

Спектральные линии*	Разности энергий, мэВ	
	данные [4,5]	наши данные
6В—5	0.59	0.6
6В—4	2.47	2.5
6В—3	3.71	4.0
6В—2	7.57	7.5

Примечание. * Нумерация по [4].

несколько порядков. Обработка данных измерений температурных зависимостей тока через образец в динамическом режиме изменения температуры с разными скоростями нагрева позволяет оценить время жизни носителей заряда в возбужденных состояниях. Можно также ожидать проявления в виде резонансов на кривой $I(T)$ возбужденных уровней, не наблюдаемых при фототермической ионизации из-за запрета соответствующих оптических переходов.

Наблюдаемое явление подобно фототермической ионизации примесей [6] с той разницей, что в данном случае обе последовательные ступени — возбуждение и ионизация примесей — происходят за счет термических переходов. С его помощью оказывается возможным обнаружение и идентификация химической природы сопутствующих примесей на фоне основной легирующей, концентрация которой превышает концентрацию сопутствующих на

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] А. Г. Ждан, И. И. Засавицкий, Т. М. Лифшиц, В. В. Рыльков, А. П. Шотов. ПТЭ, № 6, 177 (1985).
- [2] Ю. А. Гороховатский, Г. А. Бордовский. Термоактивационная токовая спектроскопия высокоомных полупроводников и диэлектриков. М. (1991).
- [3] А. С. Веденеев, Г. И. Воронкова, А. Г. Ждан, Ш. М. Коган, Т. М. Лифшиц, В. В. Рыльков. ФТП, 22, 586 (1988).
- [4] D. W. Fisher, I. I. Rome. Phys. Rev. B, 27, 4826 (1983).
- [5] M. L. W. Thewalt. Sol. St. Commun., 23, 733 (1977).
- [6] Sh. M. Kogan, T. M. Lifshits. Phys. St. Sol. (a), 39, 11 (1977).

Редактор Т. А. Полянская

ФТП, том 27, вып. 5, 1993

О МЕХАНИЗМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ АМОРФНОГО СЕЛЕНА

А. А. Чеснис

Институт физики полупроводников Академии наук Литвы,
232600, Вильнюс, Литва
(Получено 12 августа 1992 г. Принято к печати 14 декабря 1992)

Отрицательное дифференциальное сопротивление (ОДС) в тонких пленках аморфного селена, согласно результатам исследования электрических шумов [1, 2], обусловлено электронными процессами, главным из которых предполагается процесс ударной ионизации. Информация в [1, 2], однако, недостаточна, чтобы создать представление о механизме возникновения ОДС в данном случае. Выяснению этого вопроса могут способствовать дополнительные данные, полученные при сопоставлении результатов исследования электропроводности пленок в предпробойных полях с результатами упомянутых шумовых исследований. Наиболее важные из них рассмотрим в данной публикации.

Сверхквадратичная часть ВАХ сэндвич-структуры стеклоуглерод—пленка аморфного селена—стеклоуглерод до (1) и после (2) формирования электрическим импульсным током (амплитуда импульсов от $3 \cdot 10^{-4}$ до 10^{-3} А, их длительность 10^{-5} с и частота следования 10 Гц; эффективная плотность формирующего тока больше ее значения при $U = U_{th}$; $d \approx 2$ мкм; U - в вольтах).

Выяснилось, что вольт-амперные характеристики (ВАХ) исследованных в [1, 2] сэндвич-структур стеклоуглерод—пленка аморфного селена—стеклоуглерод [межэлектродное расстояние $d = (0.3 \div 3)$ мкм] до участка с ОДС описываются показательной функцией $J \sim U^m$ (J — ток, U — напряжение). После омической ($m = 1$) она содержит квадратичную ($m = 2$) и затем сверхквадратичную ($m > 2$) части, характерные току, ограниченному пространственным зарядом (ТОПЗ). ТОПЗ в пленках аморфного селена уже был констатирован ранее в [3-5]. При этом в [5] было показано, что участок ВАХ с $m > 2$ обусловлен опустошением полей ловушек, находящихся на расстоянии $E_t = (0.67 \pm 0.05)$ эВ от валентной зоны.

Выяснилось также то, что пороговое напряжение пробоя U_{th} , соответствующее началу ОДС, всегда больше напряжения U_1 начала участка ВАХ с $m > 2$. Поэтому не исключено, что указанное опустошение полей захваченных носителей заряда принадлежит к процессам, инициирующим возникновение ОДС. При этом нами обнаружено, что на сверхквадратичном участке ВАХ с некоторого $U = U_2$ имеет место усиление зависимости J от U (см. рисунок). Соотношение m при $U > U_2$ и при $U < U_2$ для различных образцов изменялось от 1.3 до 2.5.

