

спектрально неселективными, что существенно расширяет технологические возможности получения и применения голографических оптических элементов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Денисюк Ю.Н., Артемьев С.В., Загорская З.А., Курсакова А.М., Шедрупова Т.В. - Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, в. 10, с. 597-599.
- [2] Coleman D.J. and Magarinos J.R. - J. Opt. Soc. Am., A1, 1984, p. 1221.
- [3] Magarinos J.R. and Coleman D.J. - Opt. Eng., 1985, v. 24, N 5, p. 769-780.
- [4] Какичашвили Ш.Д., Вардосанидзе З.В., Леселидзе Д.В. - Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, в. 18, с. 1102-1104.
- [5] Какичашвили Ш.Д. - ЖПС, 1970, т. 12, № 3, с. 547-550.
- [6] Noguchi Masaru. - Appl. Opt., 1973, v. 12, N 3, p. 496-499.
- [7] Lin L.H. - Appl. Opt., 1969, v. 8, p. 963.
- [8] Lippman G. - C.R. Acad. Sci., 1891, v. 112, p. 274.

Институт кибернетики
АН Грузинской ССР,
Тбилиси

Поступило в Редакцию
8 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 7

12 апреля 1988 г.

ГИБРИДНАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ В СУЛЬФИДЕ КАДМИЯ

С.В. Богданов, В.Г. Лысенко

Реализации бистабильных элементов для систем оптической обработки данных уделяется в последнее время большое внимание [1]. Гибридные оптические элементы по сравнению с чисто оптическими требуют меньшей оптической мощности для переключения и позволяют осуществить связь оптического и электронного потоков данных. В работе исследован бистабильный элемент в виде пластинки CdS толщиной 20 мкм с концентрацией примеси около 10^{15} см⁻³, расстояние между напыленными планарными циркониевыми контактами 300 мкм. Ось C лежит в плоскости контактов, направление электрического поля перпендикулярно оси C . Зазор освещался

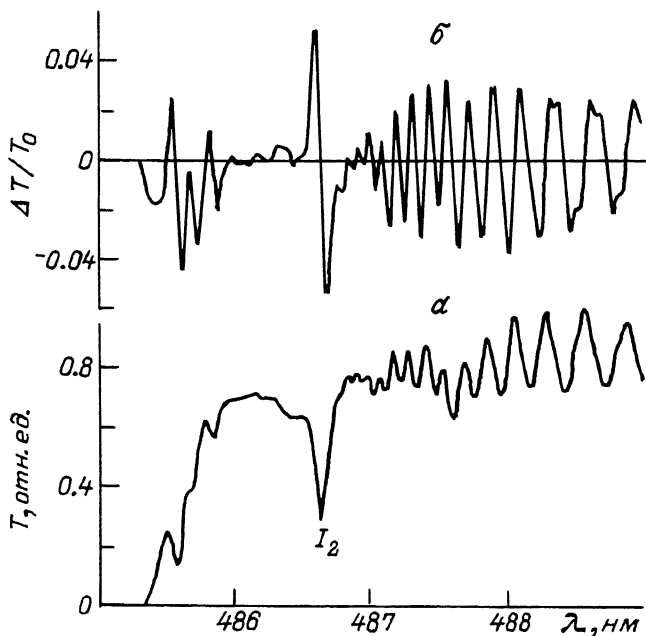


Рис. 1. Спектр пропускания (а) и электропропускания (б) сульфида кадмия. $T = 5 \text{ K}$, $E \perp C$.

монохроматическим ($\Delta\lambda = 0.05 \text{ nm}$) световым импульсом с треугольной зависимостью мощности от времени в геометрии $E \perp C$.

На рис. 1,а изображен спектр пропускания образца без приложения поля, на рис. 1,б - модуляционный по приложенному напряжению ($A = 40 \text{ В}$), показывающий изменение пропускания при включении электрического поля при температуре 5 K . При $\lambda > 487 \text{ nm}$ в спектре пропускания видна интерференционная картина, обусловленная отражениями от плоскопараллельных граней образца. Поглощение при $\lambda = 486.8 \text{ nm}$ обусловлено связанным на нейтральном доноре экситоном (линия I_2), поглощение при $\lambda < 486 \text{ nm}$ - свободным экситоном. При приложении электрического поля к освещенному кристаллу происходит ударная ионизация свободных и связанных экситонов и, возможно, носителей, локализованных на мелких центрах, что приводит к появлению электрического тока, нагревающего кристалл на $5-15 \text{ K}$ [2]. Полученные нами спектры электропропускания (рис. 1,б) и электроотражения количественно согласуются с расчетными при модуляции ширины запрещенной зоны E_g без изменения других параметров (константы затухания и силы осциллятора). Таким образом, обусловленный ударной ионизацией ток вызывает нагрев кристалла, изменяя энергетическое положение линий поглощения. Из рис. 1,б видно, что можно получить как просветление ($\Delta T > 0$), так и затемнение кристалла.

