

# Неустойчивости с *S*- и *N*-образными вольт-амперными характеристиками и фазовые переходы в халькогенидных стеклообразных полупроводниках и полимерах

© К.Д. Цэндин, Э.А. Лебедев, А.Б. Шмелькин

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

E-mail: Tsendin@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 5 июля 2004 г.)

Рассмотрены условия, необходимые для возникновения неустойчивостей тока в сильных электрических полях в таких неупорядоченных средах как халькогенидные стеклообразные полупроводники и органические полимеры.

Обсуждаются тепловой и электронно-тепловой механизмы неустойчивостей, приводящих к возникновению *S*- и *N*-образных вольт-амперных характеристик. Рассмотрено влияние фазовых переходов по проводимости на развитие электрических неустойчивостей.

## 1. Введение

Явления, связанные с электрическими неустойчивостями в неупорядоченных средах, длительное время привлекают пристальное внимание исследователей. Первоначально, этот интерес был обусловлен необходимостью предсказывать электрическую прочность диэлектриков. Неустойчивость в этих веществах проявлялась в виде необратимого пробоя, приводившего к разрушению изоляции в сильном поле.

Ситуация существенно изменилась с открытием и последующим исследованием эффекта переключения в халькогенидных стеклообразных полупроводниках (ХСП) [1–3]. Этот эффект заключается в быстром и обратимом переходе из высокоомного (ВО) состояния в низкоомное (НО) состояние. Число переключений из ВО состояния в НО состояние и обратно достигало на некоторых составах ХСП  $10^8$  циклов, позволяя надеяться на успешное применение таких переключателей в микроэлектронике.

ВО состояние в ХСП характеризовалось сильной полупроводниковой зависимостью сопротивления от температуры, в то время как сопротивление НО состояния практически не зависело от температуры. Это обстоятельство свидетельствовало о связи эффекта переключения с обратимым фазовым переходом по проводимости полупроводник  $\rightarrow$  металл, который после снятия напряжения проходил в обратную сторону металл  $\rightarrow$  полупроводник. В отличие от этого в ряде ХСП после определенного времени пребывания в НО состоянии, наблюдался структурный фазовый переход стекло  $\rightarrow$  кристалл и это состояние, в котором некоторая часть пленки кристаллизовалась, сохранялось и после снятия напряжения (эффект памяти).

Интенсивную дискуссию вызвал вопрос о механизме эффекта переключения, который, как считается, является и первой стадией эффекта памяти. Необходимо отметить, что к моменту открытия эффекта переключения

многие общие закономерности электрических неустойчивостей были установлены благодаря их исследованиям в кристаллических материалах.

Так, было известно, что *S*-образная ВАХ связана с появлением шнуров тока, а *N*-образная ВАХ приводит к появлению доменов сильного поля [4]. Были также известны неустойчивости, возникающие в виде волн перезарядки ловушек и рекомбинационных волн.

С помощью этих данных удалось существенно продвинуться при исследовании эффекта переключения в ХСП, но полностью вопрос о его механизме не был решен. Основной проблемой при этом оказалась проблема участия теплового механизма на начальной стадии (инициации) эффекта переключения. Так, ряд авторов считали, что инициация эффекта переключения происходит благодаря определенным электронным процессам, обуславливающим *S*-образную ВАХ (электронные теории), а существенное выделение тепла является побочным эффектом и происходит только на конечной стадии в основном в области возникновения шнура тока [5]. Другая точка зрения сводилась к тому, что тепловыделение имеет принципиальный характер и участвует в самой инициации эффекта переключения. При этом не отрицалась важность электронных процессов, модифицирующих сильную полупроводниковую зависимость проводимости от температуры. Такой подход послужил основанием для создания электронно-тепловой теории, которая смогла объяснить многие характеристики эффекта переключения в ХСП [6].

В настоящее время интерес к проблеме электрических неустойчивостей в неупорядоченных материалах связан как с настоящим бумом в области использования ХСП для оптической и электрической записи информации, так и с исследованиями органических полимеров, в которых при переключении наряду с *S*- наблюдаются и *N*-образные ВАХ, соответствующие переходу из НО в ВО состояние [7].

