ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ФАКТОРА НА РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛЕНКАХ AS₂Se₃

Приводятся результаты исследования релаксационных процессов в тонких слоях As₂Se₃, приготовленных методами термического испарения и высокочастотного распыления. Интерпретация полученных данных проводится с привлечением «эстафетного механизма» переноса заряда. Определены физические параметры, характеризующие протекающие электронные процессы в данных структурах: контактная емкость, область накопления заряда, постоянные зарядки контактных областей.

V. Bordovsky, R. Castro, G. Grabko

THE INFLUENCE OF THE TECHNOLOGICAL FACTOR ON THE RELAXATION PROCESSES IN As₂Se₃ LAYERS

The specific features of the relaxation processes in thin films of As_2Se_3 , which were fabricated by two methods, namely, thermal evaporation and radio-frequency sputtering are investigated. The results obtained are interpreted in term a model of go-ahead mechanism of the charge transfer. Physics parameters describing electron processes in investigated structures such as contact capacity, width of charge storage area, constant time of charge of contact area are derived.

В настоящее время хорошо известно, что во многих полупроводниковых и диэлектрических структурах, при приложении к ним постоянного электрического поля, темновой ток, протекающий в них, изменяется во времени, что связано с перераспределением и накоплением заряда во внутренней области образцов, а также на границах с электродами.

В работе [1] была разработана теория инжекционного темнового тока для случая, когда ток ограничивается пространственным зарядом, образующимся в результате захвата носителей заряда (H3) локальными уровнями, расположенными в запрещенной зоне. При этом сам перенос H3 происходит через разрешенную зону. В этом случае ток течет до момента полного заполнения ловушек. Отличительной особенностью данного механизма является то, что заряд, переносимый током, никогда не превышает значения C_gU , где C_g — геометрическая емкость образца, U — приложенное напряжение, что часто расходилось с результатами экспериментов по исследованию релаксационных свойств полупроводниковых и диэлектрических структур [2]. В связи с этим в работе [2] была предложена новая теория, объяснявшая механизм протекания тока в системе металл—диэлектрик—металл при инжекции носителей в объем диэлектрика, в основе которого лежит перенос инжектированного заряда не через зону проводимости, а при помощи локальных центров, обладающих сравнительно глубокими уровнями захвата свободных носителей и расположенными в запрещенной зоне. При переносе заряда такими локальными центрами с помощью прыжкового механизма проводимости на аноде имеется потенциальный барьер, затрудняющий перетекание электронов на него и возникающий вследствие разности сродства электрона к данному центру и работы выхода металла анода. В связи с этим ток ограничен не только пространственным зарядом в объеме образца, как в случае, рассмотренном в работе [1], но и барьером на аноде. Данная теория получила название «эстафетного механизма» протекания тока и была успешно применена для объяснения релаксационных процессов в различных полупроводниках и диэлектриках [3–5].

Было бы интересно проверить применимость «эстафетного механизма» переноса заряда к объяснению явлений электропереноса в полупроводниковых структурах на основе As₂Se₃, приготовленных в виде тонких слоев разными методами. Это и является целью данной работы, что, помимо чисто научного, имет и практическое значение.

Слои As₂Se₃ были изготовлены методами термического испарения в вакууме (ТИ) и высокочастотного распыления (ВЧ). ТИ-пленки получались испарением размельченного порошка триселенида мышьяка, засыпаемого в танталовую подложку открытого типа при давлении остаточных газов ~10⁻⁵ мм рт. ст. ВЧ-пленки изготавливались на установке ионно-плазменного высокочастотного распыления типа УРМ-3-021 на частоте электромагнитного поля 13,6 МГц, в атмосфере аргона при давлении 8·10⁻³ мм рт. ст. Толщина полученных пленок была порядка 1 мкм. В сэндвич-структурах Al-As₂Se₃-Al площадь перекрытия электродов составляла 14,0 мм². Поляризация аморфных слоев осуществлялась при использовании источника постоянного напряжения (U = 0,02-1 В). Ток регистрировался с помощью электрометрического усилителя, самопишущего потенциометра, а также генератора сигналов специальной формы, обеспечивающего напряжение развертки [5].

На рис. 1 представлены дисперсионные кривые токов поляризации для обоих типов образцов: ТИ- и ВЧ-пленок, снятых при различных значениях электрического поля, прикладываемого к пленкам. Временные зависимости темнового тока для обоих типов пленок подчиняются степенному закону: $I = A \cdot t^{-n}$. Из графика видно, что кривые для ТИ-слоев при меньших полях имеют больший наклон к осям, что может говорить о более быстром релаксационном процессе. При максимальных полях эта тенденция уменьшается и наклон кривых как для ТИ-, так и для ВЧ-образцов почти одинаков, что, по-видимому, связано с участием в процессе релаксации более глубоких энергетических уровней.

