

месей. Так, устойчивые (до 750 °С) комплексы с участием углерода – основной фоновой примеси в GaAs – наблюдались для этих же кристаллов в работе [1].

Таким образом, обнаружено различие в уровне радиационных повреждений для облученных в сходных условиях кристаллов GaAs двух типов, предположительно связанное с характером накопления и взаимодействия разупорядоченных областей.

Сделано заключение о наличии двух этапов отжига радиационных дефектов в нейтроннолегированном GaAs в области температур 300–500 °С. На первом этапе (300–400 °С) образуются комплексы вакансий, высвобожденных при распаде разупорядоченных областей, с фоновыми примесями и с атомами Se и Ge, введенными в результате ядерных реакций. На втором этапе (450–500 °С) происходит распад вакансионно-примесных комплексов со стоком точечных дефектов на дислокации и активацией трансмутационно введенных примесей.

1. Быковский В.А., Коршунов Ф.П., Солодовников Е.С. и др. // ФТП. 1996. Т. 30. № 7. С. 1304.
2. Кольченко Т.И., Ломако В.М. // ФТП. 1984. Т. 18. № 11. С. 2088.
3. Быковский В.А., Дутов А.Г., Иванченко В.И. и др. // Высокочистые в-ва. 1996. № 4. С. 27.
4. Trautmann C., Schwartz K., Costantini J.M. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1998. Vol. B146. P. 367.
5. Акимов А.Н., Власукова Л.А., Комаров А.А. // Взаимодействие излучений с твердым телом: Тр. междунар. конф. ВИТТ'99: В 2 ч. Мн., 1999. Ч. 2. С. 82.
6. Abrahams M.S., Buocchi C.J. // J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. P. 2855.
7. Шифрин С.С., Мильвидский М.Г., Освенский В.К. // Кристаллография. 1982. Т. 27. № 4. С. 712.
8. Кладько В.П., Пляцко С.В. // ФТП. 1998. Т. 32. № 3. С. 261.
9. Марков А.В., Гришина С.П., Мильвидский М.Г., Шифрин С.С. // ФТП. 1984. Т. 18. № 3. С. 465.
10. Martin S., Suchet P., Martin G.M. Semi-Insulating III-V Materials: Proc. Int. Conf. Toronto, 1990. P. 1.
11. Bernard R.S., Yu P.U., Weber E.R. // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 47. P. 515.
12. Браиловский Е.Ю., Брудный В.Н., Кривов М.А., Редко В.Б. // ФТП. 1972. Т. 6. С. 2075.

Поступила в редакцию 15.11.2000.

Акимов Александр Николаевич – кандидат физико-математических наук.

Власукова Людмила Александровна – кандидат физико-математических наук.

Быковский Владимир Анатольевич – кандидат физико-математических наук.

Шох Владимир Федорович — кандидат физико-математических наук (Ульмский университет, Германия).

УДК 539.292

С.В. СУХВАЛО, В.В. ВЛАСОВ, В.Г. РУДЬ

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЕРЕСТРОЙКА ФАЗОВОЙ СТРУКТУРЫ В FeNi-МОНОКРИСТАЛЛАХ

The article is devoted to an experimental research of evolution a spin-orientation condition of magnetic system of a monocrystal FeNi₃ at change of temperature of an environment.

The existence of a number of spin configurations realized in various temperature ranges is revealed. Discrepancy of magnetic structure characteristics at heating and cooling is revealed.

Изучение температурной эволюции свойств железоникелевых сплавов имеет важное научное и практическое значение. Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию этих сплавов, природа их свойств продолжает оставаться неясной до конца. Важнейшим аспектом ее распознавания является исследование спин-ориентационного состояния магнитной системы этих материалов.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию эволюции спин-ориентационного состояния магнитной системы монокристаллов системы FeNi, индцированного на основании критериев работы [1], оп-

тимально скорректированных по полноте учета энергетического баланса и магнитной симметрии. Исследовались монокристаллы системы FeNi с содержанием Ni от 35 до 100 ат. %. Основным анализ температурной эволюции фазового состояния был проведен на примере монокристалла Fe₂₅Ni₇₅ (кратко FeNi₃).

