

Структура и магнитные свойства монокристаллов InSe, интеркалированных никелем

© И.М. Стахира, Н.К. Товстюк[¶], В.Л. Фоменко, В.М. Цмоць*, А.Н. Щупляк*

Львовский национальный университет им. Ивана Франко,
79005 Львов, Украина

* Дрогобычский государственный педагогический университет им. Ивана Франко,
82100 Дрогобыч, Украина

(Получена 23 марта 2011 г. Принята к печати 28 марта 2011 г.)

Разработана технология интеркаляции слоистых монокристаллов $A^{III}B^{VI}$ элементами $3d$ -группы железа в процессе выращивания. Рентгеноструктурный и рентгенофазовый анализы полученных образцов Ni_xInSe подтвердили их гомогенность и показали немонотонную зависимость изменения параметра решетки InSe вдоль оси анизотропии c от концентрации внедренного Ni. Исследования зависимости магнитной восприимчивости от магнитного поля $\chi(H)$ методом Фарадея показали немонотонную зависимость χ кристаллов Ni_xInSe с ростом концентрации внедренного никеля. Такая немонотонность качественно объясняется в рамках модифицированной для слоистого кристалла модели Андерсона, в которой отображены главные особенности слоистого кристалла и механизма интеркаляции.

1. Введение

Введение интеркаляцией самых различных по своим свойствам чужеродных атомов, в частности металлов переходной группы железа, в структуру слоистого кристалла расширяет круг новых соединений, обогащая их уникальными свойствами [1,2]. Кроме того, интеркаляционные технологии очень привлекательны, поскольку они обеспечивают надежную матричную изоляцию металлических наночастиц, наносистем, избегая, таким образом, проблем коагуляции [2]. Одновременно интеркаляция разрешает удобным способом выводить информацию с металлических нанослоев. Полученные структуры с очередными полупроводниковыми и магнитоактивными слоями могут служить материалами, на основе которых разрабатываются элементы спинтроники, в частности, как носители информации [1,3].

Исследования магнитных свойств монокристаллических образцов слоистых полупроводников, интеркалированных элементами переходной группы железа, интересны и с фундаментальной точки зрения. В работе [4] установлено образование ковалентных центров $Ti-M-Ti$ в случае M_xTiSe_2 : M ($M = Ni, Co, Ag$), что сопровождается уменьшением постоянной решетки вдоль оси анизотропии. С одной стороны, такие центры являются ловушками для свободных носителей заряда, а с другой — выступают центрами деформации решетки. Это в свою очередь дает возможность рассматривать электроны, локализованные на них, как примесные поляроны. В монокристаллических образцах $InSe:M$ поляронные, кинетические и оптические эффекты должны были бы проявляться в „чистом виде“. Здесь, в отличие от порошкоподобных M_xTiSe_2 , отсутствует межфазная граница (поверхность и точки спаивания зерен), а значит, и ее влияние. Учитывая это, слоистые монокристаллы сами по себе можно использовать как идеальные объекты для

исследования эффектов низкоразмерности. Подчеркнем, что в данное время количество публикаций, посвященных интеркаляции слоистых кристаллов магнитными примесями, весьма ограничено (мы приводим работы [5–7]).

Данная работа посвящена комплексному исследованию магнитных свойств монокристаллических слоистых полупроводников $InSe:Ni$. Рассмотрены как технологические аспекты их выращивания, так и структурные исследования полученных образцов. Предложенное в работах [8,9] микроскопическое описание интеркалянта в слоистом кристалле дает возможность качественно объяснить тенденции в изменениях магнитной восприимчивости с увеличением его концентрации и проследить влияние эффектов непараболичности и величины электронного перемешивания интеркалянт–матрица на величину среднего магнитного момента.

2. Выращивание InSe, интеркалированного никелем с процентным содержанием 1–10 ат%

При интеркалировании слоистых кристаллов использовано явление „самоочистки“, которое состоит в том, что атомы примеси в равновесном состоянии находятся между слоями (в ван-дер-ваальсовой щели). Примеси, которые при легировании вошли в ковалентные слои, выпадают в межслоевое пространство — слои „самоочищаются“ [10]. Этот метод в отличие от известных методов интеркалирования (например, тянущим полем) обеспечивает равномерность распределения примесей по толщине образца и в ван-дер-ваальсовой щели.

Анализ диаграмм состояний $In-Ni$ показал, что Ni растворяется в In до 10% при температуре синтеза и роста кристаллов InSe. Анализ диаграмм состояний $Ni-Se$ указывает на невозможность существования соединений

[¶] E-mail: tovstyuk@electronics.wups.lviv.ua

NiSe, Ni₃Se₂, NiSe₂ и Ni₆Se₅ при температурах роста и термообработки кристаллов InSe [11]. Эти факты указывают на возможность получения кристаллов InSe:Ni из расплава раствора, где в качестве растворителя выступает In [11,12]. Синтез проводился на протяжении трех суток при температуре не выше 960 К, чтобы избежать образования селенидов никеля. Из синтезированных соединений InSe + x ат% Ni, где $x = 1, 2, 3, 5, 7, 10$, выращивались кристаллы по методу Стокбаргера. Скорость опускания ампулы составляла 3 мм/год при градиенте температуры в зоне роста кристалла 30 град/см. С целью равномерного распределения примеси и ускорения процесса ее перехода в твердый раствор выращенные кристаллы были термообработаны [13]. Термообработка кристаллов проводилась в вакуумированных кварцевых ампулах при температуре 870 К на протяжении 60 ч.

3. Исследование структуры полученных образцов

Для исследования структуры и фазового состава полученных образцов были проведены рентгеноструктурный и рентгенофазный анализы. Рентгеновские исследования были выполнены на порошкоподобных образцах на дифрактометре ДРОН-4-07 (CuK α -излучение, шаг 0.05°, диапазон углов 8–135°). Структурные характеристики InSe:Ni рассчитаны по программе Crysfire с уточнением параметров по методу наименьших квадратов. Дифрактограммы образцов чистого и интеркалированного различной концентрацией никеля InSe представлены на рис. 1. Дифрактограммы индексируются в тригональной сингонии, пространственная группа $R3m$ [14]. Рентгенофазный анализ показал, что полученный материал является гомогенным. Фаз замещения соединений селенидов никеля, а также свободного никеля не обнаружено.

Зависимость параметра решетки c от концентрации примеси Ni приведена на рис. 2. Параметр решетки a не изменяется с ростом концентрации внедренного

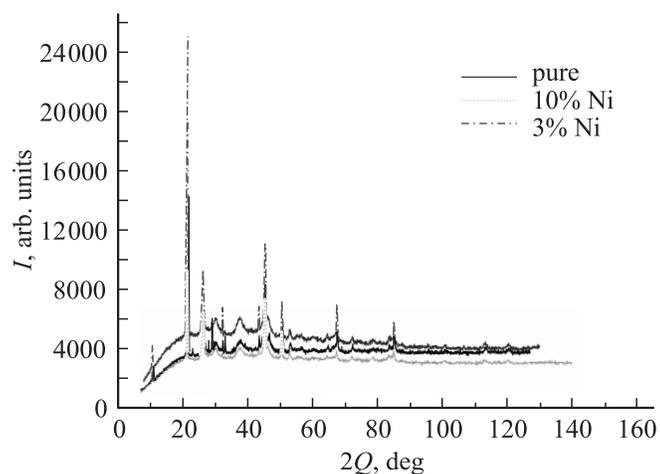


Рис. 1. Дифрактограммы образцов чистого InSe и интеркалированного различной концентрацией никеля.

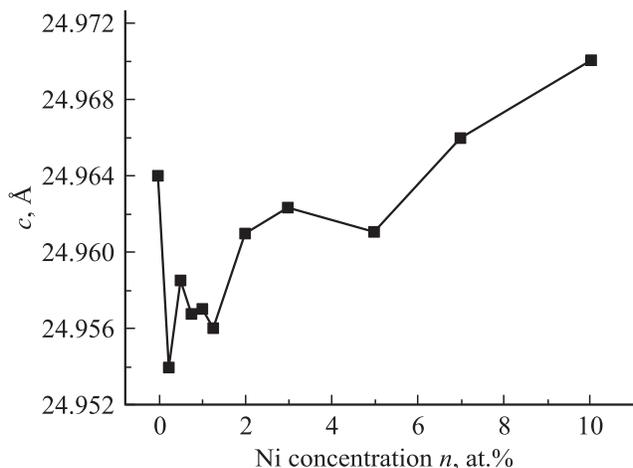


Рис. 2. Зависимость параметра решетки c от концентрации n внедренного Ni ($n = x$).

никеля. Уменьшение параметра c в системах, интеркалированных $3d$ -металлами, можно интерпретировать как наличие гибридизации $3d$ -состояний атомов интеркалянта с p -состояниями в слое InSe. Такие связи приводят к возникновению локализованных состояний электронов. Как видно на рис. 2, зависимость $c(n)$ является немонотонной: в интервале $0 < x \leq 0.75$ и при $x = 1.25$ расстояние между слоями уменьшается по сравнению с исходной матрицей; а при $x = 1.0$ этот параметр увеличивается. Уменьшение параметра c с ростом степени интеркаляции $3d$ -металлами наблюдалось и для диалкогенидов титана [3,4]. В цитированных источниках этот эффект объясняется образованием ковалентных квазимолекул $M(3d)-Ti-M(3d)$, что приводит к локализации носителей тока в форме поляронов малого радиуса [4]. Отличительной особенностью результатов, приведенных на рис. 2, является нелинейный рост c , который, в частности, при $x = 1.0$ соответствует расширению кристаллической решетки исходного кристалла. Другими словами, для интеркалянта Ni_{1.0}InSe наблюдаем распад ковалентных квазимолекул. Причину этого можно связывать с изменением положения уровня Ферми, что приводит к дегибридации орбиталей Ni–In–In–Ni и, как следствие, к заполнению электронами уровней атома-интеркалянта и возрастанию его отталкивающего действия на слои. Очевидно, что „стягивающий“ и „расталкивающий“ кристаллическую решетку эффекты являются конкурентными и именно они в целом определяют характер зависимости $c(x)$.

Исследования морфологии поверхности образцов InSe проводили на сканирующем электронном микроскопе JEOL-T220A. Были изучены свежесколотые базисные поверхности во вторичных и отраженных пучках электронов (рис. 3). Энергия электронного луча во всех случаях составляла 20 кэВ. Исследование поверхности необработанных и термически обработанных образцов не показало никаких особенностей или неоднородностей

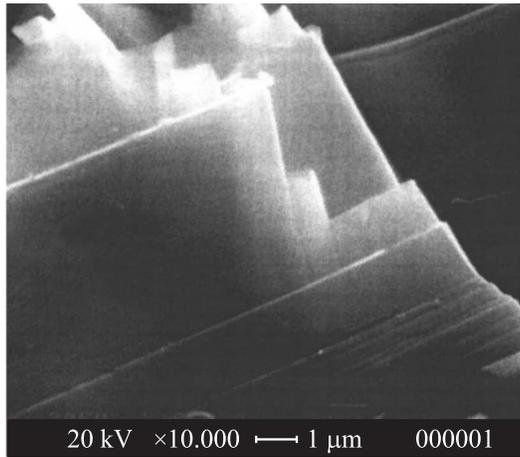


Рис. 3. Изображение поверхности отожженного образца InSe с примесью Ni во вторичном пучке электронов. Концентрация Ni составляет $n = 3$ ат%.

на поверхности. Контрастное изображение в отраженных пучках электронов также не показало наличие других более легких или более тяжелых фаз на поверхности образцов.

Изучение элементного состава поверхности проводилось рентгеноспектральным анализом с помощью установки энергодисперсионного анализатора фирмы Link Analytical. Спектр элементов, который распознает анализатор, — от Na до U. Чувствительность метода составляет от 0.03 до 0.3 массовой части элемента на поверхности. Глубина проникновения электронного луча во время проведения микрозондового анализа при энергии электронов 20 кэВ составляет около 5 мкм.

Проведенные электронно-микроскопические исследования дают возможность сделать предположение, что при концентрации никеля в кристалле InSe до 3 ат% он входит в кристалл в процессе роста, а при концентрации никеля более 3 ат% на неотожженных образцах (т.е. после роста кристаллов) на поверхности наблюдается свободный никель. После отжига никель за счет диффузии входит в кристалл, образуя кластеры [15].

4. Исследование магнитной восприимчивости методом Фарадея

Измерения магнитной восприимчивости (МВ) при комнатной температуре проводилось на модернизированной установке [16,17], принцип действия которой базируется на методе Фарадея. Чувствительность установки составляет $5 \cdot 10^{15}$ магнетонов Бора, относительная ошибка измерения $\varepsilon \leq 2\%$ при хорошей воспроизводимости полученных значений.

