
LÜHIUURIMUSI * КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

П. ЛЫУК, М. ПИИЛЬМА, Ю. ТЕННО

ЭЛЕКТРОИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ РАБОТЫ
ВЫХОДА МОНОКРИСТАЛЛОВ CdS

P. LOUK, M. PIILMA, J. TENNO. ELEKTRIVÄLJA MOJUL TOIMUVAST MUUTUSEST
CdS MONOKRISTALLIDE VALJUMISTOOS

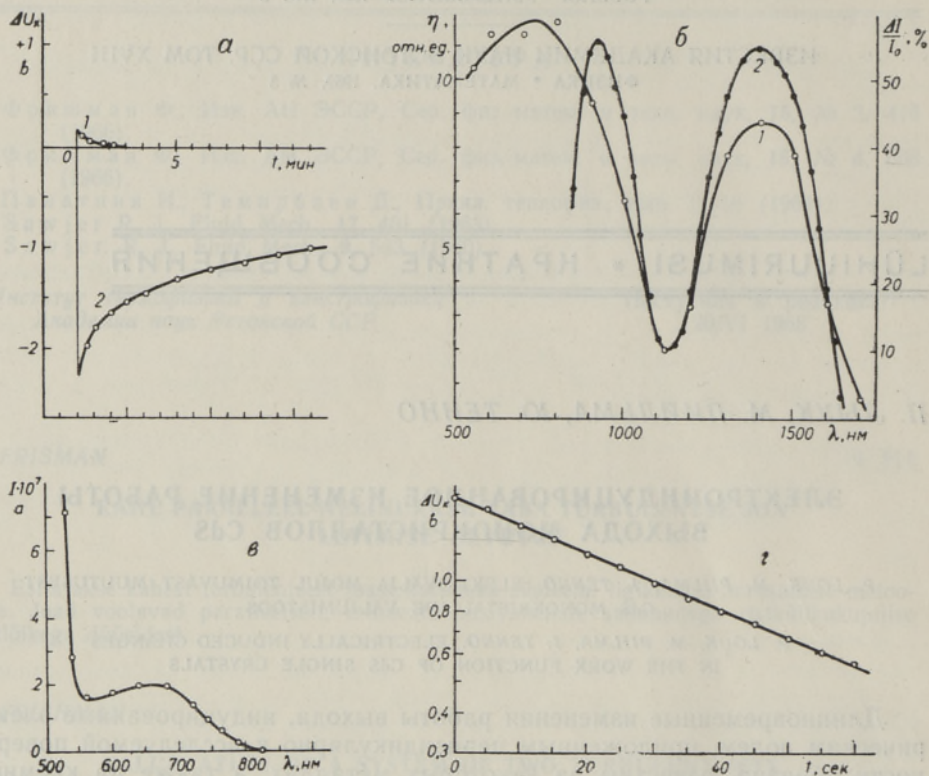
P. LOUK, M. PIILMA, J. TENNO. ELECTRICALLY INDUCED CHANGES
IN THE WORK FUNCTION OF CdS SINGLE CRYSTALS

Длинновременные изменения работы выхода, индуцированные электрическим полем, приложенным перпендикулярно к исследуемой поверхности образца, известны на некоторых металлах, а также на кремнии и германии [1-3]. Нами обнаружены электроиндуцированные длинновременные изменения работы выхода ($\Delta\Phi$) на монокристаллах CdS. $\Delta\Phi$ определялось по изменению (ΔU_k) контактной разности потенциалов (к. р. п.) между вольфрамовым острием и монокристаллом CdS. Так как электрическое поле вызывало лишь малые ($10 \div 100$ мВ) и кратковременные ($t < 1$ мин) изменения работы выхода вольфрама, то в течение длинновременного спада ΔU_k можно было считать, что $\Delta U_k = -\frac{1}{q}\Delta\Phi_{CdS}$, где q — величина заряда электрона.

Эксперименты проводились при комнатной температуре на высокоомных ($\sim 10^9$ ом·см) монокристаллах CdS, выращенных методом сублимации из газовой фазы. Измерялись: 1) кривые изотермической релаксации ΔU_k в темноте и при освещении светом различного спектрального состава (рисунок, а, з), 2) спектры действия света на ΔU_k (рисунок, б), 3) влияние среды на величину и характер релаксации ΔU_k , 4) спектры фотопроводимости (рисунок, в) и инфракрасного (ИК) тушения фотопроводимости (рисунок, б).