Цель настоящей работы — объяснение с единой позиции электронно-тепловой теории механизмов переключения с  $S$ - и  $N$ -образными ВАХ, наблюдаемыми в неупорядоченных органических полимерах и в ХСП в сильных электрических полях. Известно, что оба эти класса материалов обладают сходной низкокоординированной атомной структурой и поэтому часто ХСП называют неорганическими полимерами. Кроме этого, предварительные данные свидетельствуют, что в целом ряде случаев поведение неупорядоченных полимеров и ХСП в сильных электрических полях схоже. Поэтому сравнение и анализ данных относящихся к этим двум классам материалов может быть полезным как для физики полимеров и ХСП, так и для их практического применения.

## 2. Условия, необходимые для тепловой и электронно-тепловой электрических неустойчивостей, имеющих ВАХ $S$ -образного типа

Тепловая неустойчивость является простейшим видом электрической неустойчивости в твердом теле. Основным условием ее возникновения является наличие полупроводниковой зависимости проводимости от температуры. Необходимая для возникновения неустойчивости с  $S$ -образной ВАХ положительная обратная связь устанавливается между процессами нагрева и увеличения тока. Протекание тока вызывает нагрев образца, а увеличение температуры — возрастание проводимости, что приводит к дальнейшему увеличению тока и возникновению неустойчивости.

Рассмотрим условия, необходимые для возникновения тепловой электрической неустойчивости в тонкой пленке в приближении температуры, не зависящей от координат. Поле и температура, при которых возникает неустойчивость, определяются при этом из следующей системы уравнений:

$$Q_1 = Q_2, \quad (1a)$$

$$\frac{dQ_1}{dT} = \frac{dQ_2}{dT}, \quad (1b)$$

где  $Q_1 = SL\sigma_0 F^2 \exp(-\Delta E/kT)$ ,  $Q_2 = \lambda S(T - T_0)$ ,  $Q_1$ ,  $Q_2$  — члены, описывающие тепловыделение и теплоотвод соответственно,  $S$  — площадь активной области,  $L$  — толщина пленки,  $F$  — напряженность поля,  $T$ ,  $T_0$  — температуры образца и окружающей среды,  $\lambda$  — коэффициент внешнего теплоотвода,  $\Delta E$  — энергия активации проводимости.

Уравнения (1a), (1b) имеют простой физический смысл, который можно проиллюстрировать рис. 1.

Точка  $I$ , изображающая решение системы (1a), (1b), соответствует небольшому стационарному разогреву до

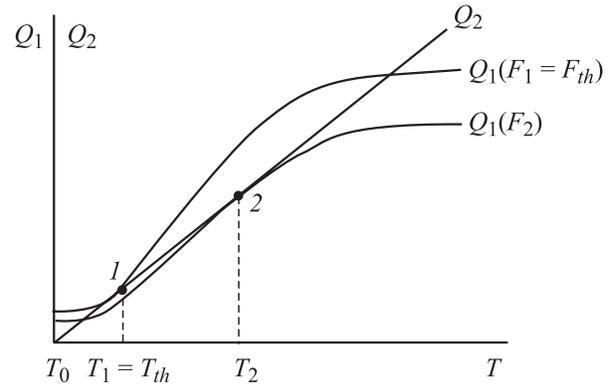


Рис. 1. Схематическое изображение левой ( $Q_1$ ) и правой ( $Q_2$ ) частей уравнения (1a). Точки  $I$  и  $2$  — два решения системы (1a), (1b).

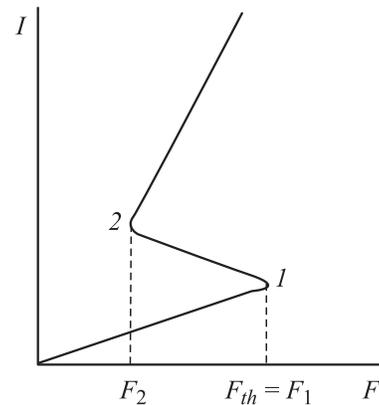


Рис. 2. Схематический вид  $S$ -образной ВАХ. Точки  $I$  и  $2$  соответствуют точкам  $I$  и  $2$  на рис. 1. Значения поля и температуры в них определяются формулами (2a), (2b) и (3a), (3b).

