

9 из 10 экспериментальных параметров с учетом фона и геометрического фактора. В связи с этим было введено дополнительное предположение о равенстве  $\tau_A$  и  $\tau_B$ . В таблице приведены результаты разложения ЯГР спектров, из которых следует, что при низких температурах двухэлектронная релаксация практически не влияет на параметры мессбауэровских спектров исследуемых образцов.

С повышением температуры скорость релаксационного процесса возрастает на 3 порядка, но даже при  $T=373$  К время перехода на порядок больше характерного времени жизни возбужденного состояния ядра  $^{119}\text{Sn}$ . Аппроксимация  $\tau(T)$  экспоненциальной функцией дает величину энергии активации релаксационного процесса пары электронов, равную 0.05 эВ. Учитывая малую концентрацию атомов олова, можно исключить прямой обмен  $\text{Sn}^{2+} \rightleftharpoons \text{Sn}^{4+}$ . Наиболее вероятен перенос пары электронов при участии данных состояний вследствие гибридизации волновых функций локального центра с блоховскими состояниями решетки, в пользу чего свидетельствует низкая температура активации. Однако мессбауэровские измерения не позволяют дать однозначный ответ на вопрос, является ли перенос пары синхронным процессом или же идет через последовательность короткоживущих (в шкале времени ЯГР) возбужденных состояний [7]. Подробный анализ этого вопроса будет дан в последующих публикациях.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Ионов С. П., Ионова Г. В., Любимов В. С., Александров А. Ю. — Письма ЖЭТФ, 1970, т. 12, в. 11, с. 544—547.
- [2] Ионова Г. В., Ионов С. П. — ДАН СССР, 1973, т. 208, в. 1, с. 128—130.
- [3] Любимов В. С., Манакова Л. А., Ионов С. П., Семин Г. К. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т. 42, в. 6, с. 1316—1340.
- [4] Земсков Б. Г., Ионов С. П., Пермяков Ю. В., Заугольникова Н. С., Артемова А. А. — ДАН СССР, 1983, т. 272, в. 4, с. 895—898.
- [5] Насрединов Ф. С., Прокофьева Л. В., Серегин П. П. — ЖЭТФ, 1984, т. 87, в. 3, с. 951—959.
- [6] Прокофьева Л. В., Виноградова М. Н., Зарубо С. В. — ФТП, 1980, т. 14, в. 11, с. 2201—2204.
- [7] Прокофьева Л. В., Гуриева Е. А., Гарцман К. Г. и др. Влияние примесей различной химической природы на энергетический спектр носителей селенида свинца. М., 1986. 60 с.

Всесоюзный научно-исследовательский институт  
физико-технических и радиотехнических измерений  
Менделеево

Получено 12.05.1987  
Принято к печати 23.10.1987

ФТП, том 22, вып. 5, 1988

## ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МДП СТРУКТУР НА ОСНОВЕ $\text{CdS}$ И ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ПЛЕНКИ

Веденев С. И., Георгобиани А. Н., Левит А. Д., Рамбиди Н. Г.,  
Тодуа П. А., Шестакова Е. Ф., Эльтазаров Б. Т.

Метод Ленгмюра—Блодже [1], позволяющий программируемо создавать при комнатной температуре на поверхности полупроводника контролируемые по толщине однородные моно- и мультимолекулярные слои органических поверхностно-активных веществ, открывает новые возможности для создания эффективных инжекционных источников света на основе соединений  $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ .

Исходные монокристаллы сульфида кадмия с  $\rho \approx 0.5$  Ом·см выращены по модифицированному методу Маркова—Давыдова [2] в атмосфере гелия при существенном избытке кадмия в составе компонентов пара над растущим кристаллом. В качестве поверхностно-активного вещества использовалась стеа-

риновая кислота  $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{18}\text{COOH}$ , толщина которой варьировалась в процессе нанесения в пределах от 3 до 9 монослоев (толщина монослоя порядка  $25 \text{ \AA}$ ). Омический контакт к сульфиду кадмия создавался путем вжигания индия непосредственно перед нанесением слоев стеариновой кислоты, контакт к ленточному слою образовывался напылением золота в вакууме не хуже  $10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$

При прямом смещении, т. е. при подаче положительного потенциала на золотой электрод полученной таким образом структуры Au—пленка Ленгмюра—Блодже—CdS, обнаружена электролюминесценция, локализованная вблизи поверхности перехода. В спектре излучения (рис. 1) присутствуют экситонная полоса люминесценции; интенсивная полоса с максимумом при  $509 \text{ нм}$ ; сравнительно слабые полосы зеленой краевой люминесценции с максимумами при  $518$  и  $526 \text{ нм}$ ; широкая полоса с максимумом при  $580 \text{ нм}$  и резкая полоса с максимумом при  $640 \text{ нм}$ , связанные с донорно-акцепторными парами типа при-

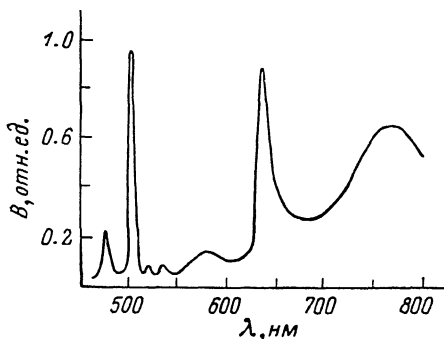


Рис. 1. Спектр электролюминесценции структуры с 6 монослоями стеариновой кислоты ( $T=80 \text{ K}$ ).

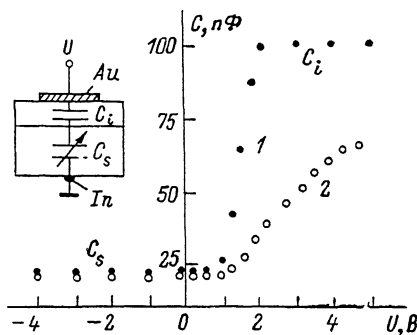


Рис. 2. Вольтфарадные характеристики структуры.

Число монослоев: 1 — 3, 2 — 6.

мель—кадмий междоузельный; широкая красная полоса с максимумом в области  $740 \div 760 \text{ нм}$ , природа которой, как показано в прежних работах авторов [3], связывается с электронейтральным комплексом, образованным вакансиями серы и кадмия.

Зависимость интегральной яркости излучения  $V$  от тока через структуру имеет вид  $V \sim I^n$ , где  $n=1.2 \div 1.3$ . Такая зависимость характерна для инжекционного механизма возбуждения электролюминесценции, в том числе туннельно-инжекционного. В пользу последнего свидетельствуют слабая зависимость инжекционного тока от температуры, а также вид высокочастотных вольтфарадных характеристик (рис. 2).

Полную емкость структуры Au—пленка Ленгмюра—Блодже—CdS (рис. 2) можно представить в виде двух последовательно соединенных емкостей, одна из которых ( $C_i$ ) определяется свойствами изолирующей пленки, а вторая ( $C_s$ ) — свойствами CdS, причем последняя зависит от приложенного напряжения

$$C = C_i C_s / (C_i + C_s). \quad (1)$$

В области больших положительных смещений, когда вблизи перехода происходит аккумуляция носителей, емкость полупроводника становится значительной и результирующая емкость определяется в основном свойствами изолирующего слоя:

$$C_{\text{max}} \approx C_i = \frac{\epsilon_i \epsilon_0}{d} S, \quad (2)$$

где  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_i$  — соответственно диэлектрические проницаемости вакуума ( $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ ) и стеариновой кислоты ( $\epsilon_i = 2.07$  [4]),  $S$  — площадь контакта,  $d$  — толщина изолирующего слоя.

