

- [4] Ракова Е. В. Исследование закономерностей роста и структуры эпитаксиальных пленок  $PbTe$  и  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ .— Автореф. канд. дис. М., ИКАН СССР, 1978, 14 с.
- [5] Полистанский Ю. Г., Аверкиев А. В., Жемчужина Е. А. и др. Влияние условий конденсации на структуру и электрофизические свойства пленок твердых растворов  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ .— В кн.: Тезисы докл. первой всес. научно-техн. конф. «Получение и свойства полупроводниковых соединений типа  $A^{IV}B^{VI}$  и  $A^{IV}B^{VI}$  и твердых растворов на их основе». Ч. II, М., 1977, с. 305—306. [6] Полистанский Ю. Г., Пикалев А. П., Аверкиев А. В. и др. Влияние отжига на структуру и электрофизические свойства пленок твердых растворов  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ .— В кн.: Тезисы докл. первой всес. научно-техн. конф. «Получение и свойства полупроводниковых соединений типа  $A^{IV}B^{VI}$  и  $A^{IV}B^{VI}$  и твердых растворов на их основе». Ч. II, М., 1977, с. 305. [7] Сизов Ф. Ф., Лашкарев Г. В., Радченко М. В., Орлецкий В. Б. Температурная зависимость подвижности в твердом растворе  $Pb_{0,82}Sn_{0,18}Te$ .— Физ. и техн. полупроводников, 1976, 10, № 2, с. 393—396.

Поступила в редакцию  
31.10.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 4

УДК 621.315.592

### О ФОТОИНЖЕКЦИОННОМ МЕТОДЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМА ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СЛОЕ СИСТЕМЫ ДИЭЛЕКТРИК—ПОЛУПРОВОДНИК

П. К. Кашкаров, С. Н. Козлов, Н. В. Морозов

(кафедра общей физики для химического факультета)

Весьма актуальным с теоретической и практической точек зрения является вопрос о протяженности «хвостов» локализованных «флуктуационных» состояний в неупорядоченных полупроводниках и диэлектриках и о механизме переноса носителей заряда по этим состояниям.

В настоящей работе показано, что в случае аморфных диэлектрических слоев эта информация может быть получена при исследовании перехода фотовозбужденных носителей из полупроводника в диэлектрический слой структуры диэлектрик — полупроводник (ДП).

В качестве объекта исследования использовалась система германий — двуокись германия, полученная термическим окислением высокоомного германия ( $\rho = 20\text{--}40$  Ом·см) во влажном кислороде при 800 К.

Изменение заряда ловушек диэлектрического слоя  $\Delta Q_{SS}$  в процессе освещения системы Ge—GeO<sub>2</sub> регистрировалось методом эффекта поля на большом синусоидальном напряжении. Освещение проводилось с помощью ксеноновой лампы сверхвысокого давления ДКсШ-1000 и светосильного монохроматора МДР-2. Плотность потока квантов света, падающих на образец, поддерживалась постоянной во всем диапазоне энергий квантов  $1,8 \leq h\nu \leq 4,5$  эВ и регулировалась в пределах  $10^{14}$ — $10^{15}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Зависимости изменений заряда на ловушках окисла от энергии падающих квантов (так называемые «спектры оптического заряжения» (ОЗ)) снимались методом последовательных трехмикнутных засветок при каждой энергии квантов [1]. В процессе измерений образцы находились в вакууме  $5 \cdot 10^{-4}$  Па, температура стабилизировалась с точностью  $\pm 0,1$  К в интервале 120—300 К. При наблюдении эффекта поля в области пониженных температур использовалась дополнительная инфракрасная подсветка. Перед измерениями образцы прогревались в вакууме при температуре 470 К.

На рис. 1, а представлены спектры ОЗ, полученные при трех различных температурах. Видно, что отрицательное ОЗ при 300 К характе-

ризуется хорошо выраженным низкоэнергетическим «хвостом» ( $h\nu < 2,8$  эВ). В области  $2,8 \leq h\nu < 3,3$  эВ наблюдается достаточно резкий рост величины отрицательного фотозаряжения. При понижении температуры ОЗ в низкоэнергетической области существенно уменьшается и при 100 К практически исчезает. В диапазоне  $h\nu = (2,8-4,0)$  эВ относительное изменение спектров ОЗ с температурой невелико.

Ранее на основании исследования кинетики и величины ОЗ при комнатной температуре мы предположили, что заряджение ловушек окисного слоя на поверхности германия под действием квантов света с энергией  $h\nu > 2,8$  эВ происходит путем перемещения фотовозбужденных электронов по системе делокализованных состояний окисла (см. рис. 1, б, переход 1).

