

УДК 538.22

Г. Е. ГРЕЧНЕВ, И. В. СВЕЧКАРЕВ, Дж. В. МАК-КЛЮР

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР СПЛАВОВ $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x$

Проведен анализ магнитных свойств сплавов $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x$ с использованием теории магнетизма электронов проводимости, предложенной Фукуямой, а также модельного $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ гамильтониана. Использована также экспериментальная информация о влиянии примесного рассеяния на особенности магнитной восприимчивости. Путем количественного сопоставления результатов расчета магнитной восприимчивости с экспериментальными данными определены параметры энергетического спектра чистого кадмия, которые хорошо согласуются с результатами прямого расчета спектра в рамках модели нелокального псевдопотенциала Старка — Аулука. Определено поведение параметров спектра при введении изовалентной примеси (до 12 ат. % магния) в области низких температур ($T \approx 20$ К).

Введение

Магнитная восприимчивость χ изовалентных сплавов кадмия (Cd—Mg и Cd—Mg—Hg) проявляет ряд ярко выраженных особенностей [1,2] (рис. 1). Ввиду малости энергетических зазоров в системе зон, ответственных за магнитные свойства кадмия ($\sim 0,01$ *ридб* согласно [2,3]), при введении примеси (магния) уровень Ферми проходит ряд критических точек спектра, оставаясь при этом в области существования неупорядоченных твердых растворов $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x$ с решеткой ГПУ металла. Происходящие при этом электронные фазовые переходы $2^{1/2}$ рода и вызывают наблюдаемые в эксперименте особенности восприимчивости.

В работе [4] с использованием общего выражения для магнитной восприимчивости многозонной системы невзаимодействующих блоховских электронов [5] были получены формулы для орбитального вклада в восприимчивость состояний в окрестности точки симметрии K зоны Бриллюэна. В качестве модельного гамильтониана было использовано упрощенное $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ разложение спектра из [6]. При проведении численного расчета восприимчивости авторами [4] были использованы параметры спектра кадмия в окрестности точки K , взятые из работы [3]. Рассчитанная зависимость χ_{\parallel} от уровня химического потенциала качественно воспроизвела наблюдаемые в эксперименте особенности постоянной составляющей магнитной восприимчивости (χ_{\parallel} — компонента тензора магнитной восприимчивости, параллельная оси шестого порядка).

В ГПУ металлах энергия состояний в окрестности точки K очень чувствительна к отношению параметров решетки c/a (см. [2]). Уменьшение c/a при введении в кадмий примеси магния уменьшает энергию состояний в точке симметрии K , т. е. эквивалентно увеличению их заполнения, что качественно аналогично влиянию давления на заполнение состояний в точке K . При этом наряду со смещением всей системы критических точек относительно уровня Ферми имеет место и изменение зазоров между зонами. Наличие

обширной экспериментальной информации [2] и адекватной процедуры расчета магнитной восприимчивости [4] дает возможность изучить поведение параметров спектра кадмия при введении примеси путем количественного сопоставления экспериментальных данных с результатами модельного расчета. Первый шаг в этом направлении был сделан в работе [7]. Необходимость именно количественного сопоставления результатов расчета с экспериментальными данными потребовала уточнения схемы расчета магнитной восприимчивости сплавов кадмия для более общей модели гамильтониана. Кроме того, были сделаны некоторые качественные выводы о характере изменения параметров спектра кадмия, непосредственно определяющих закон дисперсии носителей заряда в окрестности точки K при введении примеси (магния). Учет влияния примесного рассеяния на особенности магнитной восприимчивости осуществлялся при расчете χ в терминах эффективной температуры T^* , причем в качестве T^* была использована температура Дингла сплавов $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x$. Найденные в [7] оценочные значения параметров спектра отличались от соответствующих величин, полученных прямым расчетом с использованием метода псевдопотенциала [3].

В настоящей работе проведен детальный анализ магнитных свойств сплавов $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x$ с использованием прямых экспериментальных данных [8] о величине эффективной температуры примесного рассеяния (T^* , как оказалось, существенно больше температуры Дингла). Получена количественная информация о величине параметров энергетического спектра кадмия, а также об их изменении при введении примеси.

