

# Фазовые переходы, происходящие в халькогенидных стеклообразных полупроводниках при воздействии на них импульсами электрического поля и лазерного излучения

© Э.А. Лебедев, К.Д. Цэндин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 9 февраля 1998 г. Принята к печати 23 февраля 1998 г.)

Получены и анализируются данные по фазовым переходам из упорядоченного в неупорядоченное состояние, происходящим за времена порядка микросекунд в микронных объемах халькогенидных стеклообразных полупроводников системы Ge-As-Te. Обсуждается связь структурных превращений, наблюдаемых при импульсном воздействии лазерного излучения, с обратимым фазовым переходом "полупроводник-металл", происходящим в сильном электрическом поле. Показано, что обратимый фазовый переход по проводимости может многократно происходить при температурах  $\sim 500 \div 600$  К, определенных ранее. Выявлено, что решающую роль в обратимых структурных превращениях играет существование при временах воздействия меньше микросекунд широкого диапазона мощностей лазерного излучения, в котором возможен многократный переход из кристаллического состояния в стеклообразное без разрушения материала. Показано, что наличие такого диапазона мощностей связано с явлением перегрева.

## Введение

В середине 50-х годов Б.Т. Коломиец и Н.А. Горюнова открыли новый класс материалов — халькогенидные стеклообразные полупроводники. Это открытие явилось мощным стимулом для появления целого направления физики — физики неупорядоченных полупроводников. В настоящее время наряду с халькогенидными стеклообразными полупроводниками интенсивно исследуются такие обширные семейства неупорядоченных полупроводников, как аморфный, пористый и микрокристаллический кремний, полупроводниковые полимеры и аморфный углерод.

В халькогенидных стеклообразных полупроводниках была обнаружена широкая гамма уникальных явлений, подробно описанных как самим Б.Т. Коломийцем [1–4], так и в недавно вышедшей монографии, посвященной его памяти [5]. Среди этих явлений особое место занимает явление электрической неустойчивости, обнаруженное при исследовании тонких пленок халькогенидных стеклообразных полупроводников в сильных электрических полях [6–8]. Обнаружение этого эффекта привлекло в свое время внимание большого числа физиков и сыграло важную роль в ускорении и расширении исследований халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП).

Суть явления заключается в резком и быстром (в пленках толщиной  $L \sim 1$  мкм за время  $t \sim 1$  мкс) переходе малого объема ХСП (порядка нескольких кубических микрометров) из полупроводникового высокоомного состояния (ВС) в металлоподобное низкоомное состояние (НС). Переход происходит в полях напряженностью  $F \sim 10^5$  В/см, локально в месте повышенной плотности тока (шнура тока), а уменьшение сопротивления в этом месте достигает многих порядков по величине. В зависимости от состава материала, геометрии образ-

цов и характеристик импульсов электрического поля в результате развития электрической неустойчивости могут осуществляться различные конечные состояния. В случае, если после снятия приложенного напряжения происходит обратный переход в высокоомное состояние, то имеет место обратимый фазовый переход по проводимости "полупроводник-металл", поскольку в НС, в отличие от ВС, проводимость велика и не зависит от температуры окружающей среды. Это явление часто называют эффектом переключения, и считается, что оно не связано со структурными превращениями. В случае, когда низкоомное состояние запоминается и существует без приложенного напряжения, говорят об эффекте памяти. Для возникновения последнего обычно требуется значительное время выдержки пленки под напряжением в НС. Поэтому считается, что начальная фаза в развитии обоих эффектов принципиально одинакова, а отличия возникают только на более поздних стадиях. Эти отличия обусловлены в основном разницей составов. Для изучения эффекта памяти используются ХСП с повышенной склонностью к кристаллизации. Как показано в [9], эффект памяти связан с появлением в месте шнура тока закристаллизованного канала. В этом случае говорят об обратимом структурном фазовом переходе, поскольку, выбрав определенные параметры импульса напряжения, можно перевести кристаллический канал обратно в исходное стеклообразное состояние. Появление кристаллического канала часто сопровождается заметным изменением сопротивления НС. Таким образом, НС, возникающее в результате обратимого перехода по проводимости, и НС, обусловленное обратимым структурным превращением, хотя и тесно связаны, но отличаются друг от друга. Низкоомное состояние, связанное со структурными превращениями, можно считать обусловленным появлением в канале либо вырожденного легированного кристаллического полупроводника, либо металлической

нити, поскольку известно, что кристаллический канал обогащен тяжелыми элементами, например теллуrom.