ΔU_k и кривые его релаксации измерялись по методу Зисмана на установке, описанной ранее [4, 5]. Поле создавалось между кристаллом и вольфрамовым зондом, расположенным на расстоянии нескольких микрон от поверхности первого. После выключения поля автоматически регистрировалась релаксация возникшего ΔU_k .

Спектры действия света на ΔU_k представляют собой зависимости изменения скорости релаксации $\Delta U_k(\eta)$ под влиянием света различной длины волны. Они снимались по точкам. В каждой точке мы следили за тем, чтобы в момент включения света ΔU_k и темновая скорость его спада были одни и те же. Ввиду быстрой релаксации $\Delta U_k > 0$ спектры действия света снимались только для $\Delta U_k < 0$.



a — кривые изотермической релаксации ΔU_h после выключения (в момент $t=0$) электрического поля $\sim 10^5$ в/см: 1 — положительного, 2 — отрицательного направления. *б*: 1 — спектр действия света на ΔU_h ; 2 — спектральное распределение тушения фотопроводимости $\Delta I/I_0$. *в* — спектральная зависимость фототока за краем основной полосы поглощения. *г* — релаксация ΔU_h под действием света с $\lambda = 1400$ нм, включенного (в момент $t=0$) приблизительно через 10 минут после начала темновой релаксации.

В спектральных измерениях источником света служили лампа накаливания (500 вт) или глобар. Спектральные зависимости не приведены к одинаковому числу падающих квантов.

Возникновение $\Delta U_h < 0$ под действием поля отрицательного направления (от зонда к кристаллу) и $\Delta U_h > 0$ под действием поля положительного направления может быть в принципе обусловлено несколькими механизмами. Наиболее вероятные из них, по-видимому, следующие три.

1. Поле положительного направления индуцирует на поверхности кристалла CdS положительный заряд, часть которого локализуется на уровнях дефектов (например, ионизованные доноры) в приповерхностном слое. После удаления поля локализованная часть заряда вызывает на поверхности кристалла искривление энергетических зон вниз. В результате наблюдается $\Delta U_h > 0$ ($\Delta\Phi < 0$). Быстрая релаксация $\Delta U_h > 0$, по-видимому, обусловлена нейтрализацией локализованного положительного заряда свободными электронами, концентрация которых значительна даже в темноте. $\Delta U_h < 0$ ($\Delta\Phi > 0$) обусловлено соответственно захваченным отрицательным зарядом (индуцированным полем отрицательного направления), который вызывает искривление зон

вверх после выключения поля. В этом случае релаксация ΔU_h происходит по мере освобождения захваченных электронов с уровней или нейтрализацией их заряда свободными дырками.

2. Механизм аналогичен первому, с той лишь разницей, что индуцированные заряды локализуются на поверхностных состояниях, концентрация которых не зависит от окружающей атмосферы.

3. За искривление энергетических зон на поверхности кристалла ответствен хемосорбированный кислород, концентрация которого меняется под влиянием электрического поля. Согласно механизму хемосорбции кислорода на CdS, предложенному в [6], поле отрицательного направления должно привести к увеличению концентрации хемосорбированного кислорода, а поле противоположного направления — к десорбции кислорода. После выключения поля в первом случае зоны искривляются вверх ($\Delta U_h < 0$, $\Delta \Phi > 0$) от равновесного положения, во втором — вниз ($\Delta U_h > 0$, $\Delta \Phi < 0$). Релаксация ΔU_h происходит по мере восстановления равновесной концентрации хемосорбированного кислорода на поверхности.

Отсутствие влияния окружающей среды (воздух, аргон, вакуум до $5 \cdot 10^5$ мм Hg) на величину и релаксацию ΔU_h указывает на то, что третий механизм не играет, вероятно, в данном случае основной роли.

Значительную трудность представляет выбор между двумя первыми механизмами. Аналогичная проблема возникает при интерпретации экспериментальных результатов по эффекту поля на CdS [7, 8]. И в этом случае заряды могут захватываться как на поверхностные состояния, так и на уровни захвата в приповерхностном слое толщиной до нескольких микрон. В пользу первого механизма говорит тот факт, что в контрольном опыте на одном из кристаллов наблюдалось совпадение максимума при 1400 нм в спектре действия света на ΔU_h с длинноволновым максимумом в спектре действия света на объемный заряд электронов, инжектированных из омического контакта и захваченных на объемных уровнях. Последний спектр измерялся по методу, описанному в [5]. Отметим, что ΔU_h не может являться результатом инъекции электронов из омического контакта в момент включения поля, поскольку величина ΔU_h не зависит от скорости увеличения (или уменьшения) электрического поля от нуля до максимального значения.