На рис. 4 представлены зависимости магнитной восприимчивости от напряженности магнитного поля $\chi(H)$. Видно, что в кристаллах с различной степенью легирования наблюдается неоднозначное изменение диамаг-

нитизма и имеет место нелинейная зависимость МВ от напряженности магнитного поля. Уменьшение диамагнетизма является следствием образования парамагнитных центров в исследованных монокристаллах, а наличие нелинейности зависимостей $\chi(H)$ — магнитным упорядочением.

По характеру зависимостей $\chi(H)$ сделан вывод о суперпарамагнитной природе МВ. Подтверждением этого является также отсутствие гистерезиса на зависимостях $\chi(H)$ в исследованных кристаллах. Физической причиной появления такого парамагнетизма можно считать образование в кристаллах „квазиферромагнитных“ групп (кластеров), которые ведут себе подобно атомам, владеющим магнитным моментом. Главное отличие состоит в том, что магнитный момент кластеров может быть на 3–5 порядка больше магнитного момента отдельных атомов.

Экспериментальные зависимости $\chi(H)$ (рис. 4) будем рассматривать как сумму двух составляющих: независимой (χ^{ind}) и зависимой от поля составляющей ($\chi^{\text{ord}}(H)$), которая связана с упорядочением магнитных центров в кристалле:

$$\chi(H) = \chi^{\text{ord}}(H) + \chi^{\text{ind}}. \quad (1)$$

Составляющая χ^{ind} содержит восприимчивость решетки (χ_L) и независимую от напряженности магнитного поля парамагнитную составляющую (χ^{par}):

$$\chi^{\text{ind}} = \chi^{\text{par}} + \chi_L. \quad (2)$$

За величину χ^{ind} мы приняли значения МВ исследованных образцов в магнитном поле $H = 4.5$ кЭ ($\chi^{\text{ind}} = \chi(4.5)$). Полученные значения $\chi(4.5)$ в зависимости от концентрации Ni x представлены на рис. 5. Как

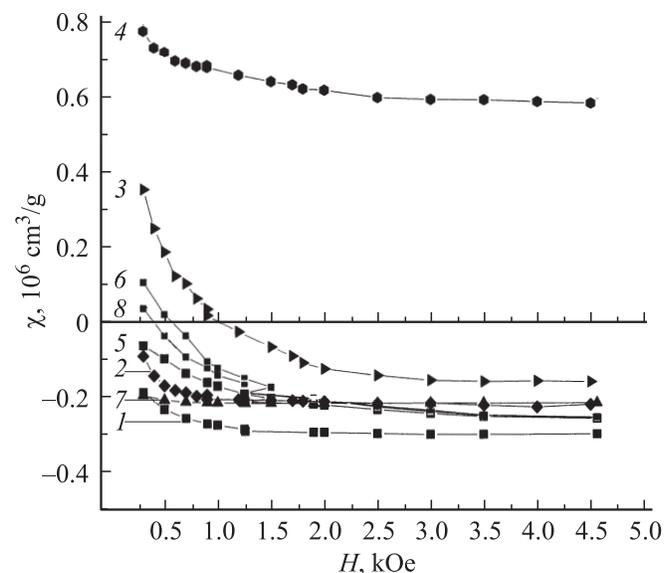


Рис. 4. Зависимость магнитной восприимчивости слоистой структуры InSe, интеркалированного никелем, от напряженности магнитного поля при $T = 293$ К [18]. Кривые 1–8 соответствуют номерам образцов в таблице.

видно из рис. 5, имеет место нелинейная зависимость полученных значений $\chi(4.5)$ от содержания никеля. Важно подчеркнуть существующую корреляцию между зависимостями, представленными на рис. 2 и 5: при $0.2 < x < 1.75$ виден локальный максимум в зависимости $c(n)$ (рис. 2), который соответствует максимуму на рис. 5.