Блоки монокристаллов FeNi₃ были выращены методом дуговой плавки. В качестве исходных материалов были использованы: никель электролитический чистотой 99,996 % и железо карбонильное чистотой 99,99 %. Образцы монокристаллов в виде сфер диаметром 2,5 мм были изготовлены из цельного монокристаллического блока, тщательно проверенного с помощью лауэграмм на мозаичность. После механической обработки сферы монокристаллов подвергали гомогенизирующему отжигу при 1353 К в вакууме $6,5 \times 10^{-4}$ н/м² в течение 6 ч с последующим охлаждением в обесточенной печи. Атомное упорядочение сплава рентгенографией обнаружено не было. Компонентный состав определяли на установке "Микроскан-1" с погрешностью не более 1 %.

Изучение кристаллографической магнитной анизотропии монокристаллических образцов проводили на крутильном анизометре путем измерения кривых вращающих моментов в плоскости (110) с погрешностью не более 5 %. Точность вывешивания образца по угловому параметру не превышала 0,1 К.

Особое внимание было уделено корректности измерения кривых вращающих моментов. С целью повышения достоверности и точности исследование температурной эволюции магнитной анизотропии проводили в непрерывном термодинамически равновесном режиме, т. е. без остановки измерений во всем диапазоне повышения и снижения температуры, а также поддержанием постоянной скорости изменения температуры. Образец оставался в установке до полного окончания цикла измерений. Это было связано с возможным гистерезисом свойств при нагревании и охлаждении вследствие термодинамической предопределенности происходящих в материале фазовых изменений [2, 3].

При повторных измерениях, как правило, проводили термическую переподготовку образца при $T=1353$ К. Затем вновь проводили проверку на мозаичность по лауэграммам.

Традиционная методика снятия кривых вращающих моментов и их использование для нахождения коэффициентов магнитной анизотропии и компонент вектора намагниченности была нами в соответствии с [1] подвергнута корректировке благодаря оптимизации формы записи термодинамического потенциала кубического ферромагнетика F . При этом учитывали все основные его составляющие:

$$F = F_{об} + F_{аниз} + F_{упр} + F_{мв} + F_{\sigma} + F_{разм} + F_H, \quad (1)$$

где $F_{об}$ – энергия обменного взаимодействия, $F_{аниз}$ – энергия кристаллографической магнитной анизотропии, $F_{упр}$ – упругая энергия кристалла, $F_{мв}$ – энергия магнитоупругого взаимодействия, F_{σ} – энергия внешних напряжений, связанных с магнитострикцией, $F_{разм}$ – энергия размагничивающего поля образца и F_H – энергия намагниченного образца во внешнем магнитном поле.

Кристаллографическая магнитная анизотропия, магнитострикция и упругие свойства, описываемые слагаемыми $F_{аниз}$, $F_{упр}$, $F_{мв}$ и F_{σ} , обладают более высокой симметрией, чем обменные и вызванные внешним магнитным полем ($F_{об}$, $F_{разм}$ и F_H), и по теории катастроф [4] устойчивость магнитной системы будет определяться слагаемыми термодинамического потенциала более высокой симметрии. Остальные составляющие можно учесть как возмущение катастрофы. Подобные положения функционального анализа существенно упрощают рассмотрение устойчивости спиновой конфигурации магнитной системы в математическом и физическом отношениях.

Термодинамический потенциал магнитной системы в этом случае можно представить в виде полиномиального разложения по инвариантам кубической симметрии (точнее по малым приращениям этих переменных вблизи состояния равновесия):

$$F = K_1'' x^2 + K_2'' y^2 + K_3'' x^4 + K_4'' x^2 y^2 + K_5'' y^4 + \dots, \quad (2)$$

где $K_1'' = K_1' + (dF_1/dx^2)$; $K_2'' = K_2' + (dF_1/dy^2)$; $K_3'' = K_3' + (d^2 F_1/(dx^4))/2$;
 $K_4'' = K_4' + (d^2 F_1/(dx^2 dy^2) + d^2 F_1/(dy^2 dx^2))/2$; $K_5'' = K_5' + (d^2 F_1/(dy^4))/2$.

Причем $K_i' = K_i + \Delta_i$ – константы анизотропии с учетом упругой и магнитоупругой составляющих [6] (Δ_i – добавка от этих составляющих); $F_1 = F_{об} + F_{разм} + F_{н}$; K_i – константы кристаллографической магнитной анизотропии; $x = \alpha_x \alpha_y + \alpha_x \alpha_z + \alpha_y \alpha_z$ и $y = \alpha_x \alpha_y \alpha_z$ – инварианты кубической симметрии второй и третьей степени соответственно, α_x , α_y , α_z – направляющие косинусы вектора намагниченности.

Необходимыми условиями подобного представления является непрерывность и дифференцируемость F_1 в исследуемом диапазоне изменения обобщенных координат. Используемая модель и имеющиеся литературные данные позволяют сделать выводы, что такое условие выполняется и, следовательно, подобный подход правомерен.

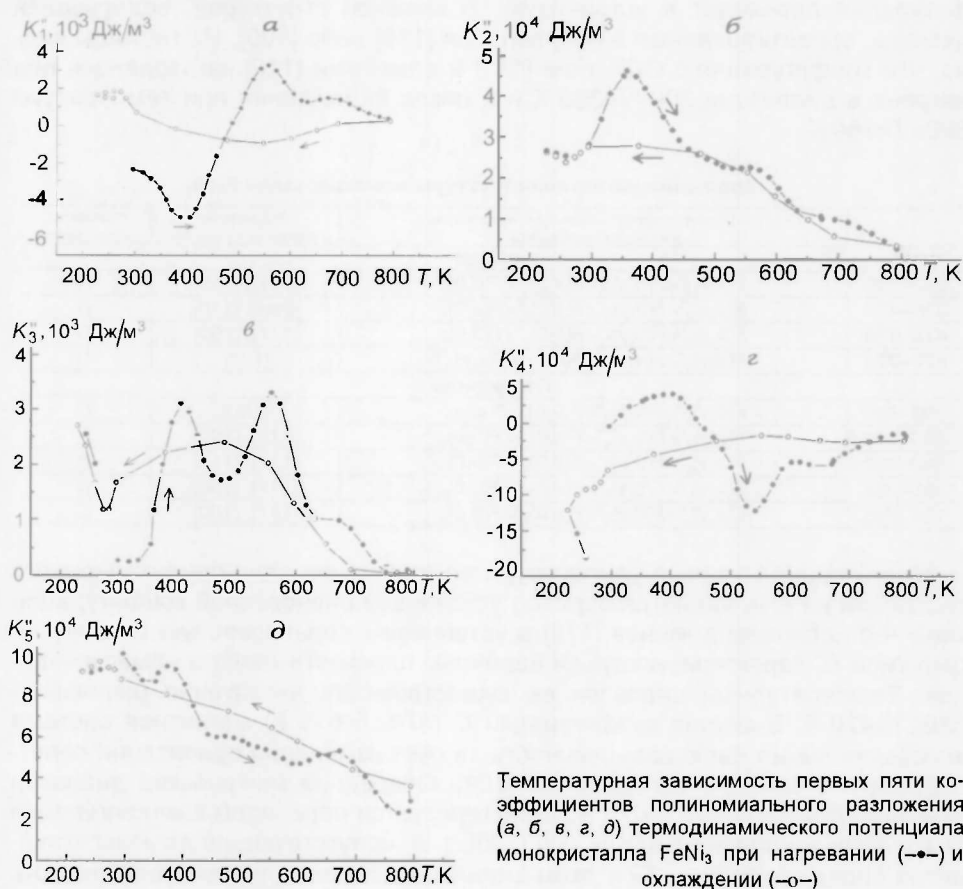
Отметим удобство предлагаемого подхода при анализе экспериментальных результатов, в частности полученных при исследовании магнитной анизотропии по методу крутящего момента на анизометре. Методика эксперимента в данном случае предполагает измерение величины крутящего момента в определенной кристаллографической плоскости и гармонический анализ полученных кривых вращающих моментов. При этом используется переход к новой координате – углу поворота образца. Анализ результатов эксперимента показывает, что составляющая F_1 находится из коэффициента при второй гармонике. Значения x^2 и y^2 для кристаллографических плоскостей также легко определить через соответствующие значения направляющих косинусов. Следовательно, нетрудно рассчитать коэффициенты разложения и поправки в коэффициентах уравнения (2) и по критериям [4] идентифицировать тип реализующихся фаз.