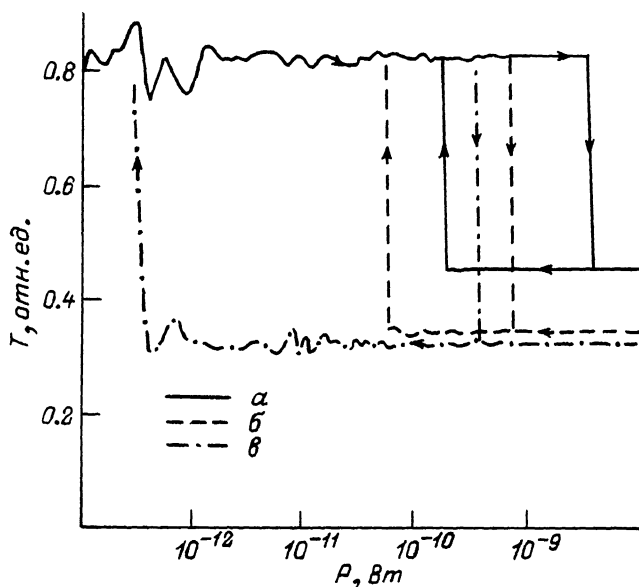


Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания T от мощности падающего на кристалл излучения ($\lambda = 486.9$ нм) при напряжениях: а - 80В, б - 82 В, в - 85 В.

На рис. 2 изображены зависимости коэффициента пропускания T на длине волны 486.9 нм от мощности падающего на кристалл света для различных напряжений на контактах. Коэффициент ударной ионизации зависит пороговым образом как от плотности экситонов, так и от плотности свободных носителей. При достижении критической для данного напряжения освещенности кристалла происходит ударная ионизация экситонов, кристалл разогревается током так, что линия поглощения I_2 смещается в красную сторону, коэффициент поглощения света и число генерируемых носителей увеличиваются - кристалл переключается в состояние с высокой температурой и низким T . При уменьшении интенсивности падающего света кристалл остается в нагретом состоянии (поглощение вблизи I_2 велико) до тех пор, пока не произойдет выключение механизма ударной ионизации - кристалл охлаждается, линия I_2 сдвигается в синюю сторону, поглощение уменьшается - кристалл скачкообразно переходит в состояние с низкой температурой и большим коэффициентом пропускания. Мощности включения и выключения сильно зависят от величины приложенного напряжения. Время включения (затемнения) зависит от приложенного напряжения и составляет 50-500 мкс, время выключения около 100 мкс определяется теплоотдачей в окружающий образец газ. При мощности переключе-

ния 10^{-10} Вт энергия переключения менее 10^{-13} Дж, что соответствует $2 \cdot 10^5$ фотонам.

Л и т е р а т у р а

- [1] Рывкин Б.С. - ФТП, 1985, т. 19, в. 1, с. 3-27.
[2] Лебедев М.В., Лысенко В.Г. - ФТТ, 1982, т. 24, в. 10, с. 3040-3044.

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов АН СССР

Поступило в Редакцию
30 июля 1987 г.
В окончательной редакции
6 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 7 12 апреля 1988 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СТЕПЕНИ ИОНИЗАЦИИ РАСПЫЛЕННЫХ ЧАСТИЦ ОТ ИХ СКОРОСТИ

Б.Н. Макаренко, А.Б. Попов,
А.А. Шапоренко, А.П. Шергин

В настоящее время все большее применение при элементном анализе твердого тела находит метод вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Однако использование метода для количественного анализа затруднено из-за отсутствия надежных данных о степени ионизации распыленных частиц. Выход вторичных атомов менее чувствителен к экспериментальным условиям. Поэтому измерение нейтральной составляющей более перспективно при количественном анализе твердого тела методом масс-спектрометрии распыленности частиц. Совместное изучение вторичных ионов и атомов позволяет определить степень ионизации распыленных частиц, что важно для выяснения механизма вторичной ионной эмиссии.

В настоящей работе реализован метод одновременного измерения энергетических распределений вторичных ионов и атомов при одинаковых условиях ионной бомбардировки, который позволяет получить зависимость степени ионизации распыленных частиц β^+ от их скорости U . С этой целью распыленные атомы ионизируются электронным ударом. Такой способ не сопровождается передачей энергии от электрона к атому, а знание плотности тока электронов j , сечения σ и характерного размера l области ионизации позволяет с достаточной точностью определить количество атомов, распыленных с поверхности в данный телесный угол. Поскольку концентрация вторичных атомов в объеме ионизации обратно пропорциональна их скорости, абсолютное значение степени ионизации определяется соотношением: