

- [1] Гринчешен И. Н., Попович Н. С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 2. С. 230—233.  
 [2] Гиду Д. В., Гринчешен И. Н., Красовский В. Ф., Попович Н. С. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 152—154.  
 [3] Rouquette P., Allegre J., Gill B., Camassel J., Mathieu H. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 6. P. 4114—4118.  
 [4] Rouquette P., Allegre J., Camassel J., Pascual P. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 17. P. 12470—12478.  
 [5] Гринчешен И. Н., Красовский В. Ф., Морозова В. И., Сырбу Н. Н. // Тез. докл. V Всес. конф. «Тройные полупроводники и их применение». Кишинев. 1987. Т. 1. С. 113.  
 [6] Cermak K., Lostak P. // Czechosl. J. Phys. 1986. V. B36. N 6. P. 709—713.  
 [7] Khun M. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. P. 873—878.  
 [8] Симашкевич А. А., Шутов С. Д. // Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 16. С. 974—978.  
 [9] Rey M., Jumas J. C., Olivier-Fourcade J., Philippot E. // Acta Cryst. 1983. V. C39. P. 971—976.

Институт прикладной физики АН МССР  
Кишинев

Получена 23.06.1989  
Принята к печати 16.10.1989

ФТП, том 24, вып. 2, 1990

## ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ InSe ИНТЕРКАЛИРОВАНИЕМ ХЛОРОМ

Григорчак И. И., Нетяга В. В., Бахматюк Б. П.,  
Гаврилюк С. В., Ковалюк З. Д., Марчук И. З.

В работе [1] нами была установлена принципиальная возможность интеркалирования моноселенида индия хлором и изучены фазово-термодинамические аспекты образования интеркалатов  $\text{InSeCl}_x$ , где  $x$  — количество введенных хлоранионов на одну формульную единицу исходного кристалла. Цель настоящей работы — исследование основных тенденций модификаций важнейших физических свойств моноселенида индия привносимой интеркаляцией.

Приготовление и интеркалирование образцов проводились по методу, описанному в [1]. Изучение концентрационных зависимостей осуществлялось на одной и той же группе образцов посредством поэтапного их доинтеркалирования.

Рентгеноструктурный анализ, проведенный на установке ДРОН УМ-1 в  $\text{CuK}_\alpha$ -излучении, показывает (рис. 1, а), что область максимальной скорости изменения кристаллографического параметра  $c$  лежит при  $0 < x < 0.1$ . По мере дальнейшего увеличения степени интеркаляции растяжение решетки перпендикулярно слоям значительно уменьшается, достигая при  $x=0.5$  максимального значения  $\Delta c=0.003 \text{ \AA}$ . Отсюда следует, что при рассмотрении многих вопросов физики интеркалированных материалов (фононных процессов, фазовых переходов и т. п.) может оказаться ощутимым влияние уменьшения сил Ван-дер-Ваальса, особенно на начальных этапах внедрения. Следует также отметить тот примечательный факт, что процесс интеркалирования проходит без искажения (разупорядочения) первоначальной решетки, так как не было обнаружено уширения соответствующих диффракционных рефлексов.

Как видно из рис. 2, коэффициент поглощения  $\alpha$  при энергиях падающих фотонов, немного превышающих ширину запрещенной зоны, наиболее быстро возрастает также на начальных стадиях интеркаляции. Однако изменение его намного больше (около 23 %), чем изменение параметра  $c$ , составляющее всего сотые доли процента. Следовательно, учитывая также поведение  $\alpha$  в области прозрачности, причину наблюдаемого характера функции  $\alpha(x)$  необходимо, по-видимому, искать прежде всего в особенностях подсистем вводимых атомов и их влияния на механизмы поглощения. Нетрудно убедиться, что в рамках модель-

ного закона дисперсии для слоистых полупроводников [2], следуя подходу, выработанному в [3], коэффициент поглощения  $\alpha$  в области «хвоста» для нелишним узкозонных полупроводников (для InSe  $E_g = 1.2$  эВ) может быть представлен в виде

$$\alpha = A \exp \left\{ -\frac{E_g - \hbar\omega}{f(\Psi_x)} \right\}, \quad (1)$$

