>, и, по-видимому, возможная роль электронных корреляций понята еще недостаточно, однако я уверен<sup>23</sup>, что закон  $T^{1/4}$  будет *всегда* выполняться в пределе низких температур.

Из этого следует, что в системе, в которой можно менять число электронов, зависимость сопротивления от  $1/T$  будет иметь вид, показанный на рис. 4. Если концентрация электронов велика и  $E_F$  лежит выше  $E_c$ , проводимость почти не зависит от температуры. Когда плотность электронов падает, энергия Ферми уменьшается, пока она не сравняется с  $E_c$ ; в этот момент  $\sigma = \sigma_{\min}$ . Если плотность делается еще меньше, состояния становятся локализованными, и в результате проводимость при высоких и низких температурах определяется соответственно механизмами (1) и (2).

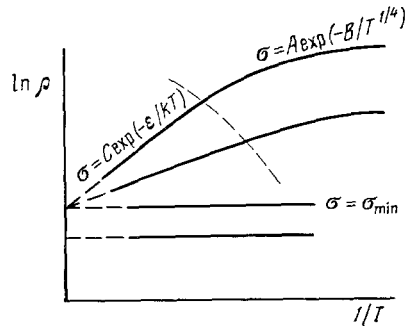


Рис. 4. График зависимости логарифма сопротивления от  $1/T$  для системы, в которой плотность электронов может меняться, так что  $\epsilon (= E_c - E_F)$  меняет знак, приводя к переходу диэлектрик — металл андерсоновского типа.

Имеется много систем, к которым может быть применена эта концепция. Одной из них является сплав  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{VO}_3$ ; этим примером я обязан своим коллегам<sup>24</sup> из лаборатории профессора Хагенмюллера в Бордо. В этих сплавах число электронов в  $d$ -зоне ванадия меняется с  $x$ , т. е. с составом. Простейшей системой, однако, является MOSFET (управляемый полем транзистор на основе металл-оксид-полупроводниковой структуры), изображенный схематически на рис. 5. В нем имеется двумерная проводимость в инверсионном слое на границе раздела  $\text{Si}-\text{SiO}_2$ , который образуется за счет «изгибания зон», показанного на рис. 6. При гелиевых температурах электронный газ в инверсионном слое оказывается вырожденным, и прелесть этой системы в том, что плотность электронов можно менять, просто изменяя приложенное напряжение. Неупорядоченность здесь возникает вследствие того, что в слое окисла содержатся хаотически распределенные заряды, причем это можно контролировать технологией

изготовления. Исследования этой системы, проведенные Пеппером с сотрудниками<sup>25</sup>, показали, что ее поведение полностью соответствует показанному на рис. 4, и дали разумное значение  $\sigma_{\min}$  (в двумерном случае эта величина должна быть равна  $0,1 e^2/h$ ).

Закон  $T^{1/4}$  наблюдается также во многих аморфных полупроводниках, таких, как Si и Ge; фактически впервые он был наблюден Уолли<sup>26</sup> именно в аморфном кремнии. Закон  $T^{1/3}$  в аморфных пленках был обнаружен Кнотеком и Поллаком<sup>44</sup>. Марбургская группа под руководством профессора Штуке<sup>27</sup> детально исследовала это явление и его связь с электронным парамагнитным резонансом. Идея состоит в том, что во многих аморфных материалах есть «глубокие уровни», обусловленные дефектами типа свободных валентных связей («dangling bonds»); чтобы

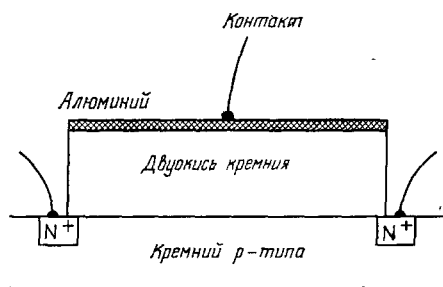


Рис. 5. Управляемый полем транзистор на основе МДП-структуры (MOSFET), на котором исследуется двумерная проводимость вдоль границы раздела между Si р-типа и SiO<sub>2</sub>.