Многokратное повторение обратимых переходов, как структурных, так и по проводимости, наблюдается в относительно узкозонных ХСП с небольшой шириной запрещенной зоны  $E_g \sim 1$  эВ. В случае широкозонных ХСП с  $E_g \sim 2$  эВ в месте возникновения шнура тока возникают только необратимые структурные изменения в пленке [10]. Таким образом, в узкозонных ХСП возможны как обратимые, так и необратимые превращения, а в широкозонных — только необратимые.

Несмотря на большое количество работ, посвященных природе низкоомного металлоподобного состояния, возникающего в результате обратимого перехода по проводимости, рассмотренных в монографиях [11–13], его природа до сих пор не выяснена. Нет единого мнения как о температуре, развивающейся в шнуре тока [13], так и об электронных процессах, поддерживающих НС в сильном электрическом поле. Для выяснения этих вопросов большую роль играет знание условий, которые отделяют обратимые структурные фазовые переходы от обратимых переходов по проводимости.

Фазовые превращения стекло  $\leftrightarrow$  кристалл обычно исследуют в больших объемах ХСП, при относительно малых скоростях изменения температуры. Особенности структурных фазовых превращений, происходящих за короткие времена и в малых объемах, как это имеет место при оптической и электрической записи и перезаписи информации в микронных и субмикронных пленках ХСП, остаются изученными очень слабо.

Настоящая работа посвящена исследованию обратимых фазовых переходов, происходящих в малых объемах и при воздействии коротких и мощных импульсов лазерного излучения.

## Эксперимент и обсуждение результатов

Для исследований был взят ХСП с повышенной склонностью к кристаллизации состава  $\text{Te}_{0.81}\text{Ge}_{0.15}\text{As}_{0.04}$  с  $E_g = 0.9$  эВ. Использовались короткие импульсы лазерного излучения, которые по своим характеристикам, особенно временным, были подобны импульсам электрического напряжения, используемым при электрической записи информации. Данные, полученные при использовании лазерных импульсов, и сравнение их действия с действием электрических импульсов имеют и самостоятельную ценность, поскольку в настоящее время широко развивается прикладное направление по созданию носителей информации на ХСП с записью и перезаписью лазерным излучением и электрическим полем [11,14,15].

Для осуществления обратимого фазового перехода из стеклообразного в кристаллическое состояние и обратно обычно используют импульсы различной длительности  $\tau$ . Так, для пленок  $\text{Te}_{0.81}\text{Ge}_{0.15}\text{As}_{0.04}$  в случае импульсов электрического напряжения состояние с закристаллизованным каналом (электрическая запись

памяти) получают, используя  $\tau = 2 \cdot 10^{-2}$  с, а для обратного перехода в высокоомное стеклообразное состояние (стирание) используется  $\tau = 5 \cdot 10^{-7}$  с [7]. Похожее соотношение длительностей импульсов записи и стирания имеет место и при использовании лазерного излучения (оптические запись и стирание).

Исследования проводились на пленках толщиной около 0.1 мкм, полученных испарением исходного материала в вакууме на стеклянные подложки. Исходные пленки были стеклообразными. Наряду с ними исследовались и пленки, подвергнутые термической обработке при температуре около 540 К. В результате обработки эти пленки по всей площади кристаллизовались, и на них можно было исследовать процесс перехода из кристаллического состояния в стеклообразное под действием оптических или электрических импульсов. Кристаллизация пленок определялась по уменьшению пропускания слабого зондирующего света в  $5 \div 10$  раз [17] или уменьшению их сопротивления на несколько порядков. Температура размягчения  $T_g$  исследуемого состава равнялась 410 К, температура кристаллизации (уменьшения пропускания приблизительно в  $5 \div 10$  раз) равнялась  $\sim 540$  К, а температура плавления  $T_m = 650$  К [17].