температуры  $T_{th}(= T_1)$  в поле  $F_{th}(= F_1)$ . При небольшом увеличении поля  $F > F_{th}$  происходит взрывообразное увеличение температуры (тепловой механизм электрической неустойчивости). Решая систему уравнений (1a), (1b), получаем, что величины  $T_{th}$  и порогового поля  $F_{th}$  равны

$$T_1 = T_{th} = \frac{\Delta E}{2k} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{4kT_0}{\Delta E}} \right) \approx T_0 + \frac{kT_0^2}{\Delta E}, \quad (2a)$$

$$F_{th} = \sqrt{\frac{\lambda k T_0}{L \sigma_0 \Delta E}} \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT_0} - \frac{1}{2}\right), \quad (2b)$$

где считается, что  $kT_0 \ll \Delta E$ .

Для рассмотрения вопроса об условиях, необходимых для электрической неустойчивости, важно, что система уравнений (1a), (1b) кроме решения (2a), (2b) имеет и решение

$$T_2 = \frac{\Delta E}{2k} \left( 1 + \sqrt{1 - \frac{4kT_0}{\Delta E}} \right), \quad (3a)$$

$$F_2 = F_2(T_2). \quad (3b)$$

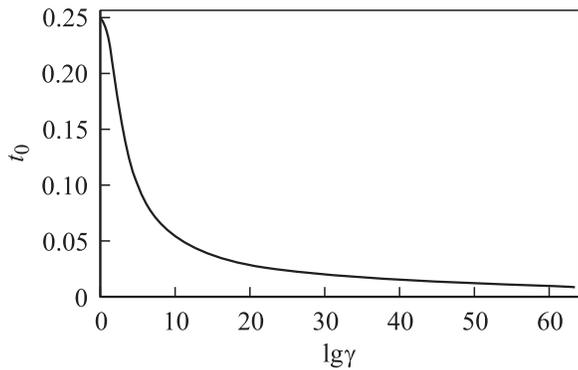


Рис. 3. Граница области существования S-образной ВАХ.

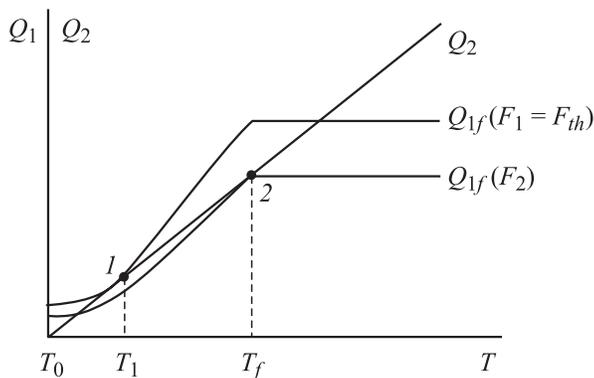


Рис. 4. Схематическое изображение левой ( $Q_1$ ) и правой ( $Q_2$ ) частей уравнения (1а) для случая наличия фазового перехода по проводимости при температуре  $T_f$ .

Наличие двух решений системы соответствует точкам 1 и 2 на рис. 1 и полям  $F_{th}$  и  $F_2$  S-образной ВАХ на рис. 2. При приложении порогового поля  $F_{th}$  нагрев образца в ВО состоянии до начала лавинообразного развития тепловой неустойчивости происходит всего лишь до температуры  $T_{th}$ . При поле  $F_2$  нагрев образца в НО достигает значений  $T_2$ , которое определяется энергией активации проводимости. Возникновение неустойчивости в точке 1 возможно только, если подкоренное выражение в (2а) и (3а) больше нуля, т.е.  $4kT_0 < \Delta E$ . Обратное условие  $4kT_0 \geq \Delta E$ , сформулированное в [8], означает, что система (1) имеет только устойчивое решение и S-образность ВАХ, обусловленная тепловым механизмом, исчезает, т.е. ВАХ становится монотонной.

Другая причина исчезновения S-образности ВАХ связана с условиями теплоотвода. В случае сильного теплоотвода электрическая неустойчивость, связанная с джоулевым разогревом, не развивается, так как интенсивный теплоотвод блокирует взрывообразное нарастание температуры, соответствующее неустойчивости.

