

О природе низкотемпературной аномалии динамических модулей упругости в кубических кристаллах $A^{II}B^{VI}$ с примесями $3d$ -переходных металлов

А.Т. Лончаков

Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620990, Россия

Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина

ул. Мира, 19, г. Екатеринбург, 620002, Россия

E-mail: lonchakov@imp.uran.ru

Статья поступила в редакцию 14 декабря 2010 г.

В широкозонных соединениях $A^{II}B^{VI}:3d$ впервые выделен отрицательный парамагнитный вклад в динамические модули упругости. Этот вклад определен как парамагнитная упругая, или кратко — параупругая восприимчивость. Обнаружена линейная по температуре зависимость величины обратной параупругой восприимчивости в этих системах. Она объяснена вкладом диагональных матричных элементов операторов орбитально-решеточного взаимодействия в зависимость энергии спин-орбитальных состояний $3d$ -иона от приложенного напряжения (по аналогии с вкладом Кюри в магнитную восприимчивость). Установлено, что для кристаллов $A^{II}B^{VI}$, содержащих некрамерсовские $3d$ -ионы, обратная параупругая восприимчивость с понижением температуры отклоняется от линейного закона, достигая насыщения. Этот эффект объяснен вкладом недиагональных матричных элементов (по аналогии с известным вкладом Ван Флека в магнитную восприимчивость парамагнетиков).

У широкозонных сполуках $A^{II}B^{VI}:3d$ вперше виділено негативний парамагнітний внесок у динамічні модулі пружності. Цей внесок визначено як парамагнітна пружна, або коротко — парапружна сприйнятливості. Виявлено лінійну по температурі залежність величини зворотньої парапружної сприйнятливості в цих системах. Її пояснено внеском діагональних матричних елементів операторів орбітально-граткової взаємодії у залежність енергії спин-орбітальних станів $3d$ -іона від прикладеної напруги (за аналогією з внеском Кюрі в магнітну сприйнятливості). Встановлено, що для кристалів $A^{II}B^{VI}$, що містять нікрамерівські $3d$ -іони, зворотна парапружна сприйнятливості зі зниженням температури відхиляється від лінійного закону, досягаючи насичення. Цей ефект пояснено внеском недиагональних матричних елементів (за аналогією з відомим внеском Ван Флека в магнітну сприйнятливості парамагнетиків).

PACS: 62.20.de Упругие модули;

71.55.Gs Полупроводники II–VI;

71.70.Ej Спин-орбитальное взаимодействие, зеemanовское и штарковское расщепление, эффект Яна–Теллера;

71.70.Fk Расщепление, индуцированное напряжением.

Ключевые слова: модули упругости, параупругая восприимчивость, магнитная восприимчивость, спин-орбитальные состояния, орбитально-решеточное взаимодействие.

Введение

Перспективы применения широкозонных полупроводниковых кристаллов $A^{II}B^{VI}$, легированных ионами $3d$ -переходных металлов, для нужд спинтроники и оптоэлектроники требуют всестороннего исследования

их физических свойств. В работах [1–5] представлены полученные из ультразвуковых экспериментов результаты исследования температурной зависимости важных термодинамических параметров — динамических (симметричных) модулей упругости $C_{S1} = \frac{1}{2}(C_{11} - C_{12})$,

$C_{S2} = C_{44}$ и $C_{\ell} = \frac{1}{2}(C_{11} + C_{12} + 2C_{44})$ кубических кристаллов $ZnX:M$, где $X = Se, Te$; $M = Ni^{2+}, V^{2+}, Fe^{2+}, Mn^{2+}$. Было установлено, что легирование соединений $A^{II}B^{VI}$ ян-теллеровскими $3d$ -ионами (Ni^{2+}, V^{2+}, Fe^{2+}) приводит к существенному уменьшению динамических модулей упругости в широком интервале температур. Тогда как наличие в кристалле $ZnSe$ обычного (не ян-теллеровского) иона Mn^{2+} не оказывает влияния на упругие модули. Температурная зависимость динамических модулей упругости в [1–5] рассматривалась в рамках феноменологического подхода с использованием понятий релаксированного и нерелаксированного модулей упругости. Однако вероятные физические механизмы, ответственные за появление температурных аномалий модулей упругости соединений $A^{II}B^{VI}:3d$, в [1–5] не обсуждались. В настоящей работе предлагаются основы теоретической интерпретации особенностей температурного поведения этих термодинамических параметров в кубических полупроводниках $A^{II}B^{VI}$, легированных ян-теллеровскими $3d$ -ионами.