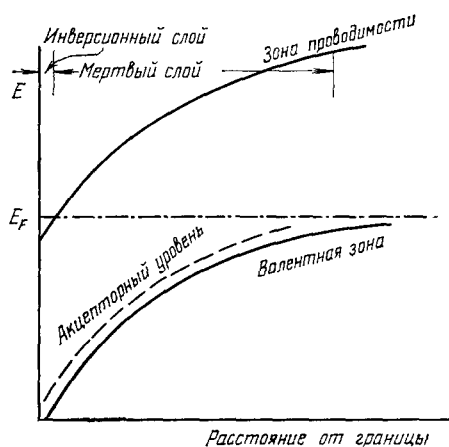


Рис. 6. Показано, каким образом приложение поля к поверхности проводника р-типа вызывает появление поверхностного слоя n-типа.

проиллюстрировать, что это значит, я привожу здесь соответствующую фотографию (рис. 7). Некоторые из этих глубоких уровней могут быть заряженными, а некоторые — нет; в этом случае плотность состояний на поверхности Ферми отлична от нуля, и возможны перескоки электронов с одного из таких уровней на другой, что даст проводимость, подчиняющуюся закону (2).

Я хотел бы закончить научную часть этой лекции кратким обсуждением двух новых и двух старых вещей.

Один из новых моментов — это важное открытие, сделанное Спиром с сотрудниками<sup>28, 29</sup> и заключающееся в том, что осажденные пленки кремния можно легировать, например, путем совместного осаждения SiH<sub>4</sub> и PH<sub>3</sub>. По-видимому, большая часть атомов фосфора при этом оказывается в окружении трех ближайших соседей, так что на них нет слабо связанных электронов, однако вполне достаточное число их оказывается в четверной конфигурации, становясь донорами. Электроны с доноров уходят на состояния, лежащие в щели, однако фермиевскую энергию можно при этом сместить так, что она оказывается очень близкой к зоне проводимости или к валентной зоне. Таким путем можно делать сравнительно дешевые р—n-переходы, что очень важно для экономичности солнечных батарей.

Другой новый момент — это введение Андерсоном<sup>30</sup> концепции «отрицательного хаббардовского  $U$ » и применение этой идеи для описания свойств определенных дефектов (Стрит и Мотт<sup>31</sup>, Мотт, Дэвис и Стрит<sup>32</sup>), а также последующее развитие этих идей Кастнером, Адлером и Фрицше<sup>33</sup>. Эти последние предположили, что в стеклообразных материалах есть реальная разница между дефектами и флуктуациями плотности, причем и те и другие дают свой собственный вклад в энтропию<sup>34</sup>.

Мы полагаем, что эта модель применима к материалам, в которых состояния вблизи потолка валентной зоны созданы ненасыщенными орбиталями<sup>35</sup>, например, в селене —  $p$ -орбиталями, не участвующими в валентных связях. Если это действительно так, то, как мы считаем, свободные валентные связи, показанные на рис. 7, будут содержать либо два электрона, либо ни одного, и поэтому будут положительно или отрицательно заряженными и не будут обладать неспаренным спином. Энергия отталкивания («хаббардовское  $U$ ») двух электронов на одном центре компенсируется, поскольку положительно заряженный центр может образовать сильную связь, если он сместится к другому атому селена, который в результате оказывается в окружении трех ближайших соседей. Кастнер, Адлер и Фрицше назвали положительно и отрицательно заряженные центры, образованные таким образом, «парами с альтернирующей валентностью». Эти авторы показали важную вещь: такие пары можно образовывать, не разрывая валентных связей, тогда как образование нейтрального дефекта (свободная связь) требует значительно большей энергии. То, что в этих материалах имеются заряженные центры, следует в основном из экспериментальных результатов Стрита, Сирла и Остина<sup>36</sup> по фотолюминесценции. Мы сейчас думаем, что эта модель может объяснить многие свойства халькогенидных, а также, по-видимому, и оксидных стекол. В частности, из нее следует, что положение уровня Ферми может быть фиксированным без необходимости введения неспаренных спинов; исходя из нее, можно объяснить диэлектрические потери; она приводит также к наличию ловушек, ограничивающих дрейфовую подвижность. Я думаю, что эти работы, особенно в формулировке Андерсона — это еще один пример принципа Коломийца, что стекла нельзя легировать: если только возможно, в них всегда образуются насыщенные валентные связи, даже ценой создания положительно и отрицательно заряженных центров.