Для оптической записи использовалось лазерное излучение с длиной волны  $\lambda = 0.51$  мкм. Лазерный пучок, сфокусированный на пленку, давал пятно диаметром в несколько микрометров. Максимальная мощность падающего на пленку лазерного излучения была около 140 мВт. Одиночные световые импульсы длительностью от  $2 \cdot 10^{-1}$  мкс получались с помощью акустооптического модулятора. Результат воздействия на пленку записывающих световых импульсов контролировался по измерению пропускания зондирующего светового пучка (лазерное излучение с  $\lambda = 0.63$  мкм), сфокусированного в место падения записывающего пучка, а также последующим просмотром пленок в просвечивающем микроскопе.

Измерялись следующие величины: минимальная мощность  $W_1$ , необходимая для прожигания пленки (образования дырки), и интервалы мощностей, соответствующих обратной кристаллизации стеклообразных пленок и обратной аморфизации предварительно закристаллизованных пленок.

На рис. 1 представлены кривые зависимости оптического пропускания ( $T^{\text{opt}}$ ) стеклообразных пленок от мощности ( $W$ ) при разной длительности воздействия лазерного излучения. Из приведенных на рисунке данных следуют некоторые общие закономерности изменения прозрачности в зависимости от длительности импульсов. При длительности импульсов выше 10 мкс с увеличением мощности света наблюдается постепенное уменьшение прозрачности. Такой характер изменения прозрачности сохраняется при увеличении длительности импульсов света до 100 мс. При длительности импульсов ниже 10 мкс на кривых зависимости прозрачности от мощности наблюдается минимум. Величина наибольшего изменения прозрачности стеклообразных пленок в зависимости от длительности импульсов показана на рис. 2.

Уменьшение прозрачности в исследованном интервале длительности импульсов света связано в основном с фазовыми структурными превращениями, аналогичными тем, которые происходят при термическом отжиге пленок [17]. Появление минимума на кривых пропускания при коротких импульсах света объясняется конкуренцией процессов кристаллизации и стеклообразования. Времена порядка 1 мкс следует считать предельными для фазовых превращений, вызывающих уменьшение оптического поглощения пленок.

Процесс перехода из кристаллического состояния в стеклообразное исследовался на предварительно термически обработанных пленках. Характер изменения их прозрачности в зависимости от мощности при разных длительностях импульсов света представлен на рис. 3. При временах импульсов света меньше 1 мкс на кривой зависимости прозрачности от мощности можно выделить

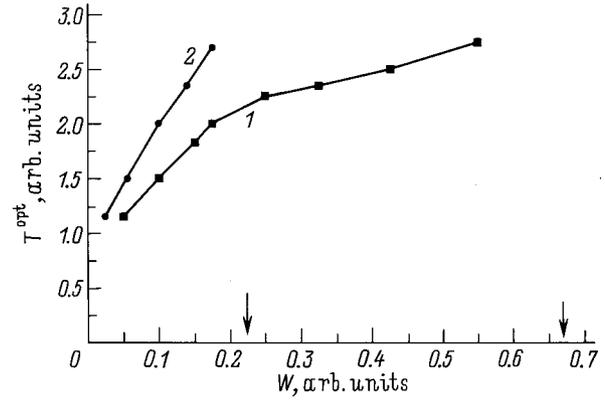


Рис. 3. Изменение прозрачности ( $T^{opt}$ ) отожженных пленок в зависимости от мощности при различной длительности импульсов света. Стрелками показаны значения предельной мощности  $W_1$ .  $\tau$ , мкс: 1 — 0.7, 2 — 1.5.

два участка (рис. 3, кривая 1). На первом участке при возрастании мощности происходит относительно быстрое увеличение прозрачности. Оно в основном связано с увеличением площади участка слоя, переходящего в стеклообразное состояние, вызванным неравномерным распределением мощности по радиусу лазерного луча света. При достижении некоторой мощности наблюдается излом, связанный с переходом всей контролируемой зондирующим пучком света площади в стеклообразное состояние, за которым следует участок насыщения. На участке насыщения рост прозрачности замедляется. При дальнейшем увеличении мощности наблюдается резкое увеличение прозрачности, связанное с достижением предельной мощности  $W_1$  и локальным разрушением слоя. Протяженность участка насыщения уменьшается с увеличением длительности импульсов света, и при длительности импульсов света больше 1.5 мкс он практически исчезает (рис. 3, кривая 2).