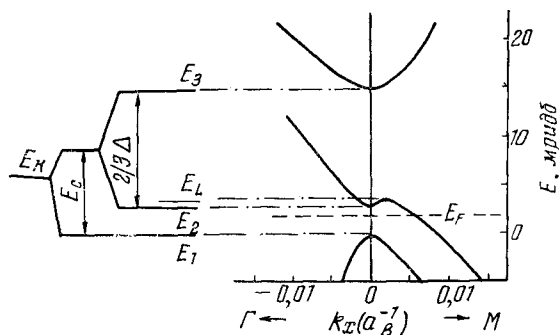


Рис. 2. Схема энергетических зон в окрестности точки симметрии K в кадмии.

магнитные свойства сплавов кадмия, имеют место для состояний в малой окрестности точки симметрии K , расположенной на середине вертикального ребра зоны Бриллюэна. Здесь три зоны, соответствующие уровням K_7 , K_9 и K_8 , слабо расщеплены электростатическим потенциалом E_c и спин-орбитальным взаимодействием Δ [3,6] (рис. 2). Согласно [6,9], гамильтониан этой трехзонной системы в представлении Латтинжера — Кона [10] для избранного направления спина имеет вид

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} Dk_z^2 & Ak_+ & Ak_- \\ Ak_- & E_c - \Delta/3 + Dk_z^2 & Bk_+ \\ Ak_+ & Bk_- & E_c + \Delta/3 + Dk_z^2 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

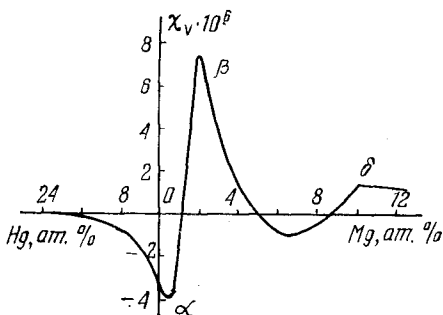


Рис. 1. Компонента тензора магнитной восприимчивости, параллельная оси шестого порядка, бинарных сплавов кадмия с магнием при $T = 20$ К по данным [3,3] (в СГС объемных единицах). Восприимчивость нонного остова исключена.

1. Модель энергетического спектра

Электронные фазовые переходы $2^{1/2}$ рода, определяющие

Здесь $A, B = \beta A$ — матричные элементы оператора импульса (спин-орбитальной частью вследствие ее малости пренебрегаем [9]). Начало координат выбрано в точке K , оси z и x параллельны линиям KH и GK соответственно, $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$.

Уровни в точке K имеют энергию

$$E(K_7) = E_1 = E_K - \frac{2}{3} E_c; \quad (2)$$

$$E(K_8) = E_3 = E_K + \frac{1}{3} E_c \pm \frac{1}{3} \Delta.$$

В (1) и далее, если нет специальных оговорок, энергия отсчитывается от уровня K_7 . Из фрагмента спектра кадмия, описываемого гамильтонианом

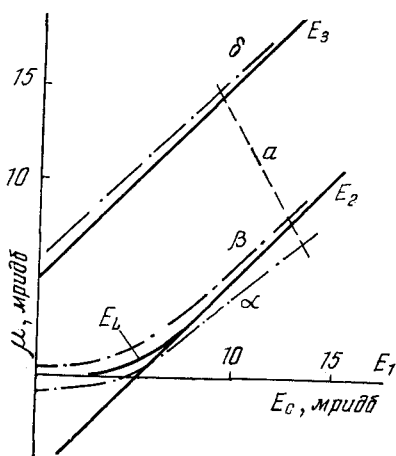


Рис. 3. Зависимость положений критических точек спектра и экстремумов восприимчивости от параметра E_c ($T = 20$ К, $\Delta = 15$ мридб). Обозначения экстремумов те же, что на рис. 1.

изменения μ_K линейно связаны с концентрацией магния [2, 7]. Экспериментальные данные [9, 11, 12] свидетельствуют о том, что этот «свободно-электронный» механизм является преобладающим в поведении μ у цинка и кадмия. К настоящему времени установлено начальное положение μ в чистом кадмии — между уровнями E_1 и E_2 [2, 3, 7].

При сделанных предположениях μ и E_c связаны между собой линейной зависимостью и описываются некоторой прямой (рис. 3, а), где в координатах (μ, E_c) представлено положение всех энергетических уровней. Итак, задачей настоящей работы является определение следующих параметров гамильтониана (1): A, β, Δ, E_c для кадмия и величин dE_c/dx и $d\mu_K/dx$ для сплавов $Cd_{1-x}Mg_x$. Параметр

$$D \approx \frac{\hbar^2}{2m_0} + \frac{\hbar^2}{m_0^2} \sum_{i \neq 1, 3, 2} \frac{\langle 2 | p_z | i \rangle \langle i | p_z | 2 \rangle}{E_k - E_i}$$

(суммирование проводится по вышележащим зонам) практически совпадает со значением для свободных электронов ($D = 1$ в атомной системе единиц, см [7]).