Я сказал, что закончу упоминанием о двух старых темах. Одна из них, конечно, — это использование аморфного селена для целей репродукции, начатое компанией «Ксерокс», — еще один пример того, как

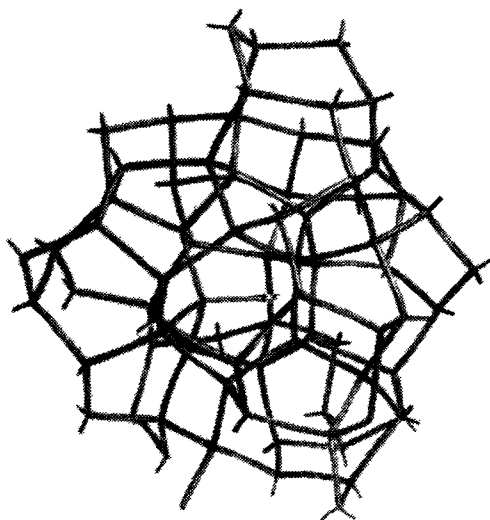


Рис. 7. «Свободные валентные связи» в непрерывной случайной сети с четверной координацией (с любезного разрешения д-ра Э. А. Дэвиса).

целая многомиллионная отрасль промышленности развилась до того, как кто-либо попытался построить теорию используемых при этом процессов. Когда эта тема стала модной во всем мире, нам стало известно, что, конечно, ученые компании «Ксерокс» уже довольно многое обо всем этом знают; их недавний вклад в развитие этой области, особенно в исследование процессов переноса<sup>37</sup>, также является чрезвычайно важным.

Другая относительно «старая» вещь — это пороговые переключатели, изобретенные Овшинским<sup>38</sup>. В простейшем варианте они состоят из осажденной пленки халькогенидного стекла толщиной примерно в один микрон, с молибденовыми или графитовыми электродами с обеих сторон. Такая система переключается в высокопроводящее состояние при увеличении приложенного к ней напряжения, переключаясь обратно, когда ток через нее падает ниже критического значения (рис. 8). Утверждения,

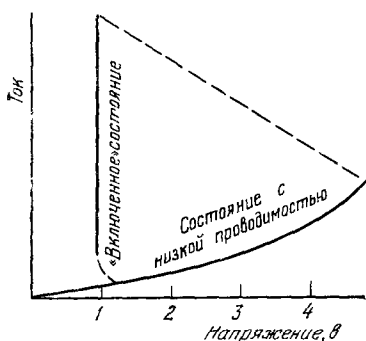


Рис. 8. Вольт-амперная характеристика порогового переключателя, состоящего из тонкой пленки халькогенидного стекла между двумя электродами.

которые делались относительно этих приборов, породили значительные расхождения; высказывалось предположение, что причиной эффекта является термическая нестабильность и что аналогичное явление наблюдалось много лет назад. Я не думаю, что это так; в 1969 г., вскоре после того, как на это явление обратили мое внимание, я предположил<sup>39</sup>, что оно связано с двойной инжекцией, когда дырки инжектируются с одного электрода, а электроны — с другого. Я и сейчас придерживаюсь этой точки зрения. Из экспериментальных работ, в особенности из работ Петерсена и Адлера<sup>40</sup> и Хениша (см. <sup>41</sup>), практически с уверенностью можно заключить, что образующийся проводящий канал недостаточно нагрет для того, чтобы это существенно повлияло на проводимость. Петерсен и Адлер показали, что во включенном состоянии ток течет по каналу, в котором плотность электронов и дырок и плотность тока не зависит от полного протекающего тока; когда ток растет, канал просто расширяется и может стать намного шире, чем толщина пленки. Мое личное мнение<sup>42</sup> заключается в том, что этот канал весьма похож на электронно-дырочные капли в кристаллическом германии. Я думаю, что при комнатной температуре мы имеем дело с вырожденной плазмой электронов и дырок, и что плотность носителей такова, что энергии Ферми как для электронного газа, так и для дырочного лежат выше соответствующих порогов подвижности; только в этом случае можно объяснить наблюдаемые значения подвижности ( $\sim 1 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ ). Однако мы все еще далеки от полного понимания поведения этих чрезвычайно интересных приборов.