Экспериментальные данные

На рис. 1–4 приведены температурные зависимости относительного изменения симметричных модулей упругих модулей кристаллов $ZnX:M$ в сравнении с изменением соответствующих модулей упругости чистых кристаллов ZnX . Концентрация ионов Ni^{2+}, Fe^{2+} и V^{2+} в образцах селенида цинка составляла $5,5 \cdot 10^{19}, 2,24 \cdot 10^{19}$ и $5,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ соответственно, а концентрация ионов Ni^{2+} в кристалле теллуриде цинка —

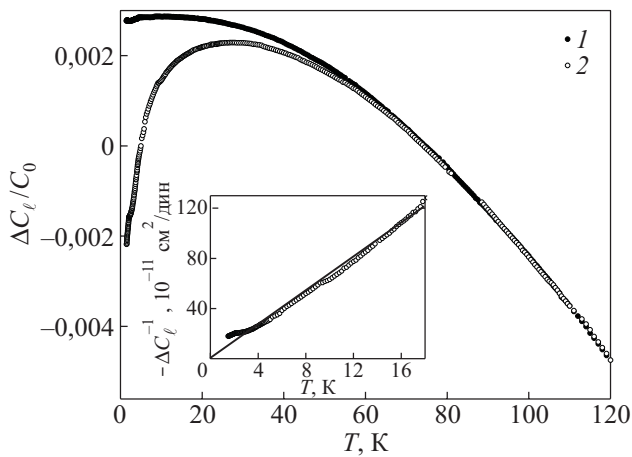


Рис. 1. Зависимость относительного изменения модуля упругости $C_{\ell} = (C_{11} + C_{12} + 2C_{44})/2$ от температуры для чистого $ZnSe$ (кривая 1) и кристалла $ZnSe:V^{2+}$ (кривая 2); $\Delta C_{\ell}/C_0 = [C_{\ell}(T) - C_{\ell}(T_0)]/C_{\ell}(T_0)$, $T_0 = 4,2 \text{ K}$; частота ультразвука $\nu = 52 \text{ МГц}$. Кривая 1 смещена относительно кривой 2 так, чтобы они совпадали при $T > T_{\alpha} = 60 \text{ K}$. На вставке: температурная зависимость величины $-\Delta C_{\ell}^{-1} = [C_{\ell}^0(T) - C_{\ell}(T)]^{-1}$; сплошная прямая на этом и других рисунках демонстрирует линейный по температуре участок в зависимости $\Delta C_{\ell}^{-1}(T)$.

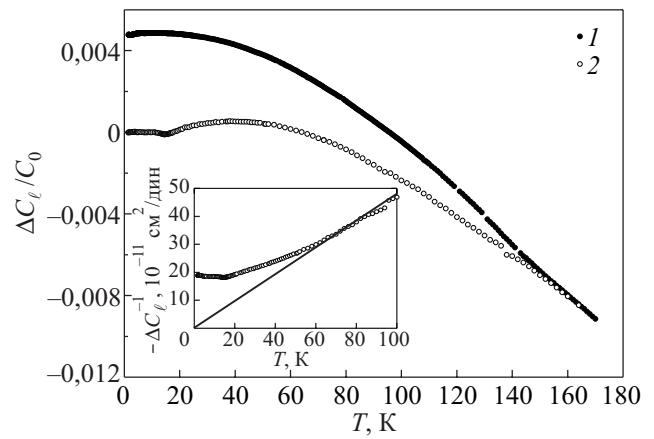


Рис. 2. Зависимость относительного изменения модуля упругости $C_{\ell} = (C_{11} + C_{12} + 2C_{44})/2$ от температуры для чистого $ZnSe$ (кривая 1) и кристалла $ZnSe:Ni^{2+}$ (кривая 2); $\Delta C_{\ell}/C_0 = [C_{\ell}(T) - C_{\ell}(T_0)]/C_{\ell}(T_0)$, $T_0 = 4,2 \text{ K}$; частота ультразвука $\nu = 52 \text{ МГц}$. Кривая 1 смещена относительно кривой 2 так, чтобы они совпадали при $T > T_{\alpha} = 140 \text{ K}$. На вставке: температурная зависимость разности $-\Delta C_{\ell}^{-1} = [C_{\ell}^0(T) - C_{\ell}(T)]^{-1}$.