Так как ток изменяется во времени, для ВАХ исследованных образцов обнаруживается гистерезис. На рис. 2 показаны ВАХ для ВЧ-пленок, построенные по начальным (кривая 1) и конечным (кривая 2) значениям тока. Увеличение времени действия напряжения приводило к смещению ВАХ в сторону меньших токов, к уменьшению угла наклона кривых I(U) к оси абсцисс. Помимо этого, если начальная ВАХ имеет два участка, то на кривой 2 — только один.



Рис. 1. Кривые спада темнового тока для ТИ-образцов (*3, 4, 5*) и ВЧ-образцов (*1, 2, 6*), при разных значениях напряженности электрического поля: 6·10²B/см (*1, 3*); 10³B/см (*2, 4*); 10⁴B/см (*5, 6*)

Как указано выше, спадание тока сопровождается накоплением заряда Q в объеме образцов, который можно рассчитать по площади, лежащей под кривой I(t). Кривые Q(t) для разных значений напряженности представлены на рис. 3. Общим для всех этих зависимостей является то, что сначала заряд интенсивно растет со временем, а затем — постепенно выходит на насыщение.

Исходя из цели работы, все наблюдаемые особенности зависимостей I(t), Q(t), ВАХ можно попытаться объяснить с помощью модели, описанной в работе [2].

В теории [2] одним из основных является уравнение, дающее связь между зарядом и током:

$$Q = UC_k - \sqrt{\frac{C_k L^3 I}{\mu_s d_k}}, \qquad (1)$$







Рис. 3. Зависимость величины заряда от времени накопления при напряженности приложенного электрического поля, В/см: $I - 6 \cdot 10^2$; $2 - 10^3$; $3 - 4 \cdot 10^3$; $4 - 6 \cdot 10^3$; $5 - 10^4$

где *U* — поляризующее напряжение; *C*_k — контактная емкость области сосредоточения заряда у анода; *L* — толщина пленки; μ_3 — подвижность заряда,

переносимого через запрещенную зону; d_k — толщина контактной области. Как следует из равенства (1), заряд в каждый момент времени пропорционален корню квадратному из величины тока.

На рис. 4 представлены зависимости $Q(I^{1/2})$ для ТИ-образцов (кривая 1) и ВЧ-образцов (кривая 2). Линейность этих графиков находится в хорошем согласии с формулой (1).

Продолжением прямых $Q(I^{1/2})$ до пересечения с осями координат можно получить значения заряда отсечки Q_0 (в этом случае I = 0) и тока отсечки I_0 (Q = 0), использование которых дает возможность определить емкость контактной области и ее толщины; а также позволяет определить величину постоянной зарядки контактной области.

Зависимость $Q_0(U)$ представлена на рис. 5. По ее наклону можно определить емкость контакта C_k , а используя стандартную формулу $C_k = \varepsilon \varepsilon_0 S/d_k$, где ε — диэлектрическая проницаемость области контакта, ε_0 — диэлектрическая постоянная, S — площадь контактов, вычислить толщину контакта d_k . Для обоих типов образцов C_k и d_k не сильно отличались. Емкость: $C_k \approx 4,7\cdot10^{-9}\Phi$ — для ТИ-пленок и ~ 5,8·10⁻⁹ Φ — для ВЧ-пленок; толщина: $d_k \approx 2,64\cdot10^{-7}$ м — для ТИ-пленок и ~2,15·10⁻⁷м — для ВЧ-пленок.



Рис. 4. Зависимость величины заряда, накопленного за фиксированные промежутки времени действия поля, от значений тока, соответствующих концам этих промежутков при напряженности: 6·10² В/см. Кривая 1 — ВЧ-пленки, 2 — ТИ-пленки



Рис. 5. График функции *Q*₀(*U*) для ВЧ-пленок

На основе значений тока отсечки была рассчитана постоянная зарядки контактной области τ , а также определена зависимость $\tau(U)$. Оказалось, что с увеличением напряжения τ для ТИ-пленок растет от 2,5 с до 25 с, в то время как для ВЧ она остается практически неизменной: ~25 с. Причина этого, повидимому, связана с существенным различием спектра локализованных состоя-

ний обоих типов пленок. Как известно, в ВЧ-пленках установлен биполярный перенос носителей заряда в противоположность ТИ-пленкам, в которых наблюдается монополярный дырочный перенос [6]. Согласно существующим представлениям, спектр локализованных состояний в ТИ-пленках содержит глубокие ловушки для электронов, что и обусловливает монополярность электронных процессов в них. Биполярный характер этих процессов в ВЧ-пленках свидетельствует о том, что в этом случае захвата электронов на глубокие ловушки не происходит, и ловушки для электронов и дырок одинаково распределены по энергиям.