где  $A$  — величина, зависящая от параметров «затравочного» [3] закона дисперсии, а  $f(\Psi_x)$  — возрастающая функция  $\Psi_x$  — среднего квадрата флуктуации напряженности случайного поля, привносимого интеркаляцией. С другой стороны, мера флуктуации состава  $\langle(\Delta x)^2\rangle$  определяется, как известно [4], соотношением

$$\langle(\Delta x)^2\rangle \sim \left(\frac{\partial x}{\partial \mu}\right)_T, \quad (2)$$

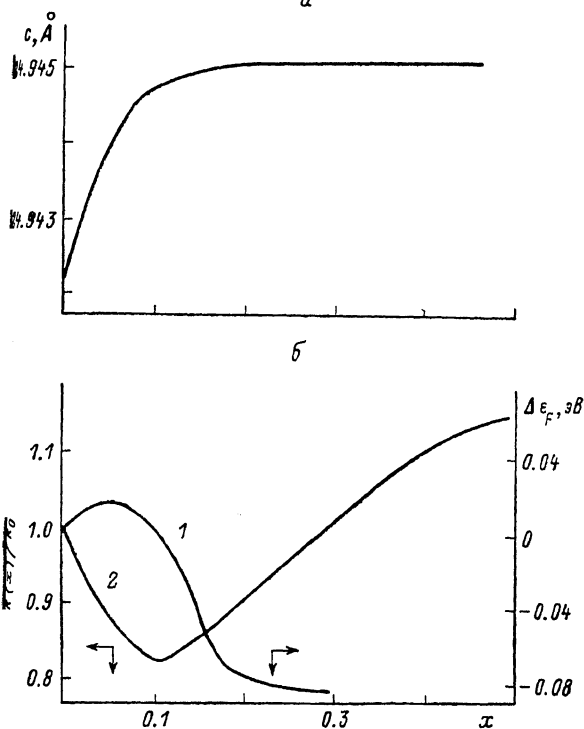


Рис. 1. Изменение кристаллографического параметра  $c$  при интеркаляции (а), влияние интеркалирования на положение уровня Ферми (1) и сопротивление перпендикулярно слоям (2) (б).

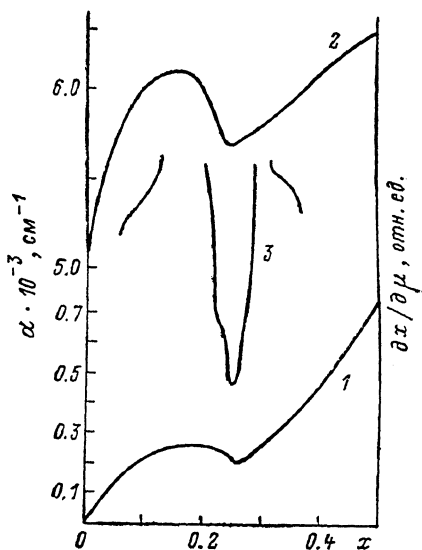


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения от степени интеркаляции при энергии падающих фотонов 1.16 (1) и 1.28 эВ (2); изменение  $\partial\alpha/\partial\mu$  при интеркалировании (3).

где  $\mu$  — химический потенциал введенного атома, который можно определить из термодинамических измерений [1]. Сравнивая представленные на рис. 2  $\alpha(x)$  и  $\frac{\partial\alpha}{\partial\mu}(x)$ , обнаруживаем соответствие минимума обратной производной химического потенциала по составу, который, согласно [4], указывает на упорядочение введенного интеркалянта с точками немонотонности коэффициента поглощения в области энергий, как меньших [что и должно наблюдаться исходя из (1) и (2)], так и больших ширины запрещенной зоны. При этом в последнем случае для объяснения более значительного уменьшения  $\alpha$  необходимы более детальные исследования, которые выходят за рамки данной работы. Подтверждением вышеприведенного анализа может служить также тот наблюдаемый факт, что при  $x \approx 0.25$  край поглощения смещен в ультрафиолетовую область относительно края при  $x=0.1, 0.3, 0.4, 0.5$ , однако он смещен незначительно в инфракрасную область по сравнению с краем поглощения неинтеркалированного образца.