$2,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Температурные кривые на рис. 1–4, за исключением кривой 1 рис. 4, построены с использованием экспериментальных данных, приведенных в работах [1–5], в которых изменение модуля упругости ΔC определялось стандартным способом — по изменению фазовой скорости $\Delta \nu$ распространения соответствующих ультразвуковых волн (быстрой и медленной поперечной, продольной) при вариации температуры: $\Delta C/C_0 \approx 2\Delta \nu/\nu_0$, где C_0 и ν_0 — значения модуля уп-

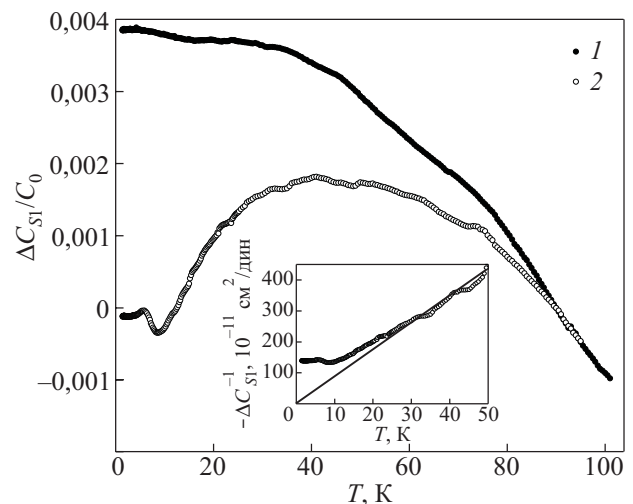


Рис. 3. Зависимость относительного изменения модуля упругости C_{S1} от температуры для чистого $ZnSe$ (1) и кристалла $ZnSe:Fe^{2+}$ (2); $\Delta C_{S1}/C_0 = [C_{S1}(T) - C_{S1}(T_0)]/C_{S1}(T_0)$, $T_0 = 12 \text{ K}$; частота ультразвука $\nu = 53 \text{ МГц}$. Кривая 1 смещена относительно кривой 2 так, чтобы они совпадали при $T > T_{\alpha} = 90 \text{ K}$. На вставке: температурная зависимость разности $-\Delta C_{S1}^{-1} = [C_{S1}^0(T) - C_{S1}(T)]^{-1}$.

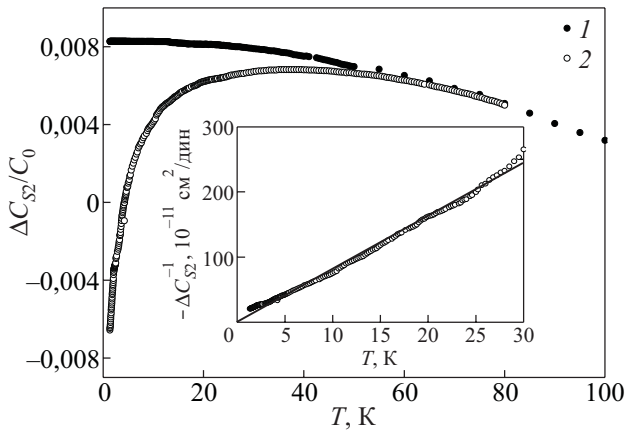


Рис. 4. Зависимость относительного изменения модуля упругости $C_{S2} = C_{44}$ от температуры для чистого ZnTe (1) [6] и кристалла ZnTe:Ni²⁺ (2); $\Delta C_{S2}/C_0 = [C_{S2}(T) - C_{S2}(T_0)]/C_{S2}(T_0)$, $T_0 = 4,2$ К; частота ультразвука $\nu = 52$ МГц. Кривая 1 смещена относительно кривой 2 так, чтобы они совпадали при $T > T_\alpha = 60$ К. На вставке: температурная зависимость величины $-\Delta C_{S2}^{-1} = [C_{S2}^0(T) - C_{S2}(T)]^{-1}$.