Область значений параметров, при которых реализуется S-образная ВАХ, обусловленная джоулевым разогревом, приведена на рис. 3. Согласно этим результатам, для наличия S-образности необходимы как

достаточно сильная зависимость проводимости от температуры (малые значения  $t_0 = kT_0/\Delta E$ ), так и не очень сильный теплоотвод (малые значения параметра  $\gamma = \lambda L/2\kappa_s(1 + \lambda\delta/2\kappa_c)$ ). Здесь  $\lambda$  — коэффициент внешнего теплоотвода,  $L$  и  $\delta$  — толщина пленки ХСП и электрода,  $\kappa_s$  и  $\kappa_c$  — коэффициенты теплопроводности ХСП и материала электродов. Зависимость  $t_0(\gamma)$ , соответствующая переходу от S-образных к монотонным ВАХ при малых значениях параметра  $\gamma$ , близка к 1/4, что соответствует приближению однородной температуры (т.е. системе уравнений (1а), (1б)) и результатам, полученным в [8]. С ростом  $\gamma$  необходимо принимать во внимание зависимость температуры от координаты, что обуславливает монотонное уменьшение значений  $t_0(\gamma)$ . Таким образом, результаты, приведенные на рис. 3, позволяют предсказывать для конкретных экспериментальных ситуаций (для конкретных значений  $t_0$  и  $\gamma$ ) возможность появления электрической неустойчивости, связанной с S-образной ВАХ, обусловленной джоулевым разогревом [9].

Рассмотрим, как на полученные результаты повлияет фазовый переход по проводимости, который может произойти при температуре  $T_f > T_0$ . Рассмотрение проведем для случая малых значений  $\gamma$ , т.е. в приближении однородной температуры. Подчеркнем, что речь идет о фазовом переходе типа полупроводник–металл, который необязательно связан со структурным упорядочением. На рис. 4 наличие фазового перехода по проводимости соответствует исчезновению зависимости тепловыделения от температуры (кривые  $Q_{1f}$ ) при температурах выше температуры фазового перехода  $T_f$ .

Условие  $4kT_0 = \Delta E$ , рассмотренное выше, означало, что температуры  $T_1 = T_{th}$  и  $T_2$  сравниваются по величине и одновременно с этим наклон в точке, где сливаются  $T_1$  и  $T_2$ , совпадает с наклоном зависимости  $Q_2(T)$ . Это происходит в точке перегиба кривой  $Q_1(T)$  (рис. 1). Аппроксимируем зависимость  $Q_1(T)$  для случая наличия фазового перехода по проводимости при  $T_f$  кривой  $Q_{1f}$  (рис. 4). Будем для простоты считать, что зависимость  $Q_{1f}(T)$  имеет при температуре  $T_f$  не излом, а хотя и резкий, но плавный (без излома) ход, так что производная  $dQ_{1f}/dT$  существует при всех температурах. В этом случае система (1а), (1б) описывает тепловой механизм электрической неустойчивости с учетом фазового перехода по проводимости при температуре  $T_f$ . Решение (2а), (2б) остается в силе для случая  $kT_0 \ll \Delta E$ , а решение (3а), (3б) выглядит теперь следующим образом:

$$T_2 \approx T_f, \tag{4а}$$

$$F_2 \approx F_2(T_f). \tag{4б}$$

Если считать, что зависимость  $Q_{1f}(T)$  отличается от зависимости  $Q_1(T)$  только в непосредственной окрестности  $T_{1f}$ , то перегиб зависимости  $Q_{1f}(T)$  лежит также вблизи этой температуры, поэтому условие исчезнове-