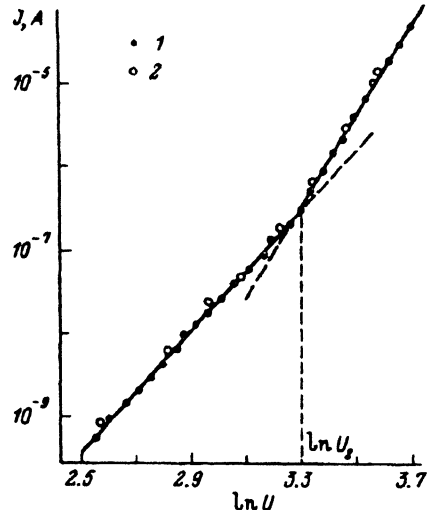
Важно отметить, что именно при $U > U_2$ происходит описанное в [1] уменьшение интенсивности низкочастотных шумов в начальной и средней части их спектра, где $S_n \sim 1/f$ и $S_n \neq F(f)$ соответственно (S_n — спектральная плотность, напряжения шумов, f — частота), и появляется подъем в высокочастотной части этого спектра. Данное поведение шумов является признаком отрицательной корреляции в генерационно-рекомбинационном процессе [7], что возможно при наличии конкурирующих центров генерации, т. е. в условиях не менее чем трехуровневой энергетической системы. (Данная ситуация, как известно [8], является необходимым условием для образования S-образной ОДС в результате проявления ударной ионизации).

Следовательно, увеличение m при переходе в область $U \geq U_2$ логично связывать с началом опустошения полей центров более глубоких, чем вышеуказанные ловушки. Данный процесс, согласно оценке по экспериментально определенным U_1 и U_2 , должен начинаться, когда напряженность поля F_2 у катода достигает величины $(1.6 \pm 0.2) \cdot 10^5$ В/см. Для этой оценки использовано выражение

$$\frac{(1 + \Theta)(F_2/F_1)^{\alpha+3} - 1}{(1 + \Theta)(F_2/F_1)^{\alpha+2} - 1} = \frac{U_2}{U_1},$$

где

$$F_1 = \frac{\alpha + 3}{\alpha + 2} \cdot \frac{U_1}{d}$$



($F_1 = (1.0 \pm 0.1) \cdot 10^5$ В/см — поле у катода при $U = U_1$), предполагая, что $\alpha = 0$, когда $F < F_1$ [5] (в пользу данного предположения говорит то, что $m = 2$ [6]), и $\alpha = 1$, когда $F > F_1$ [9].¹

Оцененное F_2 , однако, меньше напряженности поля F_i , необходимой для ударной ионизации указанных выше ловушек (если предположить, что действительно $F_i/F' = E_i/\Delta E_{Se}$, где ΔE_{Se} — ширина щели подвижностей в Se, F' — поле ударной ионизации зона—зона, то при $F' = 8 \cdot 10^5$ В/см [9] и $\Delta E_{Se} = 2.1$ эВ указанное $F_1 \approx 2.5 \cdot 10^5$ В/см) С другой стороны, полученные значения F_2 по крайней мере их верхний предел) согласуются с определенным в [9] критическим полем ($\sim 1.8 \cdot 10^5$ В/см), начиная с которого происходит полевой нагрев дырок в аморфном селене. Это дает повод упомянутый выше излом ВАХ при $U = U_2$ связывать с переходом дырок на указанные ловушки из более глубоких центров. (Возможность такого перехода вследствие ударной ионизации в JnP и GaAs, например, доказана в [10]. Согласно [8], он является вторым необходимым условием для реализации S-образной ОДС в упомянутой трехуровневой энергетической системе). Указанные выше поля F_2 достаточны для такого перехода дырок с центров с эффективной энергией активации $\Delta E = (1.08 \pm 0.06)$ эВ, т. е. с центров, находящихся вблизи уровня Ферми (~ 0.9 эВ [3]; $0.96 \div 1.1$ эВ [4]). О наличии энергетических уровней в данной части щели подвижностей аморфного селена ($\Delta E = 0.98 \div 1.03$ эВ) указывается, например, в [4]. Учитывая при этом, что $U_{th}/d = (4...5) \cdot 10^5$ В/см, уже при $U_2 < U < U_{th}$ можно ожидать непосредственных перебросов полем дырок из этих уровней в валентную зону (для этого необходимы поля около $4.1 \cdot 10^5$ В/см). Таким образом, имеется достаточное основание предполагать, что при $U \approx U_{th}$ по крайней мере² в прикатодной области рассмотренных образцов реализуются условия для возникновения S-образной ОДС по схеме, описанной в [8].

Итак, из изложенного выше следует, что ОДС в рассмотренной структуре возникает в условиях совместного проявления ТОПЗ и ударной ионизации при интенсивном опустошении уровней прилипания, частично заполненных инжектированными дырками. При этом вполне возможна следующая картина возникновения его (ОДС) и им обусловленной электрической неустойчивости. При $U > U_2$ еще до полного опустошения упомянутых ловушек поле в прикатодной области становится достаточным для ударной ионизации более глубоких акцепторных центров. С увеличением напряжения эта область расширяется и при $U \approx U_{th}$ создаются в ней известные условия для проявления внутренней обратной связи по току при упомянутой ударной ионизации в трехуровневой энергетической системе [8]. В данных условиях резко увеличивается концентрация свободных дырок в прикатодной области и из-за перераспределения падения напряжения процесс указанной ионизации глубоких центров распространяется на всю остальную часть слоя селена. Электрическая неустойчивость по описанной в [8] схеме в итоге продолжает развиваться во всей активной межэлектродной среде. Одновременно происходит свойственное ОДС шнурование тока.