ругости и фазовой скорости при некоторой фиксированной температуре T_0 . В этих же работах можно найти описание деталей эксперимента и особенностей использованной измерительной методики. Зависимость относительного изменения модуля C_{S2} от температуры для чистого ZnTe (рис. 4, кривая 1) получена нами на основе данных для компоненты C_{44} из работы [6].

Обсуждение экспериментальных результатов

Прежде всего отметим, что наблюдаемое уменьшение симметричных модулей упругости соединений ZnX при легировании их магнитными 3d-ионами можно интерпретировать как проявление отрицательного парамагнитного вклада в упругие модули. Для его выделения необходимо найти разность между соответствующими модулями упругости парамагнитного (C_Γ) и чистого (C_Γ^0) кристаллов:

$$\Delta C_\Gamma(T) = C_\Gamma(T) - C_\Gamma^0(T), \tag{1}$$

где индекс «Γ» означает, что симметричное напряжение, соответствующее определенной акустической волне, преобразуется по некоторому неприводимому представлению Γ точечной группы T_d кристалла со структурой цинковой обманки. Формально на каждом из рис. 1–4 этот индекс заменяется на символы, обозначающие поляризацию или тип акустической волны: S1 — медленная поперечная, S2 — быстрая поперечная, ℓ — продольная.

Особенности динамических модулей упругости, подобные тем, которые представлены на рис. 1–4 для кристаллов ZnX:M, впервые наблюдали авторы [7,8] в соединениях сурьмы с редкоземельными элементами — так называемых редкоземельных антимонидах, отно-

сящихся к соединениям ряда LaSb. Здесь мы ограничимся двумя представителями этого ряда — PrSb и TmSb, которые не испытывают ни структурных, ни магнитных фазовых превращений с понижением температуры. Необычный эффект уменьшения модулей упругости в этих материалах относительно модулей упругости реперного кристалла, в качестве которого выступал LaSb, авторы [8] назвали новым упругим эффектом. Причиной этого явления согласно [7,8] является наличие в спектре ионов Pr³⁺ и Tm³⁺ структуры орбитальных состояний с энергиями E_n в области энергий $\Delta \sim k_B T$, где Δ — характерная величина расщепления уровней под действием кристаллического поля. Суть подхода, развитого в работах [7,8], заключается в следующем. При наличии в кристалле деформации, обусловленной прохождением ультразвуковой волны, энергия электронного уровня E_n становится функцией приложенного напряжения ϵ_Γ . Эта зависимость определяется из уравнения

$$\left| E_{0n}(\Gamma_j) - E_n(\epsilon_\Gamma) - \langle \Gamma_j | V_{ol} | \Gamma_j \rangle \right| = 0, \tag{2}$$

где E_{0n} — энергия n-го уровня в отсутствие деформации, Γ_j означает, что n-й уровень преобразуется по неприводимому представлению Γ_j , V_{ol} — оператор орбитально-решеточного взаимодействия для звуковых колебаний. Решение уравнения (2) во втором порядке теории возмущений имеет вид [9]

$$E_n(\epsilon_\Gamma) = E_0 - g_\Gamma \epsilon_\Gamma \langle n | V'_{ol} | n \rangle + g_\Gamma^2 \epsilon_\Gamma^2 \sum_{n \neq m} \frac{|\langle n | V'_{ol} | m \rangle|^2}{E_n - E_m}, \tag{3}$$

где для упрощения мы записали $V_{ol} = g_\Gamma \epsilon_\Gamma V'_{ol}$, чтобы вынести за знак интеграла константу g_Γ взаимодействия с магнитным ионом определенной ультразвуковой волны и некоторое усредненное напряжение ϵ_Γ . Тогда можно считать, что V'_{ol} есть некоторая комбинация операторов Стивенса.