Запись потенциала в виде (2) дает достаточно приемлемые с точки зрения расчетов аналитические выражения коэффициентов разложения вплоть до высоких (восьмого – десятого) порядков. Это позволяет достаточно точно определять фазовое состояние кристалла с учетом основных элементов его магнитной симметрии. Важно также отметить, что представление потенциала магнитной энергии в форме (2) дает возможность учитывать и корректировать влияние магнитного поля на спин-ориентационное состояние материала.

Согласно теории катастроф [4] слабые магнитные поля могут привести к локализации точек равновесия, изменить в них значения термодинамического потенциала, а также ординаты фазового перехода, но не в состоянии вызвать фазовое спин-переориентационное превращение. Высокие же намагничивающие поля могут вызвать индуцированные фазовые спин-переориентационные превращения. Ранее, когда измерения вращающих моментов проводились в высоких насыщающих полях (для создания однородной ориентации спинов), подобные эффекты, искажающие фазовую картину, не учитывались. Разработанный в данной работе подход позволяет это сделать.

Наиболее подходящей для анализа результатов измерений является плоскость (110), поскольку только в этой плоскости можно определить все коэффициенты полиномиального разложения. На рисунке представлена температурная зависимость первых пяти коэффициентов полиномиального разложения (2) с учетом влияния внешнего магнитного поля и неоднородности магнитной системы, найденных по измерениям крутящего момента в плоскости (110). Эти результаты позволили рассмотреть эволюцию магнит-

ной системы монокристалла FeNi_3 при нагревании и охлаждении в едином режиме на основании положений работы [1].



Исследуемая температурная зависимость существенно отличается от поведения констант анизотропии, найденных по традиционной методике.

В таблице приведены реализующиеся спиновые конфигурации в обозначениях [1]. Равновесные устойчивые локальные фазы $(0, 0)$, $(x_p, 0)$ и (x_p, y_p) обозначены через индексы Миллера соответственно как [100], [110] и [111], исходя из направления минимума энергии. Обозначение $[uvw]$ соответствует локально устойчивой неравновесной фазе (x_n, y_n) . Для удобства введены буквенные обозначения реализующихся спиновых конфигураций.

Отметим наиболее важные особенности выявленной фазовой картины. В большинстве случаев имеет место сосуществование двух устойчивых локальных фаз (два минимума энергии), одна из которых является ведущей (обладает наименьшей энергией, направление соответствует оси легкого намагничивания (ОЛН)). Наличие второй устойчивой локальной фазы соответствует состоянию магнетика со сложной (неоднородной) доменной структурой [6] и ориентацией определенной части доменов вдоль кристаллографических направлений, отличных от направления ОЛН. Выявлены также узкие температурные диапазоны (вблизи 200 К), в которых магнитное состояние монофазно, т. е. существует один минимум энергии. При этом наблюдаются две ситуации:

- 1) в магнетике существует единственная устойчивая фаза с направлением спинов вдоль оси [111];
- 2) в магнетике существует только устойчивая фаза [100] либо [110].