Учитывая сделанные нами предположения, выражение, описывающее наблюдаемые зависимости МВ от напряженности магнитного поля, можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}\chi(H) &= \chi^{\text{ord}}(H) + \chi^{\text{par}} + \chi_L \\ &= N\mu L' \left(\frac{m_{cl}H}{kT} \right) + \chi^{\text{par}} + \chi_L,\end{aligned}\quad (3)$$

где N — концентрация магнитоупорядоченных кластеров; μ — магнитный момент одного кластера (будем считать в первом приближении, что магнитные моменты кластеров одинаковы); $L'(x)$ — производная от функции Ланжевена, k — постоянная Больцмана, T — температура. $\mu = N_0\mu_{\text{BG}}\sqrt{s(s+1)}$, где N_0 — количество парамагнитных центров в одном магнитном кластере, μ_{BG} — магнетон Бора, g — g -фактор (для оценки примем $g = 2$), s — спин парамагнитного центра, составляющего кластер (для оценки примем $s = 1/2$).

С учетом наведенных уточнений уравнение (3) примет следующий вид:

$$\begin{aligned}\chi(H) &= NN_0\mu_{\text{BG}}\sqrt{s(s+1)} \\ &\times \left\{ \frac{N_0\mu_{\text{BG}}\sqrt{s(s+1)}}{kT} \left[1 - \text{cth}^2 \left(\frac{N_0\mu_{\text{BG}}\sqrt{s(s+1)}}{kT} H \right) \right] \right. \\ &\left. + \frac{kT}{N_0\mu_{\text{BG}}\sqrt{s(s+1)}H^2} \right\} + \chi^{\text{par}} + \chi_L.\end{aligned}\quad (4)$$

Подгонкой кривых, описывающих уравнение (4) к экспериментальным значениям МВ, проведена оценка

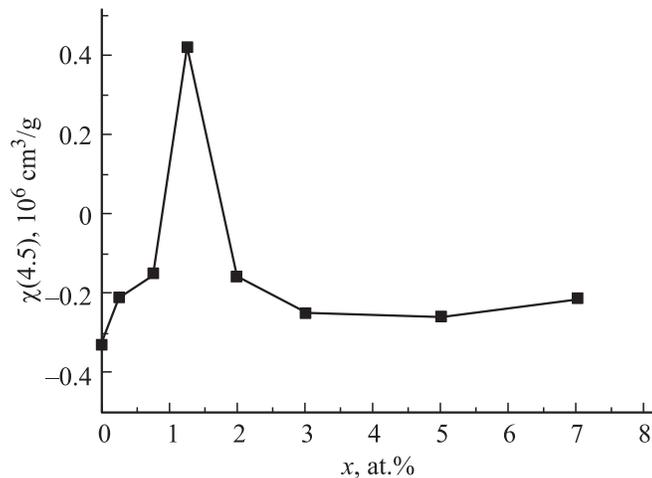


Рис. 5. Магнитная восприимчивость для InSe: Ni в магнитном поле $H = 4.5$ кЭ в зависимости от содержания никеля x в at. %.

Номер образца	x , ат%	$\chi(H = 4.5)$, см ³ /г	N_0 , 1/кп	N , см ⁻³
1	0	-0.33	$2.55 \cdot 10^3$	$3.7 \cdot 10^{12}$
2	0.25	-0.21	$2.38 \cdot 10^3$	$3.07 \cdot 10^{12}$
3	0.75	-0.15	$8.5 \cdot 10^3$	$3.9 \cdot 10^{12}$
4	1.25	0.42	$5.7 \cdot 10^3$	$2.6 \cdot 10^{12}$
5	2	-0.16	$6.54 \cdot 10^3$	$2.34 \cdot 10^{12}$
6	3	0.25	$5.85 \cdot 10^3$	$4.23 \cdot 10^{12}$
7	5	-0.26	$2.4 \cdot 10^4$	$5.2 \cdot 10^{11}$
8	7	0.212	$6.09 \cdot 10^3$	$3.96 \cdot 10^{12}$

Примечание. N_0 — количество парамагнитных центров в одном магнитном кластере, N — концентрация магнитоупорядоченных кластеров.

величины концентрации магнитоупорядоченных кластеров (N) и количества парамагнитных центров в одном кластере (N_0) (см. таблицу). В таблице представлены также номера образцов, процентное содержание атомов Ni, значения χ ($H = 4.5$ кЭ).