В заключение я хотел бы сказать следующее. Поскольку моя премия — это первая Нобелевская премия, присужденная целиком за работы в области аморфных веществ, я надеюсь, что само это придаст определенный вес этой новой, активно развивающейся и по временам дискуссионной области. Высокую оценку своих заслуг я должен разделить со многими людьми во всем мире, с которыми я общался лично или переписывался. Сам я не являюсь ни экспериментатором, ни настоящим математиком; моя теория кончается на уравнении Шрёдингера. То, что я делал в этой области, — это смотрел на экспериментальные факты, делал вычисления на оборотной стороне конверта и говорил теоретикам: «если вы

которые делались относительно этих приборов, породили значительные расхождения; высказывалось предположение, что причиной эффекта является термическая нестабильность и что аналогичное явление наблюдалось много лет назад. Я не думаю, что это так; в 1969 г., вскоре после того, как на это явление обратили мое внимание, я предположил<sup>39</sup>, что оно связано с двойной инжекцией, когда дырки инжектируются с одного электрода, а электроны — с другого. Я и сейчас придерживаюсь этой точки зрения. Из экспериментальных работ, в особенности из работ Петерсена и Адлера<sup>40</sup> и Хениша (см. <sup>41</sup>), практически с уверенностью можно заключить, что образующийся проводящий канал недостаточно нагрет для того, чтобы это суще-