В связи с этим представлялось актуальным попытаться проанализировать полевую и временную зависимости мгновенного времени релаксации $\tau_{\rm MГH}(E)$, $\tau_{\rm MГH}(t)$ [4], вычисляемые из экспериментальных кривых (см. рис. 1) по формуле $\tau_{\rm MГH} = I/(dI/dt)$. Зависимость $\tau_{\rm MГH}(t)$ для ТИ-образцов в целом выявляет те же закономерности, что и экспериментальные кривые I(t): релаксация заряда происходит по гиперболическому закону. Для пленок, полученных ВЧ-методом, наблюдается аномальная дисперсия мгновенного времени релаксации (на рис. 6 представлена зависимость $\tau^*(t)$ в относительных единицах, где $\tau^* = \tau_{\rm MГH}/\tau_{\rm max}$). До момента времени $t \approx 25...35$ с мень-

шим полем, прикладываемым к образцам, соответствуют большие отношения $\Delta \tau^{*} / \Delta t$, после этого ситуация меняется в противоположную сторону. При $E = 8.10^{3}$ В/см зависимость $\tau^{*}(t)$ не изменяет своего наклона на протяжении всего процесса. Из сравнения рис. 7 и 8, где представлены полевые зависимости $\tau^{*}(E)$, также хорошо прослеживается разница в поведении ТИ- и ВЧ-образцов. Для ТИ-пленок (рис. 7) зависимость $\tau(E)$ достаточно гладкая, т. е. отсутствуют какие-либо аномалии. На каждом участке происходит постепенный рост, который чуть замедляется при максимальных значениях поля. Конечный этап кинетики релаксационного процесса для ВЧ-образцов (рис. 8) в зависимости от величины поля, прикладываемого к пленкам, имеет три



Рис. 6. Зависимость τ^* от времени для ВЧ-образцов в полях: $1 - 8 \cdot 10^2$ В/см; $2 - 10^3$ В/см; $3 - 4 \cdot 10^3$ В/см; $4 - 8 \cdot 10^3$ В/см; $5 - 10^4$ В/см

четко выделенных участка: минимальные поля, используемые в нашем эксперименте, вызывают сильную зависимость процесса поляризации от величины напряженности; при средних полях эта зависимость практически отсутствует и, наконец, при максимальных значениях электрического поля снова наблюдается увеличение мгновенного времени релаксации. Из рис. 8 можно также определить точку инверсии для кривых $\tau^*(t)$. Хорошо видно, что с момента времени $t \ge 33$ с (кривая 3), процесс релаксации при увеличении напряженности поля, прикладываемого к пленкам, замедляется.





после начала релаксации тока



Рис. 8. Зависимость τ^{*} от напряженности электрического поля для ВЧ-образцов: *1* — через 13 с, 2 — через 23 с, *3* — через 33 с, 4 — через 45 с, *5* — через 63 с, 6 — через 100 с

после начала релаксации тока

* * *

Полученные данные свидетельствуют о значительном влиянии способа приготовления пленок триселенида мышьяка на его релаксационные свойства, что связано с существенным различием спектра локализованных состояний обоих типов пленок; эти данные также подтверждают предположение о вкладе в релаксационный процесс энергетических уровней различной глубины и о разном соотношении концентраций ловушек для электронов и дырок в исследуемых образцах.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973.

2. *Тиман Б. Л.* Эстафетный механизм переноса заряда в системе металл—диэлектрик—металл при инжекции носителей // ФТП. 1973. Т. 7. № 2. С. 225–229.

3. *Тиман Б. Л., Карпова А. П.* Экспериментальное изучение эстафетного механизма протекания тока в системе металл—диэлектрик—металл // ФТП. 1973. Т. 7. № 2. С. 230–235.

4. *Андриеш А. М., Черный М. Р.* Релаксационные темновые токи в стеклообразном сульфиде мышьяка // Кристаллические и стеклообразные полупроводники. Кишинев, 1977. С. 127–133.

5. Аванесян В. Т., Бордовский Г. А., Кастро Р. А. Релаксационные темновые токи в стеклах системы As—Se // ФХС. 2000. Т. 26. № 3. С. 369–373.

6. Микла В. И., Семак Д. Г., Михалько И. П. Нестационарная фотопроводимость слоев стекол из системы As—Se // Изв. вузов. Сер. физ. 1977. № 5. С. 66–71.