5. Модифицированная для слоистого кристалла модель Андерсона

Проанализируем влияние структуры слоистого кристалла (СК) на средний магнитный момент $3d$ -интеркалянта, например Ni. Используем модель, предложенную одним из авторов в работах [8,9], учитывающую особенности интеркалированного СК, в частности то, что интеркалянт располагается только в ван-дер-ваальсовой щели. Учтем также электронное перемешивание интеркалянта с ближайшими атомами в l -м и $(l+1)$ -м слоях СК (V_0) и локальные структурные изменения, проявляющиеся в изменении электронного перемешивания между соседними ковалентно-связанными слоями ($t-\gamma$). Кроме того, необходимо учесть природу интеркалянта через энергетическое положение его основного состояния относительно дна зоны проводимости ε_0 .

Гамильтониан электронной подсистемы интеркалированный $3d$ -элементом СК, имеет вид

$$\begin{aligned}H &= \sum_{\mathbf{K}, k, \sigma} \varepsilon(\mathbf{K}, k) c_{\mathbf{K}k\sigma}^{\dagger} c_{\mathbf{K}k\sigma} + \varepsilon_0 (a_{0\uparrow}^{\dagger} a_{0\uparrow} + a_{0\downarrow}^{\dagger} a_{0\downarrow}) \\ &+ U a_{0\uparrow}^{\dagger} a_{0\uparrow} a_{0\downarrow} a_{0\downarrow} + V_0 \sum_{\mathbf{K}k\sigma} \left[a_{0\sigma}^{\dagger} c_{\mathbf{K}k\sigma} e^{i\mathbf{K}n} e^{ikl} (1 + e^{ik}) \right. \\ &+ \left. \sum c_{\mathbf{K}k\sigma}^{\dagger} a_{0\sigma} e^{-i\mathbf{K}n_0} e^{-ikl} (1 + e^{-ik}) \right] - (t - \gamma) \\ &\times \sum_{k_1, k_2, \sigma} (c_{\mathbf{K}_1 k_1 \sigma}^{\dagger} c_{\mathbf{K}_2 k_2 \sigma} e^{-ik_1 l} e^{ik_2 (l+1)} + \text{h.c.}),\end{aligned}\quad (5)$$

где σ — спин зонного электрона, U описывает кулоновское взаимодействие электронов с противоположными спинами в одном узле, $t-\gamma$ — изменение электронного

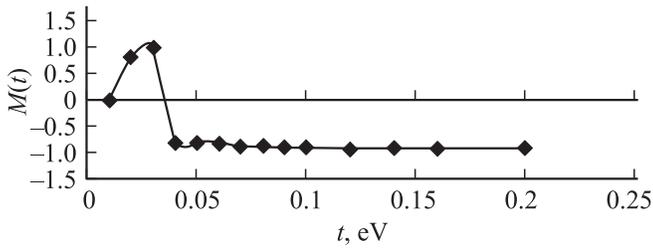


Рис. 6. Зависимость среднего магнитного момента M от полуширины разрешенной зоны t при $U = 0.098$ эВ, $\varepsilon_0 = -0.0$ эВ, $kT = 0.01$ эВ, $\varepsilon_F = 0.06$ эВ.

перемешивания между узлами ближайших к интеркалянту слоев по всей ван-дер-ваальсовой щели с t на γ , t — величина электронного перемешивания между ближайшими слоями вдоль нормали к ним.

Особенности структуры самого СК учитываем, как и в работах [8,9], через непараболический фивазовский закон дисперсии [19]:

$$\varepsilon(\mathbf{K}, k) = \alpha K^2 + t(1 - \cos k), \quad (6)$$

где $\mathbf{K} = (k_x, k_y)$, $k_z \equiv k$, $\alpha = 1/2m_{x,y}^*$, $m_{x,y}^*$ — эффективная масса электрона в плоскости слоя, $\hbar = 1$. Такой закон дисперсии учитывает эффекты слоистости структуры через соотношения между ширинами разрешенных зон в различных направлениях ($t \ll \alpha$).