ния  $S$ -образности можно записать в виде

$$Q_1 = Q_2|_{T_f}, \quad (5a)$$

$$\frac{dQ_1}{dT} = \frac{dQ_2}{dT}|_{T_f}, \quad (5b)$$

$$\frac{d^2Q_1}{dT^2}|_{T_f} = 0. \quad (5c)$$

Откуда получаем  $T_1 \approx T_2 \approx T_f$  или

$$\frac{kT_f^2}{\Delta E} = T_f - T_0. \quad (6)$$

Следовательно,

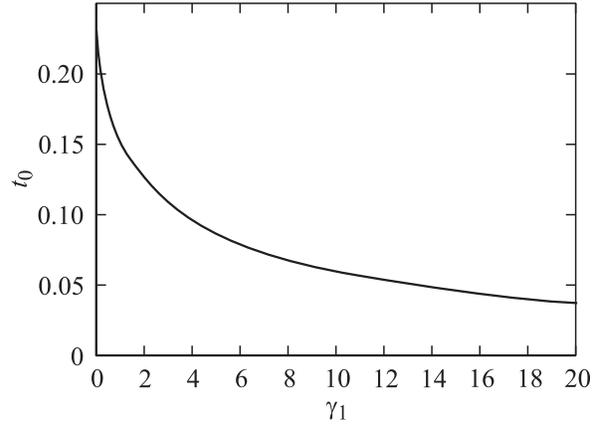
$$T_0 = T_f \left(1 - \frac{kT_f}{\Delta E}\right) \equiv T_0(T_f). \quad (7)$$

Последнее выражение для  $T_0$  заменяет условие  $4kT_0 = \Delta E$  (или  $t_0 = 1/4$ ). Таким образом, наличие фазового перехода по проводимости сильно уменьшает величину  $T_0$ , для которой возможна  $S$ -образная ВАХ из-за теплового механизма электрической неустойчивости, от значения  $\Delta E/4k$  до величины, определяемой формулой (7). Например, для  $\Delta E = 0.5$  eV величина  $\Delta E/4k$  равна 1450 К, а для  $T_f \approx 500$  К величина  $T_0(T_f)$ , определяемая по формуле (7), равна 450 К. Очевидно, что с ростом  $\gamma$  значения  $T_0(\gamma)$ , соответствующие исчезновению  $S$ -образной ВАХ при наличии фазового перехода по проводимости, будут монотонно уменьшаться. При больших  $\gamma$  зависимости, рассчитанные без учета и с учетом фазового перехода по проводимости, должны быть близки. Таким образом видно, что учет фазового перехода по проводимости изменяет область параметров, для которых возможна  $S$ -образная ВАХ, и уменьшает температуру в НО состоянии.

Рассмотрим теперь, как изменяются эти результаты в случае электронно-теплового механизма инициации электрической неустойчивости. В простейшем приближении вклад электронных процессов, возникающих в сильном электрическом поле (с однородной напряженностью  $F$  и температурой  $T$ ), можно учесть с помощью рассмотрения проводимости, зависящей не только от температуры, но и от поля:  $\sigma(T, F)$ . Очень часто в ХСП явная зависимость проводимости  $\sigma$  от поля  $F$  может быть записана в виде

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT} + \frac{F}{F_0(T)}\right), \quad (8)$$

где  $F_0(T)$  — характерное поле, величина и зависимость которого от температуры определяются конкретным электронным механизмом, изменяющим проводимость в сильном электрическом поле. Примем для простоты, что  $F_0 = akT$ , где  $a$  — некоторая константа.



**Рис. 5.** Граница области существования  $S$ -образной ВАХ в случае электронно-теплового механизма электрической неустойчивости. Использована проводимость, описываемая формулой (8).

Тогда решением системы (1a), (1b) являются следующие температура и поле:

$$T_{1,2} = \frac{1}{2k} \left( \Delta E - \frac{F_{1,2}}{a} \right) \left( 1 \mp \sqrt{1 - \frac{4kT_0}{\Delta E - F_{1,2}/a}} \right), \quad (9a)$$

$$SL\sigma_0 F_{1,2}^2 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_{1,2}} + \frac{F}{akT_{1,2}}\right) = \lambda S(T_{1,2} - T_0). \quad (9b)$$

Условие исчезновения  $S$ -образности получаем из равенства нулю подкоренного выражения в (9a)

$$T_{1,2} = 2T_0, \quad (10a)$$

$$4kT_0 = \Delta E(1 - F_1/a\Delta E) \quad V_{th} = F_{th}L. \quad (10b)$$

Видно, что в случае электронно-теплового механизма также происходит сильное уменьшение температуры окружающей среды, соответствующей исчезновению  $S$ -образности. Она может исчезнуть при любой температуре окружающей среды  $T_0$ . При этом  $T_{1,2} = 2T_0$ , а критические значения параметров образца находятся из (9a), (9b), (10a), (10b) и удовлетворяют уравнению (11).