С другой стороны, для термодинамического параметра ΔC_Γ , исходя из определения модуля упругости, можно получить выражение [7–9]

$$\begin{aligned} \Delta C_\Gamma &= \frac{\partial^2 F}{\partial \epsilon_\Gamma^2} = N_S k_B T \frac{\partial^2 \ln Z}{\partial \epsilon_\Gamma^2} = \\ &= N_S \left\{ \left\langle \frac{\partial^2 E}{\partial \epsilon_\Gamma^2} \right\rangle - \frac{1}{k_B T} \left\langle \left(\frac{\partial E}{\partial \epsilon_\Gamma} \right)^2 \right\rangle + \frac{1}{k_B T} \left\langle \frac{\partial E}{\partial \epsilon_\Gamma} \right\rangle^2 \right\}, \tag{4} \end{aligned}$$

где F — плотность свободной энергии, N_S — концентрация магнитных ионов, Z — парциальная функция, зависимость $E(\epsilon_\Gamma)$, если опустить индекс «n», определяется выражением (3). Угловые скобки в (4) означают использование статистического усреднения производных по стационарным состояниям при учете распределения Больцмана:

$$\langle X \rangle = \frac{\sum_i X_i \exp(-E_i/k_B T)}{\sum_i \exp(-E_i/k_B T)}. \quad (5)$$

Отметим, что выражение, по форме аналогичное (4), имеет место и для другого термодинамического параметра — магнитной восприимчивости парамагнетика χ_m , если заменить ε_Γ на магнитное поле H [9]:

$$\begin{aligned} \chi_m &= -\frac{\partial^2 F}{\partial H^2} = -N_S k_B T \frac{\partial^2 \ln Z}{\partial H^2} = \\ &= -N_S \left\{ \left\langle \frac{\partial^2 E}{\partial H^2} \right\rangle - \frac{1}{k_B T} \left\langle \left(\frac{\partial E}{\partial H} \right)^2 \right\rangle + \frac{1}{k_B T} \left\langle \frac{\partial E}{\partial H} \right\rangle^2 \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

Теперь с учетом (3) видно, что первый член в фигурных скобках (4) определяет не зависящий от температуры вклад в ΔC_Γ во втором порядке теории возмущений, аналогичный ван-флековскому вкладу в магнитную восприимчивость. Этот вклад содержит информацию о недиагональных матричных элементах оператора V_{ol} . Он должен быть существенным для некрамерсовских ионов при условии $k_B T \ll \Delta_M$, где Δ_M — энергетический зазор между основным и ближайшим к нему возбужденным состоянием магнитного иона. Второй член в (4) приводит к отрицательному вкладу в модули упругости по температурному закону $\sim T^{-1}$, аналогичному вкладу Кюри в магнитную восприимчивость. Очевидно, что этот вклад, обусловленный диагональными матричными элементами оператора V_{ol} , должен преобладать для крамерсовских ионов, для которых несуществен ван-флековский член. Согласно [7], влияние третьего члена в выражениях (4) и (6) мало и им можно пренебречь.

В дальнейшем на основании аналогии между ΔC_Γ и магнитной восприимчивостью χ_m , подчеркнутой выражениями (4) и (6), для величины ΔC_Γ мы будем использовать термин «парамагнитная упругая», или кратко — «параупругая восприимчивость» [10]. Тем самым с параупругой восприимчивостью мы связываем чисто парамагнитный вклад в модули упругости, благодаря наличию в кристалле определенной концентрации магнитных ионов.

Для построения теоретической зависимости $C_\Gamma(T)$ на основе выражения (4) необходимо знать вид волновых функций электронных состояний E_n . В [7,8] расчеты модулей $C_{S1}(T)$ и $C_{S2}(T)$ для TmSb и PrSb были выполнены в модели точечных зарядов с использованием данных $C_\Gamma^0(T)$ для LaSb в качестве эталонных. В результате подгонки теоретических кривых к экспериментальным впервые из ультразвуковых измерений были найдены значения констант связи g_Γ поперечных акустических волн с редкоземельными ионами.