Для термически закристаллизованных пленок была установлена зависимость минимальной мощности импульсов  $W_1$ , необходимой для прожигания дырки, от длительности импульса  $\tau$  (рис. 4, кривая 1). На этом же рисунке приведена зависимость от  $\tau$  мощности воздействия  $W_2$ , которая просветляла пленку в 2 раза в результате частичной аморфизации (рис. 4, кривая 2). В пленках с  $L \leq 1$  мкм переход в электрическом поле происходит за  $10^{-6}$  с и меньше. Поэтому далее основное внимание будет уделено именно этому временному интервалу.

Покажем, что сильная зависимость  $W_1$  от  $\tau$  при малых временах свидетельствует о значительном превышении нестационарной температуры нагрева  $T_i$  над температурой плавления  $T_m$  (явление перегрева) и о росте  $T_i$  с уменьшением времени для точек, лежащих в глубине области А на рис. 4. Каждая точка этой области соответствует значениям мощности, которые просветляют закристаллизованные пленки более чем в 2 раза,  $W(\tau) > W_2(\tau)$ , но не прожигают их,  $W(\tau) < W_1(\tau)$ .

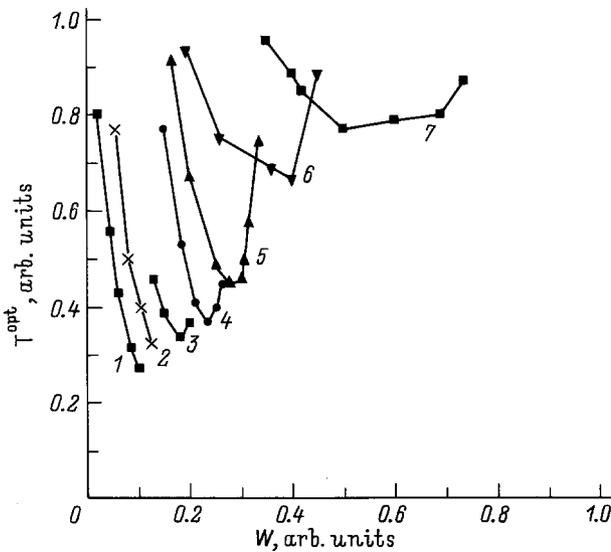


Рис. 1. Изменение прозрачности ( $T^{opt}$ ) стеклообразных пленок  $Te_{0.81}Ge_{0.15}As_{0.04}$  в зависимости от мощности ( $W$ ) при различной длительности импульсов света.  $\tau$ , мкс: 1 — 50, 2 — 20, 3 — 10, 4 — 5, 5 — 3, 6 — 2, 7 — 1.

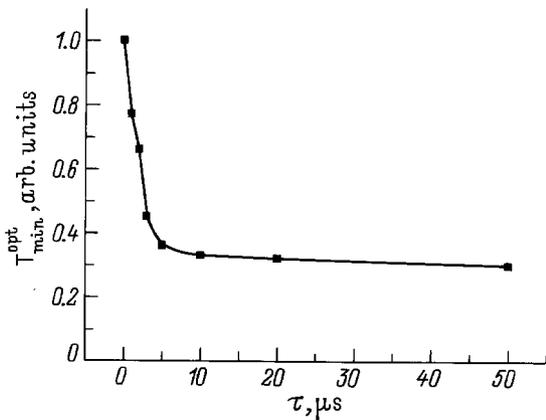
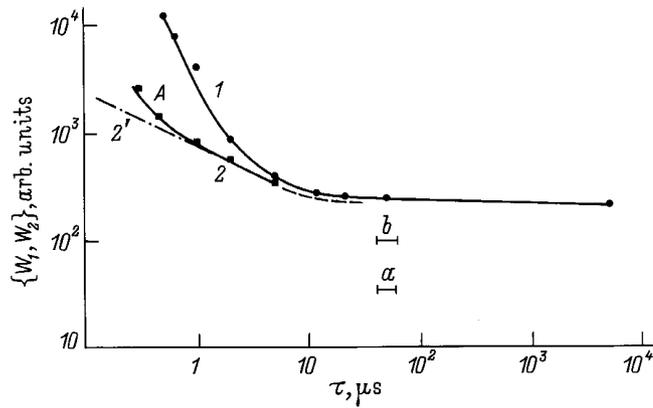


Рис. 2. Наименьшее значение прозрачности ( $T^{opt}$ ) стеклообразных пленок  $Te_{0.81}Ge_{0.15}As_{0.04}$  в зависимости от длительности импульсов света.