Плотность электронных состояний интеркалянта в слоистом кристалле находится аналогично тому, как это сделано в [8]:

$$\langle\langle a_{0\uparrow} | a_{0\uparrow}^+ \rangle\rangle = \left[\omega - \tilde{\varepsilon} - 2V_0^2 \sum_{\chi} \frac{S_0}{1 + (t - \gamma)S_0} \right]^{-1}, \quad (7)$$

где $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_0 + U \langle a_{0\downarrow}^+ a_{0\downarrow} \rangle$. Плотность электронных состояний на интеркалянте $\rho_{i\downarrow}(\omega, \bar{n}_{\uparrow})$ отличается от $\rho_{i\downarrow}(\omega, \bar{n}_{\uparrow})$ в модели Андерсона даже в случае $t - \gamma = 0$ за счет закона дисперсии [19], входящего в S_0 . Пики плотности электронных состояний имеют определенную асимметрию, исчезающую с ростом t , полуширина их $\Delta \approx f(V_0, t)$ и при $V_0 = 0.05$ эВ, $t - \gamma = -0.02$ эВ Δ составляет 0.03–0.05 эВ. Положение пиков сдвинуто вправо по шкале энергий на ~ 0.1 эВ относительно ε_0 , $(\tilde{\varepsilon}_0 - \varepsilon_0) \approx 0.1$ эВ, что хорошо согласуется с прежними расчетами для бесспиновой задачи [9].

Средние числа заполнения электрона $3d$ -металла-интеркалянта со спином вверх \bar{n}_{\uparrow} и вниз \bar{n}_{\downarrow} получаются из уравнений

$$\begin{aligned} \bar{n}_{i\uparrow} &= \int_0^{\varepsilon_F} \rho_{i\uparrow}(\omega, \bar{n}_{\downarrow}) f(\omega) d\omega, \\ \bar{n}_{i\downarrow} &= \int_0^{\varepsilon_F} \rho_{i\downarrow}(\omega, \bar{n}_{\uparrow}) f(\omega) d\omega. \end{aligned} \quad (8)$$

Числовые решения системы уравнений (8) находились в случае $\bar{n}_{\uparrow} + \bar{n}_{\downarrow} = 1$ при $U \geq 2(\varepsilon_F - \tilde{\varepsilon}_0)$, где $\tilde{\varepsilon}_0$ — положения рассчитанных пиков, для $kT = 0.01$ В, $\varepsilon_F = 0.06$ В. Расчеты показали, что при $U/\Delta = 4$ система уравнений (8) дает 3 решения, одно из которых $\bar{n}_{\uparrow} = \bar{n}_{\downarrow}$, а 2 других обеспечивают $M = \bar{n}_{\downarrow} - \bar{n}_{\uparrow} \neq 0$. Существуют также значения t , для которых $\bar{n}_{\uparrow} = \bar{n}_{\downarrow}$, т.е. средний магнитный момент $M = \bar{n}_{\uparrow} - \bar{n}_{\downarrow} = 0$. На языке электронного перемешивания изменение параметра t , отвечающего за электронное перемешивание в направлении оси анизотропии, соответствует изменению параметра решетки вдоль оси анизотропии. Таким образом, немонотонное изменение постоянной решетки c (рис. 2) с ростом концентрации интеркалянта можно качественно интерпретировать как немонотонное изменение параметра t . На рис. 6 представлена зависимость среднего магнитного момента M от параметра t . Как видно из рис. 6, существует область таких значений t , для которых средний магнитный момент M немонотонно изменяет свое значение. Все вышеизложенное подтверждает, что такая теоретическая модель может служить основой для качественного объяснения экспериментов, в которых зафиксировано немонотонное изменение магнитной восприимчивости от концентрации интеркалянта.

6. Заключение

1. Проведенные электронно-микроскопические исследования дают возможность утверждать, что никель при концентрации до 3 ат% входит в процессе роста в кристаллы InSe. При концентрации Ni, большей чем 3 ат%, на поверхности образцов, не прошедших термическую обработку после их синтеза, наблюдается свободный никель. После отжига никель за счет диффузии входит в кристаллы, образуя кластеры. Рентгеноструктурный и рентгенофазовый анализы полученных образцов подтвердили их гомогенность и показали немонотонную зависимость изменения параметра решетки вдоль оси анизотропии c от концентрации внедренного Ni.

2. По характеру зависимостей магнитной восприимчивости от магнитного поля $\chi(H)$, измеренных методом Фарадея, сделан вывод о суперпарамагнитной природе магнитной восприимчивости. Физической причиной появления такого парамагнетизма можно считать образование в кристаллах „квазиферромагнитных“ групп (кластеров), которые ведут себя подобно атомам, владеющим магнитным моментом.