(1) (см. рис. 2), видно, что кроме критических точек (2) имеется еще одна — $E_L(E_c/\Delta, \beta)$.

В работе [7] с помощью прямого расчета параметров спектра методом псевдопотенциала и анализа имеющегося экспериментального материала было установлено, что при рассмотрении сплавов $Cd_{1-x}Mg_x$ в ограниченном интервале концентрации магния можно пользоваться средними значениями всех параметров гамильтониана (1), за исключением E_c . Как и в [7], будем предполагать линейную зависимость E_c от концентрации магния. Изменение анизотропии решетки c/a приводит к изменению энергии E_K и к соответствующему сдвигу локального уровня химического потенциала:

$$\mu_K = E_F - E_K = \mu - \frac{2}{3} E_c, \quad (3)$$

где E_F (энергия Ферми) и E_K отсчитываются от дна зоны, μ — от уровня E_1 .

В свободноэлектронном приближении из-

2. Расчет магнитной восприимчивости сплавов кадмия с учетом примесного рассеяния

Фукуяма [5] получил общую формулу для орбитальной магнитной восприимчивости системы невзаимодействующих блоховских электронов в слабом магнитном поле:

$$\chi = \left(\frac{eh}{c}\right)^2 \frac{k_B T}{(2\pi)^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int dk \text{Sp}(\gamma^x g \gamma^y g \gamma^x g \gamma^y g). \quad (4)$$

Здесь χ — компонента тензора восприимчивости (на единицу объема) вдоль оси z ; γ^i — матрицы компонент импульса, вычисленные в том же представлении, что и исходный гамильтониан \mathcal{H} ; g — мацубаровская функция Грина:

$$g = [i\pi k_B T (2n + 1) + \mu - \mathcal{H}]^{-1}, \quad (5)$$

где μ — химический потенциал; k_B — постоянная Больцмана. Интегрирование в (4) проводится по зоне Бриллюэна.

С помощью ряда преобразований выражение для магнитной восприимчивости (4) сводится к вычислению интеграла с помощью ЭВМ (детали преобразований и окончательные выражения см. [4, 7]).

В [4, 13] были получены спиновый и спин-орбитальный вклады в общую восприимчивость от рассматриваемых состояний (1). Однако модуляция этих вкладов, обусловленная наличием критических точек спектра (2), находится в пределах экспериментальной погрешности, поэтому ею можно пренебречь при количественном сравнении результатов расчета χ с экспериментальными данными [2].

Значительно более существенным является влияние примесного рассеяния на особенности орбитальной восприимчивости, которое необходимо учесть при расчете χ . Общие формулы для орбитальной магнитной восприимчивости электронов проводимости в неупорядоченных системах были получены в работах [14, 15] с помощью метода функций Грина по аналогии с расчетом Фукуямы [5]. Выражение для компоненты тензора орбитальной восприимчивости χ_{zz} имеет вид [14]

$$\bar{\chi} = \frac{1}{2} \left(\frac{eh}{c}\right)^2 k_B T \left\langle \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \sum_{\mathbf{k}'', \mathbf{k}'''} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{Sp}[\gamma^x(\mathbf{k}) \times \right. \\ \left. \times g(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \gamma^y(\mathbf{k}') g(\mathbf{k}', \mathbf{k}'') \gamma^x(\mathbf{k}'') g(\mathbf{k}'', \mathbf{k}''') \gamma^y(\mathbf{k}''') g(\mathbf{k}''', \mathbf{k})] \right\rangle, \quad (6)$$

где скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают конфигурационное усреднение.

Для идеального кристалла корректный расчет орбитальной восприимчивости согласно (4) представляет собой весьма трудную задачу (даже при использовании ЭВМ). Выражение (6) намного сложнее, чем (4), поскольку в неупорядоченной системе функция Грина уже не является диагональной по квазиимпульсу. При конфигурационном усреднении (6) даже в пределе малой концентрации примеси в рамках приближения средней T -матрицы соответствующие модификации (6) (см. [14]) практически неприменимы для расчетов восприимчивости в реальных многозонных системах типа (1).