$$\gamma_1 t_0 = (1 - 4t_0)^2, \quad (11)$$

где  $\gamma_1 = \lambda e^2 / L\sigma_0 a^2 k\Delta E$ . Эта величина, так же как и параметр  $\gamma$ , пропорциональна коэффициенту внешнего теплоотвода  $\lambda$ , но поскольку рассматривается приближение однородной температуры,  $\gamma_1$  не зависит от коэффициентов теплопроводности. Разная зависимость величин  $\gamma$  и  $\gamma_1$  от толщины  $L$  связана с тем, что  $\gamma$  зависит от  $L$  из-за неоднородности нагрева, а  $\gamma_1$  — из-за уменьшения эффективной энергии активации в выражении (8) с ростом поля. На рис. 5 приведена рассчитанная согласно (11) зависимость  $t_0(\gamma_1)$ , ограничивающая область параметров, для которых возможна  $S$ -образная ВАХ при электронно-тепловом механизме.

Рассмотрим теперь, как на эти результаты повлияет переход по проводимости полупроводник–металл, происходящий при температуре  $T_f$ . Очевидно, что, если  $T_f > 2T_0$ , полученные результаты качественно останутся в силе. Если же  $T_f < 2T_0$ , то необходимо использовать подход, основанный на формулах (5a)–(5c).

В наиболее изученном ХСП составе  $\text{Si}_{12}\text{Te}_{48}\text{As}_{30}\text{Ge}_{10}$  характерное поле  $F_0$  зависит от температуры следующим образом:

$$F_0 = akT(1 - T/T_s), \quad (12)$$

где  $T_s$  лежит в интервале 450–500 К и соответствует неизвестному фазовому переходу. Температура фазового перехода по проводимости  $T_f$  лежит вблизи от температуры  $T_s$ . Если считать, что она соответствует обращению в нуль показателя экспоненты, то фазовый переход по проводимости происходит при температуре  $T_f$ , которую можно найти из уравнения

$$\frac{\Delta E}{kT_f} = \frac{F}{akT_f(1 - T_f/T_s)}. \quad (13)$$

В случае  $T_0 > T_s/2$  зависимость  $\sigma(T)$  с  $F_0$  вида (12) не имеет перегиба, и решение, соответствующее неустойчивости, существует формально всегда. Тогда можно считать, что исчезновению *S*-образности соответствует условие  $T_0 \approx T_f$ .

Отметим, что для теплового механизма и электронно-теплового механизма с  $F_0 = akT$  показатель экспоненты в точке перегиба зависимости  $\sigma(T)$  равен  $-2$ , т.е. проводимость равна  $\sigma = \sigma_0 \exp(-2)$ , что означает для электронно-теплового механизма  $-\Delta E/2kT_0 + F/F_0 = -2$ . Для  $\Delta E = 0.5 \text{ eV}$  и  $T_0 = 300 \text{ K}$  конкретные значения таковы:  $-5800/600 + F/F_0 = -2$ , т.е. член  $F/F_0 \approx 8$ . Отметим также, что нагрев, соответствующий электронно-тепловому переключению для  $F_0$  вида (12) при  $T_0 < T_s/2$  меньше чем  $kT_0^2/\Delta E$ , и уменьшается с ростом  $F$ , что, по нашему мнению, свидетельствует о возможном переходе к чисто электронному механизму эффекта переключения.

### 3. Условия, необходимые для тепловой электрической неустойчивости, имеющей ВАХ *N*-образного типа

В общем виде наличие *N*-образности можно представить себе как переход из НО состояния в ВО состояние. В этом случае для возникновения электрической тепловой неустойчивости должна иметь место отрицательная обратная связь между процессами нагрева и изменения тока, т.е. нагрев образца должен приводить к уменьшению тока. Очевидно, что при обычной полупроводниковой температурной зависимости вида  $\sigma(T) = \sigma_0 \exp(-\Delta E/kT)$ , при которой  $d\sigma/dT > 0$ , электрическая тепловая неустойчивость с *N*-образной ВАХ наблюдаться не может. Для ее наблюдения зависимость  $\sigma(T)$  должна иметь участок, на котором  $d\sigma/dT < 0$ ,