В настоящей работе мы ограничимся лишь качественным анализом температурной зависимости модулей

упругости в соединениях ZnX:3d (рис. 1–4), обобщив на 3d-ионы подход, развитый в [7–9] для редкоземельных антимонидов. С этой целью, в соответствии с изложенным выше, нам необходимо выделить парамагнитный вклад в модули упругости. Сделаем это следующим образом. Пусть T_α — такая достаточно высокая температура, что при $T \geq T_\alpha$ модули упругости для чистого и легированного кристаллов равны: $C_\Gamma^0 = C_\Gamma = C_\alpha$. При этом подразумевается, что равны и их производные по температуре. Тогда, положив на рис. 1–4 $T_0 = T_\alpha$, для разности кривых 1 и 2 на этих рисунках получим величину $\Delta C_\Gamma(T)/C_\alpha$. Теперь для того, чтобы найти $\Delta C_\Gamma(T)$ в абсолютных единицах необходимо знать величину C_α . Ее мы определяли из работы [6], в которой были достаточно точно измерены все три компоненты тензора упругости C_{11} , C_{12} и C_{44} в ZnSe и ZnTe. Найдя таким образом параупругую восприимчивость $\Delta C_\Gamma(T)$, мы построили зависимости от температуры обратной параупругой восприимчивости $\Delta C_\Gamma^{-1}(T)$ (взятой для удобства со знаком «минус») по аналогии с распространенным представлением от температуры обратной магнитной восприимчивости. Полученные результаты для исследованных случаев показаны на вставках к рис. 1–4.

Изложенный выше теоретический подход конкретизируем применительно к нашим системам с учетом специфики 3d-ионов, а именно, рассмотрим отдельно зависимости $\Delta C_\Gamma^{-1}(T)$ для кристаллов ZnX, легированных крамерсовскими $[V^{2+}(3d^3)]$ и некрамерсовскими $[Ni^{2+}(3d^8), Fe^{2+}(3d^6)]$ ионами.

1. Для иона V^{2+} (основное состояние — спиновый дублет Γ_7 [11]), как видно на вставке к рис. 1, линейная зависимость $|\Delta C_\Gamma^{-1}(T)| \sim T$, отражающая «вклад Кюри», наблюдается вплоть до самых низких ($\sim 1,5$ К) температур опыта. В соответствии с (3) и (4) это означает, что для иона V^{2+} главную роль играют диагональные матричные элементы соответствующего оператора V_{ol} для низкоэнергетических спиновых состояний этого иона.

2. Иначе обстоит дело с влиянием некрамерсовских ионов Ni^{2+} и Fe^{2+} на упругие модули ZnSe. Обусловленная этими ионами зависимость $|\Delta C_\Gamma^{-1}(T)|$ при достаточно низких температурах отклоняется от линейной, выходя на «полку» при $k_B T \ll \Delta_M$ (вставки к рис. 2 и 3).

Напомним, что в селениде цинка $\Delta_M = 24 \text{ см}^{-1}$ (≈ 35 К) и 15 см^{-1} (≈ 22 К) для ионов Ni^{2+} и Fe^{2+} соответственно [12]. Таким образом, мы наблюдаем предсказанное теорией «ван-флековское насыщение» параупругой восприимчивости, обязанное своим происхождением вкладу от недиагональных матричных элементов оператора V_{ol} в зависимость $E_n(\varepsilon_\Gamma)$ во втором порядке теории возмущений.

Отдельного обсуждения требует зависимость $|\Delta C_\Gamma^{-1}(T)|$ для кристалла ZnTe: Ni^{2+} , которая с умень-

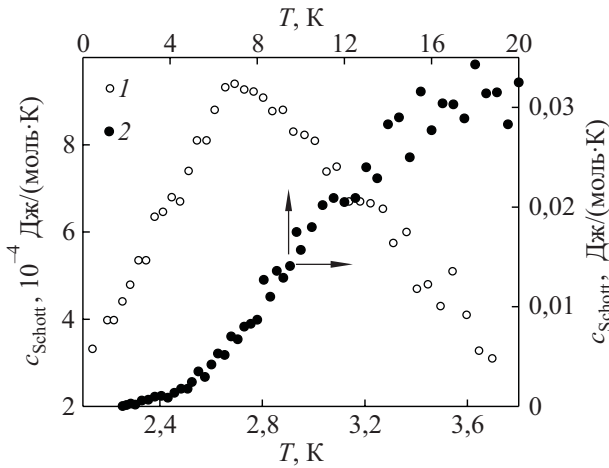


Рис. 5. Зависимость от температуры вклада Шоттки c_{Schott} в теплоемкость кристаллов: 1 — $ZnTe:Ni^{2+}$ (концентрация никеля $2,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$); 2 — $ZnSe:Ni^{2+}$ ($1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) [12].