В работе [16] было рассмотрено влияние примесей на особенности постоянной составляющей магнитной восприимчивости в однозонном приближении. Было предложено следующее выражение для восприимчивости:

$$\chi(\mu) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \chi_0(E) \frac{\Gamma dE}{(\mu - E - \Sigma)^2 + \Gamma^2}, \quad (7)$$

где $\chi_0(E)$ — восприимчивость чистого металла; затухание Γ — мнимая часть массового оператора — пропорционально концентрации примеси x при $x \ll 1$ [17]. Формула (7) справедлива, если Γ слабо зависит от импульсов электронов в окрестности критической точки спектра. Реальную часть массового оператора Σ можно включить в μ как постоянный сдвиг при тех же предположениях, что и для Γ . Поскольку учет примесного рассеяния в [16] является существенно однозонным, нет оснований отдавать ему предпочтение по сравнению с феноменологической концепцией «эффективной температуры рассеяния» [2, 7] при исследовании магнитных свойств сплавов кадмия. В работе [7] в качестве эффективной температуры рассеяния (T^*) в сплавах $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x$ было использовано значение температуры Дингла для состояний в окрестности точки симметрии H , взятое из [11]: $T^* = 4 \text{ К/ат. \% Mg}$. Позднее в работе [8] с использованием полученных экспериментальных данных о влиянии гидростатического давления на магнитную восприимчивость сплавов $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x$ и данных работы [2] было установлено, что эффективная температура рассеяния T^* для наблюдаемых особенностей магнитной восприимчивости составляет $13 \pm 1 \text{ К/ат. \% Mg}$. Эта величина и использовалась в настоящей работе при расчете магнитной восприимчивости согласно (4).

3. Определение параметров энергетического спектра системы $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x$

Прежде всего для удобства сопоставления теории с экспериментом значения удельной восприимчивости из [2] ($\chi_{\text{II}}^{\text{уд}}(x)$ для $T = 20 \text{ К}$) были пересчитаны в объемную с учетом изменения плотности в $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x$ (параметры решетки приведены в [18] и с вычетом ионного вклада [19]).

При большом числе параметров спектра, входящих в схему расчета магнитной восприимчивости, необходима определенная осторожность при подборе этих параметров в целях описания экспериментальных данных. В работе [7] путем пробных вычислений при варьировании отдельных параметров был установлен характер связи различных параметров спектра со свойствами вычисляемой восприимчивости.

Параметр A влияет на общий масштаб восприимчивости ($\chi \sim A^2$). Для удобства при выполнении расчетов величина A считалась равной единице и уточнялась в последнюю очередь.

Параметр Δ незначительно изменяется с концентрацией магния ($\delta\Delta/\Delta \ll \ll 10^{-2}$ [7]). Последовательно были использованы значения Δ , равные 12, 15 и 18 *мридб*, что примерно соответствует результатам прямого расчета зонной структуры [3, 7]. Согласно [7], параметр β влияет лишь на отношение амплитуд экстремумов β и δ (см. рис. 1). Полученное в эксперименте отношение реализуется при $\beta \approx 1,1$.

Магнитная восприимчивость χ_{II} (μ, E_c, T) рассчитывалась в широком диапазоне параметров μ и E_c ($\sim 20 \text{ мридб}$) с шагом по $E_c = 0,25 \text{ мридб}$ и по $\mu = 0,125 \text{ мридб}$, при трех значениях температуры ($T_i = x_i T^* + 20 \text{ К}$, где x_i — концентрация магния, при которой достигается соответствующий экстремум в восприимчивости). Результаты расчета представлены на рис. 3 в виде линий экстремумов восприимчивости в координатах (E_c, μ). Как было показано в разделе 1, μ и E_c в сплавах $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x$ связаны между собой линейной зависимостью и описываются некоторой прямой на рис. 3. Положение этой прямой определялось двумя требованиями: а) относительное положение на прямой точек пересечения с линиями экстремумов восприимчивости должно соответствовать относительному положению экстремумов на экспериментальной кривой $\chi(x)$ (см. рис. 1); б) отношение

амплитуд экстремумов (α) и (β) в найденных точках должно соответствовать экспериментально определенному.

При $\Delta = 15$ мридб найдено искомое положение прямой $\mu(E_c)$ (см. рис. 3, а), удовлетворяющее обоим требованиям. Количественное совмещение расчетных и экспериментальных значений экстремумов восприимчивости достигается подбором значений параметра A , при этом отклонения расчетной кривой от экспериментальной (см. рис. 1) находятся в пределах погрешности эксперимента. Окончательные результаты представлены в таблице вместе с данными расчета энергетического спектра методом псевдопотенциала.