Близость спектра действия света на ΔU_h к спектру ИК тушения фотопроводимости (рисунок, б) носит, по-видимому, случайный характер, так как темновая концентрация дырок на центрах чувствительности должна быть ничтожной (в данном кристалле равновесный уровень Ферми на 0,8 эв выше этих уровней). В то же время свет с $\lambda \geq 900$ нм (и тем более с $\lambda = 1400$ нм) не способен [9] вызывать двухступенчатых переходов с образованием свободных дырок. Поэтому более вероятно, что максимумы (1400 нм) в спектре действия света на ΔU_h и подъем в области от 1125 до 900 нм соответствуют оптическим переходам электронов с локальных уровней в зону проводимости. Аналогичные электронные переходы наблюдались в CdS и другими авторами [10]. В области длин волн $\lambda < 900$ нм действие света на ΔU_h (рисунок, б) связано, по-видимому, с электронными переходами, ответственными за примесную фотопроводимость (рисунок, в). Поскольку наблюдалось ИК тушение (при 950 и 1400 нм) этой примесной фотопроводимости, то в данной области спектра ($530 < \lambda < 900$ нм), вероятно, имеют место двухступенчатые оптические переходы [9] и в релаксации ΔU_h могут участвовать и свободные дырки.

Отсутствие простого закона (экспоненциального или логарифмического) спада ΔU_h в темноте (рисунок, а) связано, по-видимому, с термическим освобождением локализованного заряда одновременно с нескольких уровней. Свет с $\lambda = 1400$ нм вызывает на участке медленной темновой релаксации ΔU_h ускоренный спад последнего, происходящий в начальной стадии по экспоненциальному закону (рисунок, г). Это указывает на отсутствие повторных захватов электронов на уровень 0,89 эв в начальной стадии световой релаксации ΔU_h . Согласно описанным выше механизмам 1 и 2, такое поведение можно ожидать при достаточно больших ΔU_h и подходящей интенсивности света, обеспечивающих малую концентрацию свободных электронов на поверхности кристалла.

В заключение авторы выражают сердечную благодарность Ю. Вишакасу и его сотрудникам за обсуждение результатов работы и Я. Кирсу за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson A., Morrison H. N., Phil. Mag., 23, 750 (1912) and 24, 302 (1912).
2. Пратт Дж., Кольм Х., Физика поверхности полупроводников, М., 1959, с. 217.
3. Косман М. С., Абкевич И. И., ФТТ, 1, 378 (1959).
4. Лыук П. А., Тенно Ю. Т., Кирс Я. Я., Тр. ИФА АН ЭССР, № 36, 163 (1969).
5. Лыук П., Пийльма М., Кирс Я., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 18, 109 (1969).
6. Mark P., RCA Review, 26, 461 (1965).
7. Sawamoto K., Jap. Appl. Phys., 4, 173 (1965).
8. Lagowski J., Sochanski J., Acta Phys. Polonica, 28, 689 (1965).
9. Palz W., Ruppel W., Phys. stat. sol., 15, 649 (1966).
10. Zotov V. V., Serdyuk V. V., Phys. stat. sol., 28, K31 (1968).

*Институт физики и астрономии
Академии наук Эстонской ССР*

Поступила в редакцию
2/XII 1968

EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED. XVIII KÕIDE
FÜSIKA * МАТЕМАТИКА. 1969, NR. 3

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ XVIII
ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА. 1969, № 3

П. КОНСИН, Н. КРИСТОФЕЛЬ

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТЕПЛОЕМКОСТИ ПРИ ВИБРОННОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ

*P. KONSIN, N. KRISTOFFEL. ERISOOJUSE SÖLTUVUS TEMPERAATUURIST
ELEKTRONVONKUMISE FAASOLEMINEKUTE KORRAL*

*P. KONSIN, N. KRISTOFFEL. THE DEPENDENCE OF THE SPECIFIC HEAT
ON TEMPERATURE FOR VIBRONIC PHASE TRANSITIONS*

В работах [1-4] развивается теория вибронных фазовых переходов типа смещения, вызванных смешиванием двух электронных зон «мягкой» оптической ветвью колебаний. Такая модель позволяет, по-видимому, понять микроскопические причины сегнетоэлектрических фазовых переходов и объясняет их основные свойства. В системах с переходами типа порядок-беспорядок положение, вероятно, аналогичное, только