пением температуры, в отличие от кристалла $ZnSe:Ni^{2+}$, не обнаруживает явного насыщения, а лишь тенденцию к нему (вставка к рис. 4). В рамках предлагаемого теоретического подхода такая ситуация, очевидно, является возможной только в одном случае — если величина Δ_M для иона Ni^{2+} в $ZnTe$ существенно меньше Δ_M для иона Ni^{2+} в $ZnSe$, что требует значительно меньших, чем 1,5 К, температур для выхода зависимости $|\Delta C_{\Gamma}^{-1}(T)|$ на «полку». Поскольку данные о величине Δ_M для иона Ni^{2+} в теллуриде цинка отсутствовали, мы определили ее с помощью теплоемкостного метода, описанного в [12]. Для этого была измерена низкотемпературная теплоемкость нашего кристалла $ZnTe:Ni^{2+}$ и чистого $ZnTe$. Найдя их разность, мы выделили вклад за счет примесей ванадия, имеющий в зависимости от температуры вид кривой с максимумом при $T = T_{max}$ (вклад Шоттки c_{Schott}). Этот вклад представлен на рис. 5 вместе с зависимостью $c_{Schott}(T)$ для образца $ZnSe:Ni^{2+}$ с концентрацией никеля $\sim 1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [12]. Из условия максимума функции Шоттки для двухуровневой системы следует соотношение: $\Delta_M = 2,4T_{max}$ [13]. Таким образом, данные рис. 5 напрямую свидетельствуют о том, что величина Δ_M для иона Ni^{2+} в $ZnTe$ ($T_{max} = 2,8 \text{ К}$) в ≈ 6 раз меньше Δ_M для Ni^{2+} в $ZnSe$ ($T_{max} \approx 17 \text{ К}$).

Завершая обсуждение, рассмотрим упрощенную ситуацию — магнитный ион с двумя уровнями энергии E_a и E_b , разделенными интервалом $\Delta_M = (E_b - E_a) > 0$. Пусть основное состояние $\langle a |$ является синглетом, как это имеет место, например, для ионов Pr^{3+} и Tm^{3+} в редкоземельных антимонидах $PrSb$ и $TmSb$ (орбитальный синглет), а также для ионов Ni^{2+} и Fe^{2+} в кубических соединениях $A^{II}B^{VI}:3d$ (спиновый синглет). Тогда при температурах $k_B T \ll \Delta_M$ упругая восприимчивость будет определяться первым членом в (4). При учете (3) получаем оценку для независящего от темпе-

ратуры вклада ΔC_{Γ} , по форме совпадающую с ван-Флекковской магнитной восприимчивостью:

$$\Delta C_{\Gamma} \sim N_S g_{\Gamma}^2 \frac{|\langle a | V'_{ol} | b \rangle|^2}{E_a - E_b}. \quad (7)$$

Выражение (7) позволяет понять, что в наших кристаллах $A^{II}B^{VI}:3d$, имеющих сравнительно малую ($\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$) концентрацию парамагнитных ионов, уменьшение модулей упругости является следствием эффективной вибронной связи, что приводит к относительно большим константам взаимодействия g_{Γ} для ян-теллеровских $3d$ -ионов. Тогда как в кристаллах $PrSb$ и $TmSb$, в которых ионы Pr^{3+} и Tm^{3+} не являются ян-теллеровскими, этот эффект возникает благодаря большим концентрациям $4f$ -ионов матрицы.

Заключение

Обобщены результаты исследования модулей упругости широкозонных кристаллов $ZnSe$ и $ZnTe$ с примесями $3d$ -переходных металлов. Впервые выделен отрицательный вклад от парамагнитных ионов в динамические модули упругости кристаллов $A^{II}B^{VI}:3d$, для которого по аналогии с магнитной восприимчивостью парамагнетиков введено понятие парамагнитной упругой (параупругой) восприимчивости. Ее происхождение объяснено существенной зависимостью от напряжения (деформации) энергии электронных уровней $3d$ -ионов в условиях сильной вибронной связи (эффекта Яна–Теллера). Обнаружено и объяснено различие в температурной зависимости параупругой восприимчивости кристаллов $A^{II}B^{VI}$, легированных крамерсовскими и некрамерсовскими $3d$ -ионами.