Параметры энергетического спектра кадмия и системы кадмий—магний

Параметр	Метод расчета		
	Старк-Фаликов [3,7]	Аулук [7, 20]	Настоящая работа
D , ридб; a_B^2	$0,998 \pm 0,005$	$0,997 \pm 0,005$	1,0
A , ридб; a_B	$0,75 \pm 0,01$	$0,71 \pm 0,01$	$0,71 \pm 0,01$
β	$1,20 \pm 0,02$	$1,18 \pm 0,02$	$1,10 \pm 0,02$
Δ , мридб	12 ± 1	15 ± 1	15 ± 1
E_c , мридб	9 ± 6	13 ± 1	14 ± 1
dE_c/dx , мридб/ат. %	—	$-0,33 \pm 0,10$	$-0,45 \pm 0,03$
μ_K , мридб	$-2,7 \pm 1,0$	$-2,4 \pm 1,0$	$-2,6 \pm 0,3$
$d\mu_K/dx$, мридб/ат. %	$1,10 \pm 0,05$	—	$1,14 \pm 0,05$

Примечание. Данные последней графы соответствуют $T = 20$ К (данные остальных граф рассчитаны для $T = 4,2$ К).

4. Обсуждение результатов

В процессе согласования результатов теоретического расчета восприимчивости сплавов $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x$ с экспериментальными данными получены средние по концентрации значения основных параметров спектра A , β , Δ и зависимость E_c и μ от концентрации магния при низких температурах (все данные соответствуют $T \approx 20$ К). Прямая $\mu(E_c)$ на рис. 3 расположена в области $E_c/\Delta > 1/3$. Это означает, что для нижних зон в точке K при концентрации магния до 10 ат. % имеет место схема уровней, изображенная на рис. 2.

Из таблицы видно, что полученные данные хорошо согласуются с результатами непосредственного расчета энергетического спектра кадмия, выполненного с использованием нелокальных моделей псевдопотенциала Старка — Фаликова [3] и Старка — Аулука [20], причем предпочтение можно отдать модели [20].

Приведенное в таблице расчетное значение $d\mu_K/dx$ вычислено в приближении параболической зоны:

$$\mu_K = \hbar^2 (k_F^2 - k^2)/2m^*, \quad (8)$$

где k — расстояние от центра зоны Бриллюэна до точки K . Были использованы значения $m^* \approx 0,85 m_0$, согласно [3], и зависимости постоянных решетки кадмия от концентрации магния из [18]. Совпадение полученного из эксперимента значения $d\mu_K/dx$ с расчетным дает основание надеяться, что приближение (8) является хорошим для описания изменений μ_K в кадмии при наличии внешних воздействий (примеси, давление, температура).

Полученное значение dE/dx дает важную информацию о влиянии примеси на перестройку энергетического спектра в кадмии и может быть использовано при построении корректной модели расчета зонной структуры для разбавленных сплавов кадмия методом псевдопотенциала. (Приведенное в таблице расчетное значение dE/dx получено в довольно грубом приближении средней решетки.)