примените к этой проблеме свою технику, вот что у вас должно получиться»; и то же самое я говорил экспериментаторам. Именно так обстояло дело с законом  $T^{1/4}$  для прыжковой проводимости и с минимальной металлической проводимостью. Однако без этих других людей по обе стороны ограды я бы никуда не ушел. Я особенно благодарен Тэду Дэвису, вместе с которым мы написали книгу, посвященную этим вопросам<sup>43</sup>, Уолтеру Спиру и Майку Пепперу в Великобритании, Йозефу Штуке в Марбурге, Карлу Бергрену в Швеции, Хироши Камимура в Японии, Майку Поллаку, Гельмуту Фрицше и многим другим в США и, конечно, Филу Андерсону.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Taylor G. I.—Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1934, v. 145, p. 362.
2. Mott N. F., Nabarro F. R. N.—Proc. Phys. Soc., 1940, v. 52, p. 86; Report on Strength of Solids.—London: The Physical Society.—P. 1.
3. См. статьи в кн.: Amorphous and Liquid Semiconductors: 3rd Intern. Conference/Ed. N. F. Mott.—Amsterdam: North-Holland, 1970.
4. См. обзор: Kolomiets B. T.—Phys. Stat. Sol., 1964, v. 7, p. 359.
5. Mott N. F.—Phil. Mag., 1969, v. 19, p. 835.
6. Cohen M. H., Fritzsche H., Ovshinsky S. R.—Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 1065.
7. Ioffe A. F., Regel A. R.—Progr. Semicond., 1960, v. 4, p. 237.
8. Anderson P. W.—Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 1492.
9. Mott N. F.—Adv. Phys., 1967, v. 16, p. 49.—(Перевод: Мотт Н. Электроны в неупорядоченных структурах.—М.: Мир., 1969.)
10. Edwards J. T., Thouless D. J.—J. Phys. Ser. C., 1972, v. 5, p. 807.
11. Friedman L.—J. Non-Cryst. Sol., 1971, v. 6, p. 329.
12. См. обзор: Spear W. E.—Adv. Phys., 1974, v. 23, p. 523.
13. Nagels P., Callaerts R., Denayer M.—In: Amorphous and Liquid Semiconductors: 5th. Intern. Conference/Ed. J. Stuke, W. Brenig.—Lnd.: Taylor and Francis, 1974.—P. 867.
14. Emin D., Seager C. H., Quinn R. K.—Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 813.
15. Miller L. S., Howe S., Spear W. E.—Phys. Rev., 1968, v. 166, p. 871.
16. Hughes R. C.—Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 1333; Appl. Phys. Lett., 1975, v. 26, p. 436; Phys. Rev. Ser. B, 1977, v. 15, p. 2012.
17. Mott N. F., Pepper M., Pollitt S., Wallis R. H., Adkins C. J.—Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1975, v. 345, p. 169.
18. Ziman J. M.—Phil. Mag., 1961, v. 6, p. 1013.
19. Mott N. F.—Ibid., 1972, v. 26, p. 1015.
20. Cohen M. H., Jortner J.—Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 699.
21. Licciardello D. C., Thouless D. J.—J. Phys. Ser. C., 1975, v. 8, p. 4157.
22. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л.—ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 867. Ambegaokar V., Halperin B. I., Langer J. S.—Phys. Rev. Ser. B, 1971, v. 4, p. 2612.  
Pollak M.—J. Non-Cryst. Sol., 1972, v. 11., p. 1.
23. Mott N. F.—Phil. Mag., 1976, v. 34, p. 643.
24. Dougier P., Casalot A.—J. Sol. State Chem., 1970, v. 2, p. 396.
25. Pepper M., Pollitt S., Adkins C. J., Oakley R. E.—Phys. Lett., Ser. A, 1974, v. 47, p. 71.
26. Walley P. A.—Thin Sol. Films, 1968, v. 2, p. 327.
27. Stuke J.—В кн. Структура и свойства некристаллических полупроводников: Труды 6-й Международной конференции по аморфным и жидким полупроводникам/Ред. Б. Т. Коломиец.—Л., Наука. Ленингр. отд-ние, 1976.—С. 193.
28. Spear W. E., LeComber P. G.—Sol. State Comm., 1975, v. 17, p. 1193.
29. Spear W. E.—Adv. Phys. 1977, v. 26, p. 811.
30. Anderson P. W.—Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 953.
31. Street R. A., Mott N. F.—Ibid., 1975, v. 35, p. 1293.
32. Mott N. F., Davis E. A., Street R. A.—Phil. Mag., 1975, v. 32, p. 961.
33. Kastner M., Adler D., Fritzsche H.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1504.
34. Bell R. J., Dean P.—Phys. and Chem. Glasses, 1968, v. 9, p. 125.

35. Kastner M.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 355.
36. См. обзор: Street R. A.— Adv. Phys., 1976, v. 25, p. 397.
37. Scher H., Montroll E. W.— Phys. Rev. Ser. B, 1975, v. 12, p. 2455.
38. Ovshinsky S. R.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 21, p. 1450.
39. Mott N. F.— Contemp. Phys., 1969, v. 10, p. 125.
40. Petersen K. E., Adler D.— J. Appl. Phys., 1976, v. 47, p. 256.
41. Henisch H. K., Pryor R. W.— Sol. State Electron., 1974, v. 14, p. 765.
42. Adler D., Henisch H. K., Mott N. F.— Rev. Mod. Phys., 1978, v. 50, p. 209.
43. Mott N. F., Davis E. A. Electronic Processes in Non-Crystalline Materials.— Oxford; University Press, 1st ed.— 1971, 2nd ed.— 1978.— (Перевод: Мотт Н., Дэвис Е. Электронные процессы в некристаллических веществах.— М.: Мир, 1974.)
44. Knotek M. L., Pollak M., Donovan T. M., Kurtzman H.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 853.