**Рис. 4.** Зависимость предельной мощности  $W_1$  (1) и мощности, приводящей к увеличению прозрачности в 2 раза,  $W_2$  (2) от длительности импульсов света на отожженных пленках.  $a$ ,  $b$  — метки, соответствующие уменьшению прозрачности на 30% и в 2 раза на исходных стеклообразных пленках.

Для многих точек из области  $A$  цикл "потемнение-просветление" наблюдался многократно.

Рассмотрим сначала, как должна была бы зависеть мощность от времени, если бы нагрев все время происходил бы до одной и той же постоянной температуры, не зависящей от  $\tau$ . Собственное время тепловой релаксации  $\tau_r$  пленки толщиной  $L \approx 0.1$  мкм равно по порядку величины 0.03 мкс [18], что значительно превышает времена порядка  $3 \div 10$  мкс, при которых величина  $W$  на рис. 4 перестает зависеть от времени. Следовательно, при  $\tau > \tau_r$  нагревающийся объем захватывает и часть подложки так, что характерный линейный размер этого объема равен  $l = (D\tau)^{1/2}$ , где  $D = \kappa/\rho c$ ,  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности,  $\rho$  — плотность и  $c$  — удельная теплоемкость. Считая тепловые постоянные подложки и пленки близкими, обозначив площадь пятна  $S$ , и подставляя в уравнение теплового баланса

$$W\tau = \rho c l S (T - T_0) \quad (1)$$

величину  $l$ , получаем зависимость  $W \sim 1/\tau^{1/2}$ . Температура окружающей среды обозначена как  $T_0$ . Такая зависимость приблизительно соответствует кривой 2 на рис. 4 для времен вплоть до  $\sim 3$  мкс. При дальнейшем росте  $\tau$  устанавливается равновесие и  $W$  перестает зависеть от времени. Именно такая независимость  $W$  от  $\tau$  наблюдается при  $\tau > 10^{-5}$  с. При этом не зависят от  $\tau$  как  $W_1$ , так и  $W_2$ , причем отличие  $W_1$  от  $W_2$  составляет всего  $10 \div 20\%$ , так что их трудно различить. Поэтому кривая  $W_2(\tau)$  на рис. 4 обозначена для этих времен схематически пунктирной линией. Получим оценку стационарной температуры нагрева  $T_s$  в этой области следующим образом. Как уже говорилось выше, кристаллизацию исходной стеклообразной пленки можно осуществить не только термической обработкой, но и воздействуя на нее лазерным излучением. На рис. 4 меткой  $a$  обозначены мощность  $W_a$  и длительность

импульса лазерного излучения, вызывающего начало структурных превращений (уменьшение пропускания на  $\sim 30\%$ ). Как видно из рис. 4, мощность  $W_a$ , вызывающая начало структурных превращений, в  $\sim 7$  раз меньше, чем  $W_1$ . Отсюда получаем  $W_1/W_a = \Delta T_{s1}/\Delta T_{sa} = 7$ , где  $\Delta T_{s1,sa} = T_{s1,sa} - T_0$ . Согласно [17], начало структурных превращений при термическом отжиге происходило при нагреве всего на  $\Delta T = 50$  К. отождествив этот нагрев с  $\Delta T_{sa}$ , получаем, что  $\Delta T_{s1} = 350$  К, т.е.  $T_{s1} = 650$  К. Верхнюю оценку получим, сравнивая  $W_1$  и мощность  $W_b$  (метка  $b$ ), необходимую для потемнения свежей пленки в  $\sim 2$  раза. Согласно [17], такое потемнение при термическом отжиге достигалось при нагреве на  $\sim 210$  К. Поскольку  $W_1/W_b \approx 2$ , отсюда следует  $\Delta T_{s1} = 420$  К, т.е.  $T_{s1} = 720$  К. Таким образом, при  $\tau > 10$  мкс  $T_{s1}$  лежит в интервале  $650 \div 720$  К, нижняя граница которого совпадает с температурой плавления исследуемого ХСП. В пользу приведенной оценки говорит и тот факт, что в этой области времен мощность  $W_2$ , вызывающая просветление, которое связано с плавлением и с последующей частичной аморфизацией, всего на  $10 \div 20\%$  меньше, чем  $W_1$ .