Анализируя полученные результаты, приходим к выводу, что монофазная спиновая конфигурация, определяемая локальной коллинеарной фазой

[111], устойчивая по всем инвариантам, в данном цикле измерений не наблюдалась. При незначительных изменениях внешних условий такая конфигурация переходит в устойчивую со сложной структурой, содержащей домены, ориентированные в направлении [110] либо [100]. Из таблицы видно, что конфигурация с ОЛН типа [111] и доменами [110] наблюдалась при нагреве в диапазоне $300 < T < 330$ К и в цикле охлаждения при температуре $560 > T > 360$ К.

Эволюция магнитной структуры монокристалла FeNi₃

T, К	Спиновая конфигурация магнитной системы в инвариантной записи	Направление минимумов энергии	Условное обозначение
Нагрев			
297–330	$F(x, y)_v^p < F(0, y)_c^p < F(x, 0)_v^p < F(0, 0)_c^p$	[111]: [110]	A
330–470	$F(x, y)_v^p < F(0, y)_c^p < F(x, 0)_v^p < F(0, 0)_c^p$	[uvw]: [110]	B
470–670	$F(x, y)_v^p < F(0, y)_c^p < F(x, 0)_c^p < F(0, 0)_v^p$	[111]: [100]	C
670–793	$F(0, y)_c^p < F(x, 0)_c^p < F(0, 0)_v^p < F(x, y)_v^p$	[100]	D
Охлаждение			
793–680	$F(0, y)_c^p < F(x, 0)_c^p < F(0, 0)_v^p < F(x, y)_v^p$	[100]	D
680–560	$F(x, y)_v^p < F(0, y)_c^p < F(x, 0)_c^p < F(0, 0)_v^p$	[111]: [100]	C
560–360	$F(x, y)_v^p < F(0, y)_c^p < F(x, 0)_v^p < F(0, 0)_c^p$	[111]: [110]	A
360–228	$F(x, y)_v^p < F(0, y)_c^p < F(x, 0)_c^p < F(0, 0)_v^p$	[111]: [100]	C
228–258	$F(x, y)_v^p < F(0, y)_c^p < F(x, 0)_c^p < F(0, 0)_v^p$	[111]: [100]	C

Следующей ступенью температурного изменения спин-ориентационного состояния в FeNi₃ является переход устойчивой равновесной конфигурации типа A с наличием доменов [110] в устойчивую неравновесную конфигурацию типа B, характеризующуюся наличием плоскости легкого намагничивания. Температурный диапазон ее существования достаточно широкий – $330 < T < 470$ К. В случае конфигурации C ($470 < T < 670$ К) магнитная система восстанавливает свою равновесность за счет изменения ориентации сопутствующих доменов в направлении [100]. Очередной критический диапазон температуры нагрева ($T > 670$ К) характеризуется переходом к конфигурации D, где ОЛН направлена вдоль оси [100], т. е. сопутствующие домены становятся определяющими. При этом магнитная система теряет устойчивость по одному из инвариантов. Подобное состояние также продолжает существовать на первых этапах снижения температуры.

Учитывая, что температурные изменения физических свойств при нагревании и охлаждении не всегда совпадают [2, 3], вполне ожидаемым является вытекающее из таблицы несовпадение температурного поведения фазового состава при разных направлениях хода температуры. Видно, что охлаждение монокристалла FeNi₃, начиная с температуры 793 К, приводит к другому типу эволюции структуры, в которой участвуют фазовые состояния D, C и A. Причем следует отметить, что неравновесное состояние типа B при охлаждении выявлено не было, а температуры фазовых превращений при охлаждении существенно отличаются от критических температур при нагревании.

Таким образом, в результате экспериментального исследования в достаточно широком диапазоне температур и теоретических расчетов на основании критериев работы [4] выявлена неоднократная смена фазового состояния магнитной системы монокристалла FeNi₃.