Автор выражает благодарность С.М. Подгорных за измерение теплоемкости образца $ZnTe:Ni^{2+}$ и чистого $ZnTe$. Работа выполнена в рамках программ: ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 г. (контракт № 02.740.11.0217), программы Отделения физических наук РАН (грант № 09-Т-2-1014) и при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 09-02-01389).

1. В.В. Гудков, А.Т. Лончаков, И.В. Жевстовских, В.И. Соколов, Н.Б. Груздев, С.Б. Петров, *ФНТ* **30**, 1214 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 912 (2004)].
2. V.V. Gudkov, A.T. Lonchakov, V.I. Sokolov, I.V. Zhevstovskikh, and V.T. Surikov, *Phys. Rev.* **B77**, 155210 (2008).
3. V.V. Gudkov, A.T. Lonchakov, V.I. Sokolov, and I.V. Zhevstovskikh, *J. Korean Phys. Soc.* **53**, 63 (2008).
4. В.В. Гудков, А.Т. Лончаков, И.В. Жевстовских, В.И. Соколов, В.Т. Суриков, *ФНТ* **35**, 99 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 76 (2009)].
5. В.В. Гудков, А.Т. Лончаков, В.И. Соколов, И.В. Жевстовских, В.Т. Суриков, *ФТТ* **50**, 1707 (2009).

6. B.H. Lee, *J. Appl. Phys.* **41**, 2984 (1970).
7. B. Lüthi, M.E. Mullen, and E. Bucher, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 95 (1973).
8. M.E. Mullen, B. Lüthi, P.S. Wang, E. Bucher, L.D. Longinotti, J.P. Maita, and H.R. Ott, *Phys. Rev.* **B10**, 186 (1974).
9. B. Lüthi, *Physical Acoustics in the Solid State*, Springer, Berlin–Heidelberg (2004).
10. А.Т. Лончаков, *IX Российская конференция по физике полупроводников. Тезисы, 28 сентября–3 октября*, Новосибирск–Томск, Россия (2009).
11. G. Bevilacqua, L. Martinelli, and E.E. Vogel, *Phys. Rev.* **B66**, 155338 (2002).
12. А.Т. Лончаков, С.М. Подгорных, В.И. Соколов, Н.Б. Груздев, Г.С. Шакуров, *ФТТ* **48**, 1610 (2006).
13. П. Кеезом, Н. Пирлман, в кн.: *Физика низких температур*, ИЛ, Москва (1959).

About the nature of dynamic elastic moduli low-temperature anomaly in cubic $A^{II}B^{VI}$ crystals doped with 3d-transition metal impurities

A.T. Lonchakov

The negative paramagnetic contribution to dynamic elastic moduli was detected for the first time in wide

band-gap $A^{II}B^{VI}$:3d compounds. It was determined as a paramagnetic elastic or briefly paraelastic susceptibility. It was found that these compounds had a linear temperature dependence of inverse paraelastic susceptibility. It was explained by the contribution of diagonal matrix elements of orbit-lattice interaction operators to the dependence of spin-orbit state energy on applied strain by analogy with the Curie contribution to magnetic susceptibility. The inverse paraelastic susceptibility in $A^{II}B^{VI}$ crystals containing non-Kramers 3d-ions was found to deviate from the linear law reaching the saturation with decreasing temperature. This effect was attributed to the off-diagonal matrix element contribution by analogy with the well-known Van Vleck contribution to magnetic susceptibility of paramagnet.

PACS: 62.20.de Elastic moduli;
 71.55.Gs II–VI semiconductors;
 71.70.Ej Spin-orbit coupling, Zeeman and Stark splitting, Jahn–Teller effect;
 71.70.Fk Strain-induced splitting.

Keywords: elastic moduli, paraelastic susceptibility, magnetic susceptibility, spin-orbit states, orbit-lattice interaction.