Совершенно другое поведение наблюдается при  $\tau < 10$  мкс, где происходит сильное увеличение  $W_1$  и большое расхождение между величинами  $W_1$  и  $W_2$ . Рассмотрим сначала зависимость  $W_2$ . В области времен  $\sim 0.3 \div 3$  мкс эта зависимость хорошо следует закону  $\sim 1/\tau^{1/2}$ , который для ясности нанесен прямой 2'. Следовательно, при  $\tau < 3$  мкс зависимость  $W_2$  определяется нагревом до постоянной температуры. Сильное превышение  $W_1$  над  $W_2$  в этой области времен означает сильный рост температуры, соответствующей мощности  $W_1$ , при уменьшении времени. Оценим эту температуру при  $\tau \approx 0.4$  мкс, считая, что нагрев, соответствующий  $W_2$ , происходит так же, как и при больших временах, всего лишь на  $\Delta T_{i2} \sim 350$  К. Тогда, приравняв отношение  $W_1/W_2$ , которое для данного значения времени равно  $\sim 7$ , отношению  $\Delta T_{i1}/\Delta T_{i2}$ , получаем, что  $\Delta T_{i1}$  равно  $\sim 2250$  К. Таким образом, мы получили, что если при больших временах температуры  $T_1$  и  $T_2$  были близки и примерно совпадали с температурой плавления, то при малых временах температура  $T_1$  значительно превосходит  $T_2$ , достигая на конце промежутка величины, не меньшей чем 2250 К. Следовательно, во всем диапазоне  $W_1 > W > W_2$ , соответствующем области  $A$  на рис. 4, пленки выдерживают многократный нагрев без разрушения до температур, значительно превосходящих температуру плавления.

## Заключение

В работах [18,19] предполагалось, что фазовый переход по проводимости происходит при температуре, которая на основании обработки ряда экспериментальных данных для ХСП, близкого к исследованному, считалась равной  $500 \div 600$  К, что значительно превышало темпе-

ратуру окружающей среды  $T_0 = 300$  К и было близко к температурам размягчения  $T_g$  пленок соответствующих составов. В то же время температура  $500 \div 600$  К была намного меньше, чем температура перехода от полупроводниковой к металлической проводимости  $T_{ft}$ , полученная непосредственно из измерений на массивных образцах в слабом поле и равная  $\sim 1000$  К [20]. Поэтому в работах [13,18] был сделан вывод, что для осуществления фазового перехода по проводимости в сильном поле одинаково важны как нагрев (джоулев нагрев током), так и изменение электронных свойств ХСП в сильном поле, снижающее величину  $T_{ft}$  от  $1000$  К до значений  $500 \div 600$  К.

Согласно другой точке зрения, фазовый переход по проводимости в поле происходит без всякого разогрева, т.е.  $T_{ft} = T_0$ , и обусловлен он только изменением электронных микроскопических свойств среды в сильном электрическом поле. Многочисленные работы, посвященные этой гипотезе, обсуждаются в монографиях [11,12].

Одним из существенных аргументов сторонников соотношения  $T_{ft} = T_0$  считается высокая обратимость фазового перехода по проводимости, поскольку предполагается, что многократный переход из полупроводникового в металлическое состояние и обратно без существенного изменения свойств материала может происходить только при отсутствии сколько-нибудь заметного разогрева. Вместе с тем результаты настоящей работы показывают, что при кратковременных воздействиях небольшие объемы ХСП можно нагревать до очень высоких температур и охлаждать многократно без разрушения материала.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что обратимый фазовый переход "полупроводник-металл" может многократно происходить при температурах  $500 \div 600$  К, определенных в [18,19], поскольку пленки ХСП выдерживают без разрушения намного больший нагрев.