При воздействии менее энергичных световых квантов  $h\nu < 2,8$  эВ перенос фотовозбужденных электронов в слое окисла осуществляется с использованием «хвоста» локализованных состояний «флуктуационной» природы (рис. 1, б, переход 2). Приведенные на рис. 1, а данные доказывают справедливость предложенной модели и позволяют заключить, что перемещение электронов между локализованными состояниями «хвоста» является активированным процессом (с понижением температуры уменьшается количество электронов, перешедших на глубокие ловушки окисного слоя за время освещения).

Энергия активации, соответствующая этому процессу, может быть определена из данных по кинетике отрицательного ОЗ при разных температурах (рис. 2). Процесс ОЗ можно условно разделить на четыре этапа: возбуждение носителей заряда в полупроводнике квантами света, преодоление потенциального барьера на границе полупроводник — окисел, перенос носителей по окисному слою и, наконец, их захват на глубокие ловушки. Температурная зависимость всего процесса ОЗ определяется в основном скоростью переноса носителей заряда по окислу, поскольку первый, второй и четвертый этапы от температуры практически не зависят. Как следует из рис. 2, кинетика фотозаряджения ловушек окисного слоя под действием достаточно энергичных квантов света ( $h\nu > 2,8$  эВ) зависит от температуры весьма слабо, что соответствует безактивационному переносу электронов по делокализованным состояниям окисла. В низкоэнергетической области темп ОЗ, в соответствии с данными рис. 1, а, существенно замедляется при понижении температуры.

Для количественного определения энергии активации процесса переноса фотонинжектированных носителей по окисному слою необходимо построить зависимость начальной скорости ОЗ от обратной температуры, поскольку на начальном этапе кинетические кривые фотозаряджения не искажены накопленным на ловушках окисла объемным зарядом. На рис. 3 представлены соответствующие зависимости для двух значений  $h\nu$  (2,6 и 3,2 эВ). Энергия активации  $\Delta E$ , полученная по данным рис. 3, для  $h\nu = 3,2$  эВ не превышает 0,02 эВ. Величина  $\Delta E$  для энергии квантов  $h\nu = 2,6$  эВ уменьшается с понижением температуры от  $\Delta E = (0,17 \pm$

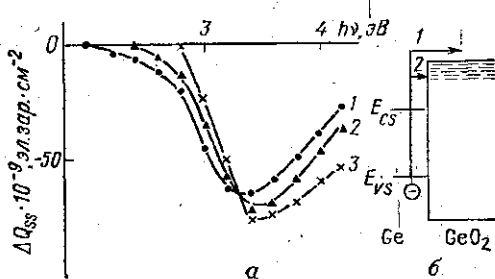


Рис. 1. Спектры ОЗ термически окисленной поверхности германия, снятые при температурах: 300 (1), 200 (2), 125 К (3) и энергетическая схема системы Ge—GeO<sub>2</sub> (б)

$\pm 0,4$ ) эВ при 180 К до  $\Delta E = (0,05 \pm 0,02)$  эВ при 125 К. Весьма слабая температурная зависимость начальной скорости фотозаряжения при облучении квантами света с  $h\nu = 3,2$  эВ доказывает предположение, что основная часть электронов, инжектированных в этих условиях, перемещается по делокализованным состояниям\*. Существенная температурная зависимость ( $dQ/dt$ ) при фотоинжекции квантами  $h\nu = 2,6$  эВ свидетельствует о прыжковом механизме переноса инжектированных в  $\text{GeO}_2$  носителей заряда. Как известно, уменьшение энергии активации

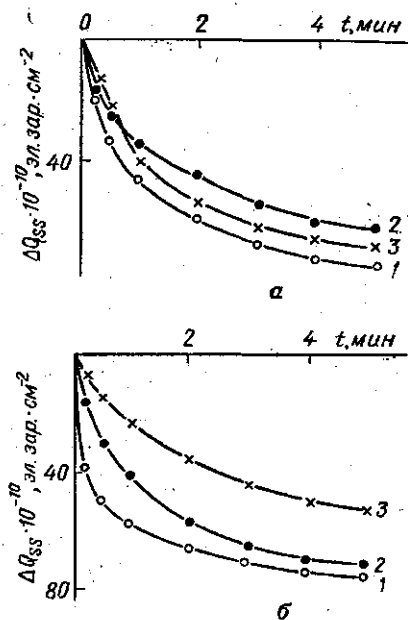


Рис. 2. Кинетика отрицательного заряжения ловушек окисного слоя при облучении окисленной поверхности германия квантами света  $h\nu = 3,2$  (а) и  $2,6$  (б) эВ. Температура измерений: 180 (1), 160 (2), 125 (3) К; плотность потока квантов света:  $10^{14}$  (а) и  $10^{15}$  (б)  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