¹ Оно получено, аналогично случаю, рассмотренному в [6], путем совместного решения уравнения Пуассона и уравнения потока для двух областей межэлектродной среды: 1) $0 \leq x < x_1$, где $F < F_1$ и где учитывается концентрация связанных дырок p_l на упомянутых выше ловушках ($p_l = p/\Theta$, p — концентрация свободных дырок, Θ — степень заполнения ловушек); 2) $x_1 \leq x \leq x_2$, где $F_1 \leq F < F_2$ и $p_l \equiv 0$, (если $p_l \neq 0$, то $F_2 = (\alpha + 3)(\alpha + 2)^{-1} U_2/d$ и оно (F_2) составляет $(1.4+1.7) \cdot 10^5$ В/см). При выводе данной формулы предполагалось, что толщина прианодного «дырочного облака» много меньше расстояния анод ($x=0$)—катод ($x=d$) (можно пренебречь диффузионным составляющим током), $p(x) \gg p_0$ (p_0 — равновесная составляющая концентрация свободных дырок), $\Theta \ll 1$, а подвижность дырок $\mu(F) = \mu_0 F^\alpha$, где μ_0 и α — константы материала [6].

² Судя по соотношению j_2/j_{th} (упомянутые выше расчеты дают, что $x_2/d = j_2/j_{th}$, где j_2 и j_{th} — плотность тока при $U = U_2$ и $U = U_{th}$ соответственно) процесс перераспределения дырок между указанными уровнями в момент возникновения ОДС в рассмотренных структурах охватывает не менее, чем 0.9 межэлектродной среды.

- [1] А. В. Приходько, Ю. С. Либери́с, А. А. Чеснис, В. А. Барейкис. ФТП, 13, 1650 (1979).
 [2] А. В. Приходько, А. А. Чеснис, В. А. Барейкис. ФТП, 15, 536 (1981).
 [3] H. P. D. Lanyon, W. E. Spear. Proc. Phys. Soc., 77, 1157 (1961).
 [4] J. L. Hartke. Phys. Rev., 125, 1177 (1962).
 [5] J. Višćakas, P. Mačkus, A. Smilga. Phys. St. Sol., 25, 331 (1968).
 [6] Ю. С. Рябинкин. ФТТ, 6, 2989 (1964).
 [7] M. V. Colligan, K. M. van Vliet. Phys. Rev., 171, 881 (1968).
 [8] А. Г. Забродский, И. С. Шлимак. ФТТ, 16, 2350 (1974).
 [9] G. Juška, K. Arlauskas. Phys. St. Sol. (a), 59, 389 (1980); К. К. Арлаускас. Фототок в аморфном селене в сильных электрических полях. Канд. дис., 129. Вильнюс (1982).
 [10] A. Dargys, A. Česna, J. Kundrotas. Sci. Techn., 7, 210 (1992).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 5, 1993

ИНВЕРСИЯ ЛИНИИ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА ДЫРОК В CdSb, НАБЛЮДАЕМОГО ПО ИЗМЕНЕНИЮ СТАТИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ

А. И. Раренко, А. В. Сирота, Д. Д. Халамейда

Институт радиофизики и электроники Академии наук Украины,
310085, Харьков, Украина
(Получено 14 августа 1992. Принято к печати 14 декабря 1992)

Исследование магнитопольевых зависимостей фотопроводимости миллиметрового диапазона длин волн в CdSb позволяет изучать циклотронный резонанс (ЦР) дырок [¹]. При изменении величины постоянного электрического тока, протекающего через образец, линия ЦР превращается из максимума в минимум

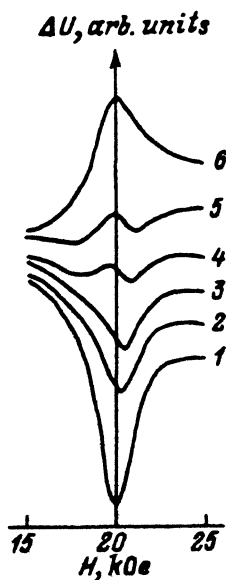


Рис. 1. Инверсия линии ЦР в CdSb μ_p^0 -типа. Ток увеличивается от 1 к 6. $H \parallel [001]$.

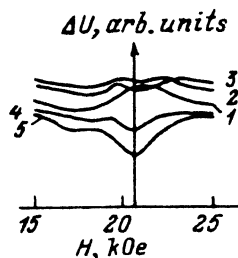


Рис. 2. Инверсия линии ЦР в CdSb μ_p^E -типа. Ток увеличивается от 1 к 5. $H \parallel [001]$.