Данные, полученные в настоящем исследовании, имеют и важное прикладное значение, поскольку показывают, что известные преимущества оптической и электрической записи и перезаписи информации на коротких импульсах связаны с существованием при малых временах широкого динамического диапазона мощностей (область А), в то время как на больших временах этот диапазон сильно уменьшается.

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку работы (грант 97-02-18079).

## Список литературы

- [1] В.Т. Коломиец. Phys. St. Sol., **7**, 359 (1964); Phys. St. Sol., **7**, 713 (1964).
- [2] Б.Т. Коломиец. Вестн. АН СССР, **6**, 54 (1969).
- [3] Б.Т. Коломиец. Тр. 6-й междунар. конф. аморф. и жидк. полупровод.: Электронные явления в некристаллических полупроводниках (Л., Наука, 1975). с. 23.

- [4] Б.Т. Коломиец. Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР (Ленинград, 1981) с. 1.
- [5] Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках, под ред. К.Д. Цэндина (СПб., Наука, 1996).
- [6] A.D. Pearson, W.R. Nothover, I.F. Dewald, W.I. Peck. *Advan. in Glass Technol.* (N.Y., Plenum Press, 1962) p. 357.
- [7] Б.Т. Коломиец, Э.А. Лебедев. Радиотехника и электроника, **8**, 2037 (1963).
- [8] S.R. Ovshinsky. Phys. Rev. Lett., **21**, 1450 (1968).
- [9] С.Н. Сие, М.Р. Дуган, С.С. Мосс. J. Non-Cryst. Sol., **8-10**, 877 (1972).
- [10] Б.Т. Коломиец, Э.А. Лебедев, И.А. Таксами, В.Х. Шпунт. ФТП, **7**, 2045 (1973).
- [11] А. Меден, М. Шо. *Физика и применение аморфных полупроводников* (М., Мир, 1991).
- [12] С.А. Костылев, В.А. Шкут. *Электронное переключение в аморфных полупроводниках* (Киев, Наук. думка, 1978).
- [13] Э.А. Лебедев, К.Д. Цэндин. В кн.: *Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках*, под ред. К.Д. Цэндина (СПб., Наука, 1996) с. 224.
- [14] Г. Боухьюз, Дж. Браат, А. Хейсер, Дж. Пасман, Ван Розмален, К. Шухамер-Имминк. *Оптические дисковые системы* (М., Радио и связь, 1991).
- [15] К.К. Шварц. *Физика оптической записи в диэлектриках и полупроводниках* (Рига, Зинатне, 1986).
- [16] В.Х. Шпунт. В кн.: *Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках*, под ред. К.Д. Цэндина (СПб., Наука, 1996) с. 300.
- [17] Н.К. Киселева, В.И. Коченов, Э.А. Лебедев. ФТТ, **30**, 1965 (1988).
- [18] Б.Т. Коломиец, Э.А. Лебедев, К.Д. Цэндин. ФТП, **15**, 304 (1981).
- [19] P.J. Walsh, R. Vogel, E.J. Evans. Phys. Rev., **178**, 1274 (1969).
- [20] D.L. Thomas, J.C. Male. J. Non-Cryst. Sol., **8-10**, 522 (1972).

Редактор Л.В. Шаронова

## Phase transitions in chalcogenide glassy semiconductors induced by electric or laser light pulses

E.A. Lebedev, K.D. Tsendin

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia

**Abstract** The "order-disorder" phase transitions in thin films of chalcogenide glassy semiconductors of Ge-As-Te system have been studied and analyzed. The relationship between reversible structural transitions induced by laser light pulses and reversible "semiconductor-metal" transition induced by electric field pulses has been discussed. It is shown that temperature of the "semiconductor-metal" transition may be equal to  $500 \div 600$  K, as was established earlier, because the film can be subject repeatedly and reversibly (without destruction) to short heating up to the temperature that is much more than the melting temperature (the overheating effect). A wide range of the power which induces reversible "order-disorder" transitions without destructions has been revealed at pulse duration time less than microseconds.