т.е. проводимость уменьшается с ростом температуры. В более общем виде можно представить себе фазовый переход по проводимости металл–полупроводник, происходящий при температуре  $T_f$ , где сопротивление металла  $R_1$  меньше, чем сопротивление полупроводника  $R_2$ . Если такой переход происходит благодаря джоулевому разогреву  $I^2R$ , то для поддержания нового состояния при  $T_f$  необходимо значительно большее напряжение. Если же оно не приложено к образцу, то в нем начнутся релаксационные колебания с переходом из состояния с  $R_2$  в  $R_1$  и обратно.

В рамках феноменологической электронно-тепловой теории возникновение *N*-образной ВАХ в литературе не рассматривалось. Может ли электронно-тепловая теория объяснить возникновение *N*-образной ВАХ не очевидно, поскольку при переходе из НО состояния в ВО состояние может уменьшаться выделяющаяся мощность. При этом уменьшается температура образца и он, казалось бы, должен вернуться в первоначальное НО состояние.

Далее будет показано что, если принять во внимание зависимость  $\sigma(T)$ , имеющую участок, на котором  $d\sigma/dT < 0$ , возможно получить *N*-образную ВАХ. Чтобы продемонстрировать это, аппроксимируем зависимость  $\sigma(T)$  следующей функцией:

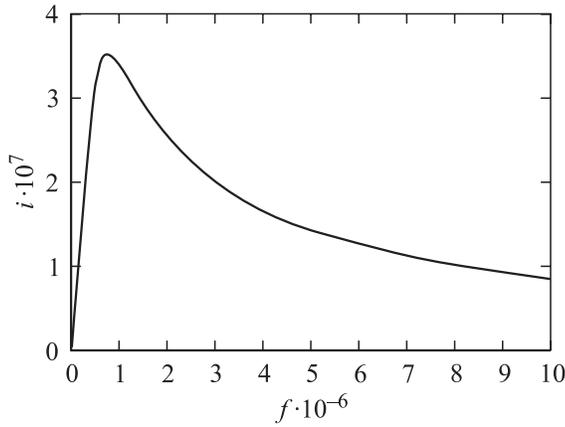
$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp(-\Delta E/kT - T/T_p). \quad (14)$$

Эта зависимость имеет максимум при температуре  $T_{\max} = (T_p \Delta E/k)^{1/2}$ , которая аппроксимирует температуру фазового перехода по проводимости. Для  $T < T_p$  зависимость имеет положительную производную  $d\sigma/dT > 0$ , а для  $T > T_p$   $d\sigma/dT < 0$ . Таким образом, величина  $T_{\max}$  моделирует температуру  $T_f$  фазового перехода по проводимости от проводимости с температурной зависимостью полупроводникового типа к проводимости с температурной зависимостью металлического типа. ВАХ может быть получена из следующих соотношений:

$$Q_1 = Q_2 \quad \text{или} \quad L\sigma F^2 = \lambda(T - T_0), \quad (15a)$$

$$\begin{aligned} J(F) &= \sigma(T(F))F \\ &= \sigma_0 \exp(-\Delta E/kT(F) - T(F)/T_p)F. \end{aligned} \quad (15b)$$

Решением уравнения (15a) является температура  $T(F)$ , которая зависит от среднего электрического поля  $F = V/L$ . Здесь использована простейшая аппроксимация однородных  $T$  и  $F$ , которые не зависят от координат. Подставив величину  $T(F)$ , в (15b) можно получить ВАХ. Уравнение (15a) трансцендентное, и по этой причине более удобно использовать  $T$  как параметр и рассчитывать  $F(T)$  и  $J(T)$ , определяя ВАХ по заданному  $T$ . Тогда окончательные уравнения, которые определяют ВАХ, могут быть записаны в следующей



**Рис. 6.**  $N$ -образная ВАХ в случае электротепловой неустойчивости для проводимости вида (14).

форме:

$$i = J/J_0 = ((\tau - 1) \exp(-1/t_0\tau - \tau/t_p))^{1/2}, \quad (16a)$$

$$f = F/F_0 = ((\tau - 1) \exp(1/t_0\tau + \tau/t_p))^{1/2}, \quad (16b)$$

где  $\sigma(\tau) = \sigma_0 \exp(-1/t_0\tau - \tau/t_p)$ ,  $J_0 = (\lambda\sigma_0 T_0/L)^{1/2}$ ,  $F_0 = J_0/\sigma_0$ ,  $\tau = T/T_0$ ,  $1/t_0 = \Delta E/kT_0$ ,  $t_p = T_p/T_0$ .