Для площади контакта  $S = 7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$  и емкости  $C_i = 100 \text{ пФ}$  в случае 3 монослоев стеариновой кислоты получается  $d \approx 10 \text{ нм}$ , что хорошо коррелирует

с толщиной 3 монослоев  $d \approx 8$  нм, полученной исходя из значения толщины 1 монослоя, равного 2.5 нм [5]. Из рис. 2 видно, что переход к 6 монослоям приводит к соответственному снижению значения  $C_{\max}$ .

При отрицательных смещениях начинает сказываться емкость обедненного слоя, которая становится сравнимой с  $C_i$  и даже меньше ее и по сути дела определяет результирующую емкость

$$C_{\min} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_i S}{d + (\epsilon_i / \epsilon_s) W_m}, \quad (3)$$

где  $\epsilon_s = 8.9$  [6] — диэлектрическая проницаемость CdS,  $W_m$  — максимальная толщина обедненного слоя.

Исходя из значения  $C_{\min}$  (рис. 2) и считая, что  $d \ll (\epsilon_i / \epsilon_s) W_m$ , получаем значение  $W_m = 0.3 \pm 0.05$  мкм. Можно сравнить это значение с расчетным, которое определяется из [7],

$$W_m \approx \left( \frac{2\epsilon_s \psi_s(\text{inv})}{q N_d} \right)^{1/2} = \left( \frac{4\epsilon_s k T \ln(N_d / n_i)}{q^2 N_d} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где  $\psi_s(\text{inv}) \approx E_g / q$  — потенциал инверсии и ширина запрещенной зоны,  $N_d$  — концентрация ионизированных доноров,  $n_i$  — концентрация электронов в собственном полупроводнике. Значение  $N_d$ , определенное из холловских измерений, в нашем случае составляет  $4 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ ;  $n_i \approx 4 \cdot 10^{-4}$  см $^{-3}$ . Если исходить из (4), то  $W_m = 0.7 \pm 0.1$  мкм. Можно при этом утверждать, что между значениями  $W_m$ , полученными из (3) и (4), существует хорошее соответствие, тем более что соотношение (4) дает максимально возможное значение этой величины.

Наблюдаемый сдвиг вольтфарадных характеристик в сторону положительных значений напряжения, на наш взгляд, объясняется тем, что при  $U=0$  не наступает состояния плоских зон, как это имеет место в идеальной МДП структуре. По-видимому, при  $U=0$  на границе раздела изолирующая пленка стеариновой кислоты—CdS существует барьер, высота которого понижается при положительном смещении, и состояние плоских зон реализуется при смещениях порядка 1 В.

В заключение авторы благодарят А. С. Холманского за помощь в приготовлении исследованных образцов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Gaines G. L. Insoluble Monolayers at Liquid—Gas Interfaces. N. Y., 1966.
- [2] Марков Е. В., Давыдов А. А. — Изв. АН СССР, Неорг. матер., 1975, т. 11, в. 10, с. 1755—1758.
- [3] Георгобани А. Н., Дюков В. Г., Левит А. Д., Митюхляев В. Б., Струмбан О. Е., Тодуа П. А. — КСФ, 1984, № 4, с. 38—41.
- [4] Mann B., Kuhn H. — J. Appl. Phys., 1971, v. 42, p. 4398—4406.
- [5] Pomerantz M., Segmuller A. — Thin Sol. Films, 1980, v. 68, p. 33—45.
- [6] Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М., 1973. 456 с.
- [7] Зи С. Физика полупроводниковых приборов, т. 1. М., 1984. 455 с.

Всесоюзный научно-исследовательский центр  
по изучению свойств поверхности и вакуума  
Москва

Получено 15.08.1987  
Принято к печати 23.10.1987

ФТП, том 22, вып. 5, 1988

### РАЗОГРЕВ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ГЕРМАНИИ ИК ИЗЛУЧЕНИЕМ

Зудеев О. Г., Иванченко В. А., Науменко Г. Ю., Николаев М. В.

Особенности разогрева носителей заряда в полупроводниках в условиях взаимодействия с высокочастотным полем излучения связаны с влиянием поля на вероятность рассеяния носителей заряда и представляют интерес в связи