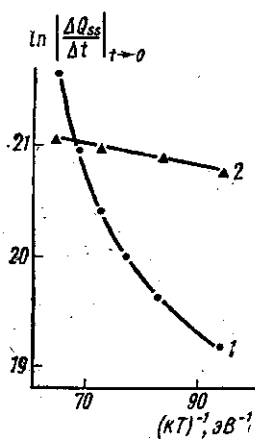


Рис. 3. Зависимость начальной скорости ОЗ от температуры при  $h\nu = 2,6$  эВ (1) и  $3,2$  эВ (2).

$\Delta E$  с понижением температуры является характерным признаком прыжкового механизма проводимости [2].

Таким образом, нами показано, что исследование заряжения ловушек диэлектрического слоя, контактирующего с полупроводником, под действием квантов света при разных температурах в принципе позволяет получать ценную информацию о механизмах переноса носителей заряда в диэлектрическом слое. Особенно перспективен этот метод исследования в случае систем с тонкими окисными диэлектрическими пленками, когда использование методов, основанных на измерениях темновых или фотоинжекционных токов в трехслойных структурах типа металл — диэлектрик — полупроводник, невозможно.

\* Энергия активации процесса ОЗ в этом случае отлична от нуля, так как некоторая часть фотонинжектированных электронов попадает на локализованные состояния окисного слоя.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Кашкаров П. К., Козлов С. Н. Оптическая зарядовая «память» в системе германий—гермическая двуокись германия.—Микроэлектроника, 1976, 5, № 6, с. 535—539. [2] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1974, 554 с.

Поступила в редакцию  
10.11.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 4

УДК 534.26

### РЕЗОНАНСНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФОКУСИРОВКИ ЗВУКА ЖИДКОЙ СФЕРОЙ

Н. Н. Макаrenchенко, Ф. В. Рожин, О. С. Тонаканов

(кафедра акустики)

Исследование функции обратного рассеяния от сфер и цилиндров показало связь отражающих свойств и собственных колебаний тел [1, 2]. Возбуждение при определенных  $kr_0$  ( $k = \omega/c$ ,  $\omega$  — круговая частота,  $c$  — скорость звука в воде,  $r_0$  — радиус сферы) собственных колебаний сферы необходимо учитывать и при рассмотрении фокусирующих свойств сферических линз. Учет затухания в материале сферы приводит к «сглаживанию» кривой зависимости давления в отраженной волне в дальнем поле от  $kr_0$  [3, 4]. В данной работе в результате точного решения волнового уравнения для жидкой сферы [5] на ЭВМ БЭСМ-6 рассчитаны угловые и радиальные зависимости поля звукового давления при различных значениях волнового размера  $kr_0$  и затухания в материале сферы.

Как известно [5], поле во внутренней области сферы  $\bar{p}$  есть

$$\bar{p} = p_0 \sum_{n=0}^{\infty} \bar{A}_n(kr_0, \bar{k}r_0, \bar{\rho}c/\rho c) j_n(\bar{k}r_0) P_n(\cos \theta),$$

где  $\bar{A}_n$  — коэффициенты разложения поля давления во внутренней области по сферическим функциям  $\bar{k} = \omega/\bar{c}$ ,  $\bar{c}$  — скорость звука во внутренней среде,  $\rho$  и  $\bar{\rho}$  — плотности внешней и внутренней среды соответственно,  $j_n$  — сферические функции Бесселя,  $P_n$  — полиномы Лежандра,  $p_0$  — амплитуда поля давления в падающей волне,  $\theta$  — азимутальный угол сферической системы координат.

Условие резонанса  $n$ -й моды:

$$1/\bar{A}_n = 0 \text{ или } (\bar{\rho}c/\rho c) h'_n(kr_0) j_n(kr_0) - h_n(kr_0) j'_n(\bar{k}r_0) = 0,$$

где  $h_n$  и  $h'_n$  — функции Ханкеля 2-го рода и их производные соответственно. Это уравнение имеет решения только при комплексных значениях частот, даже если пренебрегать затуханием в материале сферы [1], что физически означает конечную величину резонансной амплитуды давления и ширины резонансной кривой из-за излучения сферы во внешнюю жидкость.

На рис. 1 приведены зависимости поля давления на поверхности сферы от  $kr_0$  в точках  $\theta = 180^\circ$  (направление падения волны) и  $\theta = 0^\circ$