Уравнения (16a) и (16b) описывают ВАХ, обусловленную джоулевым нагревом слоя, имеющего зависимость  $\sigma(T)$  вида (14). Нами рассчитаны ВАХ для нескольких значений параметров ( $t_0$ ,  $t_p$ ), одна из которых для значений  $1/t_0 = 15$  и  $t_p = 0.0765$  ( $T_{\max} \approx T_f \approx 300$  К) представлена на рис. 6.

Из этих данных можно видеть, что феноменологическая электронно-тепловая теория при наличии зависимости  $\sigma(T)$  с участком, на котором проводимость уменьшается с температурой ( $d\sigma/dT < 0$ ), позволяет описать  $N$ -образную ВАХ. Этот результат справедлив не для любых значений параметров, поскольку для выполнения условия (15a) требуется, чтобы при изменении проводимости она уменьшалась не очень сильно и выделяющееся джоулево тепло могло поддерживать температуру большую, чем  $T_f$ , и на падающем участке  $N$ -образной ВАХ.

Переключение из НО состояния в ВО с ВАХ  $N$ -типа наблюдается в полиэтилене с добавками графита [10]. Эффект используется в устройствах, предохраняющих электрические цепи от перегрузок. Происхождение ВАХ  $N$ -типа в таких устройствах связывается с резким уменьшением проводимости материала при температуре около 400 К, которую можно отождествить с рассмотренной выше температурой фазового перехода по проводимости  $T_f$ . В работе [7] экспериментально наблюдалась ВАХ  $N$ -типа в таком органическом полупроводнике как полифенилвинилен и было высказано предположение, что она может быть связана с наличием области  $d\sigma/dT < 0$  на температурной зависимости  $\sigma(T)$ .

## 4. Выводы

Таким образом, в настоящей работе показано, что в рамках феноменологической электронно-тепловой теории возможно описание возникновения как  $S$ -образной, так и  $N$ -образной ВАХ.

Основным условием возникновения  $S$ -образной ВАХ является сильная активационная зависимость проводимости от температуры, т.е. малая величина отношения  $kT/\Delta E$  и не слишком сильный теплоотвод, т.е. не очень большие значения констант  $\gamma$  и  $\gamma_1$ .

Для возникновения в рамках феноменологической электронно-тепловой теории  $N$ -образной ВАХ необходимо наличие участка с  $d\sigma/dT < 0$  на температурной зависимости  $\sigma(T)$ .

## Список литературы

- [1] Б.Т. Коломиец, Э.А. Лебедев. РЭ **8**, 2097 (1963).
- [2] S.R. Ovshinsky. Phys. Rev. Lett. **21**, 1450 (1968).
- [3] Б.Т. Коломиец, Э.А. Лебедев, И.А. Таксами. ФТП **3**, 731 (1969).
- [4] В.К. Ridley. Proc. Phys. Soc. **32**, 954 (1963).
- [5] D. Adler, H.K. Henisch, N. Mott. Rev. Mod. Phys. **50**, 209 (1978).
- [6] Б.Т. Коломиец, Э.А. Лебедев, К.Д. Цэндин. ФТП **5**, 1568 (1971).
- [7] E. Lebedev, S. Ferero, W. Brutting, M. Schwoerer. Synt. Met. **111-112**, 345 (2000).
- [8] Б.Ю. Лотоцкий, Л.К. Чиркин. ФТТ **6**, 1967 (1966).
- [9] Б.Л. Гельмонт, К.Д. Цэндин. Труды Шестой Международной конференции по жидким и аморфным полупроводникам. Электронные явления в некристаллических полупроводниках. Наука, Л. (1976). С. 177.
- [10] A.R. Duggal, L.M. Levinson. Appl. Phys. Lett. **71**, 1939 (1997).