3. Немонотонная зависимость магнитной восприимчивости χ кристаллов InSe:Ni с ростом концентрации внедренного никеля качественно объясняется в рамках модифицированной для слоистого кристалла модели Андерсона, в которой отображены главные особенности слоистого кристалла и механизма интеркаляции. Обнаружена немонотонная зависимость среднего магнитного момента от типа взаимодействия интеркалянт–матрица и степени непараболичности зонного спектра.

Список литературы

- [1] Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев. УФН, **175**, 629 (2005).
- [2] И.И. Григорчак. Физика и химия твердого тела, **2**, 7 (2001).
- [3] А.К. Звездин, А.П. Питаков. УФН, **174**, 465 (2004).
- [4] А.Н. Титов, А.В. Долгошеин. ФТТ, **42**, 425 (2000).
- [5] I.I. Grygorchak, P.Y. Stakhira, N.K. Tovstyuk, V.L. Fomenko. Int. Journal of Modern Physics B, **20**, 3608 (2006).
- [6] Н.Т. Покладок, И.И. Григорчак, Б.А. Лукиянец, Д.И. Попович. ФТТ, **49**, 681 (2007).
- [7] В.В. Слынько, А.Г. Хандожко, З.Д. Ковалюк, А.В. Заслонкин, В.Е. Слынько, М. Arciszewski, W.D. Dobrowolski. ФТП, **39**, 806 (2005).
- [8] В.А. Lukiyanets, N.K. Tovstyuk. Mol. Phys. Rep, **23**, 162 (1999).
- [9] Б.А. Лукиянец, Н.К. Товстюк. УФЖ, **46**, 100 (2001).
- [10] К.Д. Товстюк. *Полупроводниковое материаловедение* (К., Наук. думка, 1984).
- [11] *Диаграммы состояния двойных металлических систем*. Справочник в трех томах, под редакцией академика РАН Н.П. Лякишева. (М., Машиностроение, 1996), т. 3, кн. 1 с. 26, с. 640.
- [12] М. Хансен, К. Андерко. *Структуры двойных сплавов* (М., Металлургиздат, 1962), т. 1, 2.
- [13] В.И. Фистуль. *Сильнолегированные полупроводники* (М., Наука, 1967).
- [14] З.С. Медведева. *Халькогениды элементов III B подгруппы периодической системы* (М., Наука, 1968).
- [15] Ю.Р. Дацюк, В.Л. Фоменко, Я.М. Фіяла, Н.К. Товстюк. Научн. вестн. КУЕТУ, Новые технологии № 1 (19), 62 (2008).
- [16] В.И. Чечерников. *Магнитные измерения* (М., Изд-во Московского ун-та, 1969).
- [17] В.М. Цмоць, И.С. Панькив, Л.И. Панькив, Ю.В. Павловский, В.В. Петренко, Т.С. Кавецкий, Д.В. Лабовка, М.М. Лучкевич, Р.В. Охримович, В.П. Салань, М.В. Цюпер. Патент Украины на изобретение № 77284 от 15.11.2006.
- [18] И.М. Стахира, Н.К. Товстюк, В.Л. Фоменко, *Д.В. Лабовка, В.М. Цмоць, А.Н. Щупляк. *Тез. докл. VI Международной школы-конференции „Актуальные проблемы физики полупроводников“* (Дрогобич, Украина, 2008) с. 160.
- [19] R.F. Fivaz. J. Phys. Chem. Solids, **28**, 839 (1967).

Редактор Т.А. Полянская

Structure and magnetic properties of InSe single crystals intercalated by nickel

I.M. Stakhira, N.K. Tovstyuk, V.L. Fomenko,
V.M. Tsmots*, A.N. Shchupliak*

Franco National University of L'viv,
79005 L'viv, Ukraine

* Franko State Pedagogic University of Drohobych,
82100 Drohobych, Ukraine

Abstract Technology of intercalation of $A^{III}B^{VI}$ single crystals by 3d-elements during their growing is elaborated. X-ray analysis of the obtained Ni_xInSe samples confirmed their homogeneity and showed non monotonic dependence of lattice parameter along c anisotropy axis on the Ni concentration. Investigations of the magnetic susceptibility dependence on magnetic field $\chi(H)$ by the Faraday method showed non monotonic dependence of χ on the nickel concentration in Ni_xInSe . Such a behaviour can be explained within the framework of the Anderson model modified for layer crystals, where main peculiarities of their structure and intercalation mechanism are taken into account.