На рис. 1, б представлены закономерности изменения положения уровня Ферми электронов ( $\Delta E_F$ ), измеренного по методике [5], и сопротивление образ-

ров перпендикулярно слоям при интеркалировании. Видно, что в области  $0 < x < 0.05$  происходит декомпенсация исходного моноселенида индия. При  $x > 0.05$  обратное смещение уровня Ферми к середине запрещенной зоны сопряжено в основном с тем, что вводимые частицы создают под уровнем Ферми  $\text{InSeCl}_{0.05}$  больше уровней, чем их валентных электронов. Из рисунка также следует, что характер изменения сопротивления перпендикулярно слоям определяется полностью видом  $E_F(x)$ . Здесь, вероятно, необходимо учитывать сложную зависимость подвижности носителей заряда от  $x$ , предопределяемую такими конкурирующими механизмами, как увеличение расстояния между слоями, возрастание перекрытия электронных волновых функций различных слоев при введении электроотрицательного хлора, дополнительное рассеяние на введенных примесях.

Таковы главные закономерности изменения важнейших физических свойств  $\text{InSe}$  при интеркалировании его хлором.

#### Список литературы

- [1] Григорчак И. И., Ковалюк Э. Д., Козымяк П. Д., Петяга В. В., Товарницкий М. В. // Тез. докл. VII Всес. конф. «Химия, физика и техническое применение халькогенидов». Ужгород, 1988. Т. 3. С. 144.
- [2] Fivaz R. S., Schmid Fh. E. // Optical and electrical Properties / Ed. by P. A. Lee. Dordrecht, 1976. P. 343—384.
- [3] Бонч-Бруевич В. Л. // Статистическая физика и квантовая теория поля / Под ред. Н. Н. Боголюбова. М., 1973. С. 337—391.
- [4] McKinnon W. R., Haering R. R. // Mod. Asps. Electrochem. 1983. N 15. P. 235—304.
- [5] Levy-Clement C., Nagard N., Gorochov O., Chevy A. J. // Electrochem. Soc. 1984. V. 131. N 4. P. 790—796.

Институт проблем материаловедения  
АН УССР  
Черновицкое отделение

Получено 24.08.1989  
Принято к печати 16.10.1989

ФТП, том 24, вып. 2, 1990

## НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ ПЛЕНОК СУЛЬФИДА КАДМИЯ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ФОТОСТИМУЛИРОВАННОЙ ДИФФУЗИЕЙ КИСЛОРОДА

Панов В. П., Панова Г. Д., Туриев А. М.,  
Шейнман М. К.

Пленки сульфида кадмия, полученные химическим осаждением из водного раствора по методу Мокрушина [1] и не подвергаемые дополнительной обработке, обнаруживают различного рода нестабильности проводимости при оптических, термических и электрических воздействиях [2-4]. В частности, при фотовозбуждении нестабильность проявляется как длительная (многочасовая) нарастающая компонента проводимости после включения света, в процессе которой проводимость увеличивается на несколько порядков величины. После выключения света наблюдается долговременная релаксация проводимости (ДРП), протекающая в отдельных случаях при комнатной температуре десятки суток [2, 4]. Аналогичная картина нестабильности может иметь место в темноте при включении слабых электрических полей ( $\sim 10^2$  В/см), а также после нагревания пленки [3].

Предварительные исследования [4] нестабильности, возникающей при оптическом возбуждении, позволили предположить, что весьма медленная и глубокая модуляция проводимости обусловлена стимулированной светом диффузией кислорода из объема пленки по границам мелких кристаллитов.