1. Сухвало С. В., Власов В. В., Рудь В. Г. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1. 1998. № 2. С. 17.
2. Акулов Н. С. // ДАН СССР. 1943. Т. 39. № 7. С. 295.
3. Котельников Н. В., Бобров Ю. В. // ФММ. 1966. Т. 21. Вып. 3. С. 351.
4. Гилмор Р. Прикладная теория катастроф. М., 1984.
5. Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1971.
6. Ямамото М., Ивата Т. // Магнитная структура ферромагнетиков / Под ред. С. В. Вонсовского. М., 1959. С. 232.

Поступила в редакцию 15.12.2000



Сухвало Северина Владимировна – кандидат физико-математических наук (ИФТТ и ПП НАН Беларуси).

Власов Владимир Вениаминович – кандидат физико-математических наук (ИФТТ и ПП НАН Беларуси).

Рудь Вячеслав Григорьевич – главный редактор журнала «Вестник БГУ».

УДК 539.2116.2

В.А. ПИЛИПЕНКО, В.А. ГОРУШКО, В.Н. ПОНОМАРЬ, И.В. ПИЛИПЕНКО

ФАЗОВЫЙ СОСТАВ И СТРУКТУРА ДИСИЛИЦИДА ТИТАНА, ПОЛУЧЕННОГО С ПРИМЕНЕНИЕМ БЫСТРОЙ ТЕРМООБРАБОТКИ

It was found that the formation of TiSi_2 by rapid thermal annealing requires lower temperature (by 100 °C) and less time (by several orders of magnitude) than in the process of prolonged heat treatment.

Анализ современного состояния методов создания металлизации СБИС показывает, что наиболее полно всем требованиям, предъявляемым к материалу металлизации, отвечают алюминий и его сплавы. Однако для субмикронных интегральных микросхем с многоуровневой разводкой межсоединений необходим поиск методов, улучшающих свойства алюминиевой металлизации.

Одним из методов, улучшающих свойства алюминиевой металлизации, является проведение быстрой термообработки (БТО) пленок алюминия сразу после их напыления. Однако его применение не позволяет снять ограничения по использованию алюминия для уменьшения сопротивления затвора и межсоединений, выполненных поликристаллическим кремнием.

Применение силидизации затворов и межсоединений на основе поликристаллического кремния позволяет значительно уменьшить недостатки многоуровневой алюминиевой металлизации. Такой подход открывает возможность применения сплавов алюминия для субмикронной технологии создания СБИС. Для этих целей наиболее приемлемым по своим свойствам является дисилицид титана.

На основании проведенной классификации методов получения силицидов было установлено, что более полно требованиям планарной технологии отвечает метод диффузионного синтеза [1]. Формирование силицида в этом случае происходит за счет диффузионного перемешивания кремниевой подложки с пленкой металла при их двухстадийной термообработке. Для получения силицидов на основании данного метода требуется обработка системы металл–полупроводник при температурах 400–1000 °C в течение 10–60 мин. Однако в этом случае возникают нежелательные диффузионные процессы в уже сформированных слоях, а также образование и рост структурных нарушений, механических и термических напряжений.

Указанные недостатки в значительной степени уменьшаются при использовании для диффузионного синтеза силицидов методов БТО, обеспечивающих высокие скорости нагрева и охлаждения при сохранении эффективности процесса длительной термообработки. БТО в зависимости от длительности импульса может осуществляться как в твердой, так и в жидкой фазах. В последнем случае ($\tau < 10^{-5}$ с) происходит быстрое плавление тонкого приповерхностного слоя материала с последующей его рекристаллизацией. Фазовый состав и свойства сформированных слоев определяются временем нахождения приповерхностного слоя в жидком состоянии, скоростью движения фронта рекристаллизации и температурой эвтектики диаграммы состояния металл – кремний [2]. При этом формирование однородных по стехиометрическому составу слоев затруднено.

При БТО в твердой фазе наиболее перспективным является режим теплового баланса, при котором используются длительности импульса от еди-