В настоящей работе продемонстрирована плодотворность комплексного (теоретического и экспериментального) исследования магнитной восприимчивости слэбразупорядоченных систем в целях получения информации об их энергетическом спектре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Svehkarev I. V., Kuzmicheva L. B. Electron phase transition display in susceptibility of cadmium alloys.— *Phys. status solidi (b)*, 1970, 39, N 2, p. K113—K115.
2. Свечкарев И. В., Кузьмичева Л. Б., Полторацкий В. И. Магнитные свойства цинка и сплавов кадмия с магнием и ртутью.— *Физика низ. температур*, 1977, 3, № 5, с. 663—676.
3. Stark R. W., Falikov L. M. Band structure and Fermi surface for zinc and cadmium.— *Phys. Rev. Lett.*, 1967, 19, N 14, p. 795—798.
4. McClure J. W., Martyniuk J. Theory of diamagnetism of cadmium alloys.— *Phys. Rev. Lett.*, 1972, 29, N 16, p. 1095—1098.
5. Fukuyama H. Theory of orbital magnetism of Bloch electrons.— *Progr. Theor. Phys.*, 1971, 45, N 3, p. 704—729.
6. Bennett A. J., Falikov L. M. g -Factor in metallic zinc.— *Phys. Rev.* 1964, 136, N 4, p. 998—1002.
7. Мак-Клюр Дж. В., Свечкарев И. В., Гречнев Г. Е. Магнитные свойства и параметры энергетического спектра сплавов $Cd_{1-x}Mg_x$.— *Физика низ. температур*, 1978, 4, № 12, с. 1534—1543.
8. Манченко В. Н., Свечкарев И. В., Серёда Ю. П. Влияние давления на анизотропию магнитной восприимчивости сплавов $Cd-Mg$. — *Физика низ. температур*, 1980, 6, № 2, с. 178—183.
9. Van Dyke J. P., McClure J. W., Doar J. F. Theory of magnetic breakdown, g -factor and energy-band structure of zinc.— *Phys. Rev. B*, 1970, 1, N 6, p. 2511—2522.
10. Luttinger J. M., Kohn W. Motion of electrons and holes in perturbed periodic fields.— *Phys. Rev.*, 1955, 99, N 4, p. 869—883.
11. Boyd J. R., Reshly J. R., Gordon W. L. Fermi surface changes in dilute alloys of magnesium in cadmium.— *Phys. Lett. A*, 1974, 47, N 2, p. 137—138.
12. Boyd J. R., Gordon W. L., Tripp J. H. Band structure mass and the mass enhancement factor in cadmium: application to $Cd-Mg$ alloys.— *Phys. Lett. A*, 1974, 50, N 2, p. 91—92.
13. Воронцов С. А. Теория спиновой и спин-орбитальной магнитной восприимчивости сплавов кадмия.— *Физика низ. температур*, 1978, 4, № 8, с. 1161—1166.
14. Johnson L. G. Effect of impurities on the orbital magnetic susceptibility.— *Phys. Rev. B*, 1977, 15, N 6, p. 3054—3059.
15. Takahashi Y., Shimizu M. Orbital magnetic susceptibility of conduction electrons in a disordered system.— *J. Phys. F: Metal Phys.*, 1978, 8, N 7, p. 1491—1500.
16. Воронцов С. А., Долгополов Д. Г. Влияние примеси и температуры на особенности магнитной восприимчивости металлов.— *Физика низ. температур*. 1978, 4, № 5, с. 639—645.
17. Marín E. Influence of impurities on the de Haas-van Alphen effect.— *Phys. Condens. Mater.*, 1971, 12, N 3, p. 210—225.
18. Свечкарев И. В., Солнышкин Д. Д. Параметры решетки сплавов кадмий — магний.— В кн.: *Физика низ. температур*. Харьков, 1972, 18, с. 119—122. (ФТИНТ АН УССР).

19. Knight W. D. Nuclear magnetic resonance in metals.— Solid State Phys., 1956, 2, p. 114.
20. Auluck S. On the pseudopotential coefficients for zinc and cadmium.— Phys. status solidi (b), 1976, 74, N 2, p. K129—K133.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР,
г. Харьков

Поступила в редакцию
19 июня 1979 г.

G. E. GRECHNEV, I. V. SVECHKAREV, and J. W. McCLURE

MAGNETIC PROPERTIES AND ENERGY SPECTRUM OF $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x$ ALLOYS

Using Fukuyama's theory of conduction electron magnetism and the κp model Hamiltonian we have analyzed magnetic properties of $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x$ alloys. The experimental information concerning the effect of the impurity scattering on the behaviour of the magnetic susceptibility was also used. By comparing quantitatively the calculated and measured magnetic susceptibilities, the parameters of the energy spectrum of pure cadmium are determined which are in a good agreement with direct calculations in the framework of Stark — Anluck's model for the nonlocal pseudopotential. Effects of isovalent impurities (up to 12 at.% Mg) on the parameters of spectrum at low temperatures ($T \cong 20$ K) are determined.

LIST OF SYMBOLS

χ , magnetic susceptibility; x , Mg concentration; E_c , electrostatic potential; Δ , spin-orbit interaction constant; E_F , Fermi energy, referred to the band bottom; c , velocity of light; T , temperatures.

FIGURE CAPTIONS

Fig. 1. The magnetic susceptibility component parallel to the six-fold axis of cadmium based binary Mg alloys at 20 K corresponding to Refs. [3,8] (in volume CGS units). The susceptibility of the ion core subtracted.

Fig. 2. Energy bands near the K symmetry point in cadmium, schematic.

Fig. 3. Positions of the spectrum's critical points and the susceptibility's extrema as functions of the parameter E_c ($T = 20$ K, $\Delta = 15$ mRy). Designation of extrema are as in Fig. 1.