

ОСОБЕННОСТИ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СПЕКТРОВ СВР В ПЛЕНКАХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВОВ

Р. С. Исаков, А. С. Чеканов, Л. А. Чеканова

Обнаружено, что на зависимости ширины линии спин-волновых мод ΔH от волнового вектора k четко проявляется корреляционный радиус композиционных неоднородностей сплава r_c ; для больших k $\Delta H \sim k^p$, где $p \approx 2$ для кристаллических и $p \approx 1$ для аморфных сплавов.

Большое количество работ посвящено явлению возбуждения переменным магнитным полем стоячих спиновых волн в тонкой ферромагнитной пленке, предсказанному Киттелем [1] и экспериментально обнаруженному Сиви и Танневальдом [2]. Интерес к этому явлению, получившему название спин-волнового резонанса (СВР), был обусловлен возможностью сравнительно простого измерения константы обменного взаимодействия из восстановленного закона дисперсии для спиновых волн при любой температуре (в отличие от нерезонансных методов — на основе «закона $T^{3/2}$ » для низкотемпературной зависимости намагниченности и др.). В последние годы область приложений метода СВР была существенно расширена. В частности, на основе прямого наблюдения спиновых волн методом СВР в аморфных ферромагнетиках и установления здесь их закона дисперсии были сформулированы принципы спин-волновой спектроскопии аморфных магнетиков [3, 4]. Развитая в [3] феноменологическая теория аморфного ферромагнетика со случайно флуктуирующими в пространстве параметрами спиновой системы показала, что флуктуациям каждого параметра спиновой системы отвечает своя, характерная для данного параметра модификация закона дисперсии спиновых волн. Поэтому из наблюдения модификаций закона дисперсии спиновых волн и сравнения экспериментальных результатов с предсказаниями теории [3] можно было: 1) определить главный флуктуирующий параметр спиновой системы, в котором проявились структурные и химические неоднородности аморфных сплавов на микро- и субмикроскопическом уровне; 2) измерить его корреляционный радиус (т. е. величину области относительной упорядоченности этого флуктуирующего параметра). Обзор работ, содержащих теоретическое и экспериментальное обоснование метода спин-волновой спектроскопии, уже опубликован [5].

Исследованиями последних лет было установлено, что причиной модификаций закона дисперсии спиновых волн, наблюдаемых методом СВР в пленках аморфных ферромагнитных сплавов [6-8], являются химические неоднородности масштаба $\sim 100 \text{ \AA}$. Различие заключается только в том, что в аморфных сплавах переходной металл—металлоид химические неоднородности проявляются через флуктуации обменного взаимодействия α субмикронного масштаба (Co—P [4, 6], Fe—В [7]), а в аморфных сплавах переходной металл—переходной металл — через пространственные флуктуации модуля намагниченности M этого же масштаба (Co—Zr [6, 8], Fe—Zr [6]). Оказалось также, что химические неоднородности этого про-

странственного масштаба свойственны как аморфным, так и кристаллическим пересыщенным твердым растворам. Поэтому в ходе структурных превращений аморфных сплавов, например при кристаллизации аморфного сплава в кристаллический аналог [9]; при концентриционном переходе «кристаллическое—аморфное состояние» [6, 8] и т. д., тип модификации спектра $\omega(k^2)$ и величины корреляционных радиусов не менялись.

Целью нашей работы является исследование релаксационной части спектра СВР, а именно, зависимости ширин линий спин-волновых мод ΔH_n от волновых векторов стоячих спиновых волн $k_n = n\pi/d$ (n — номер моды в спектре, d — толщина пленки). Объект исследования — пленки аморфных и кристаллических твердых растворов Co—P и Co—Zr, спектры СВР которых характеризовались типичными модификациями закона дисперсии спиновых волн, обусловленными либо флуктуациями обмена α , либо флуктуациями намагниченности M [6, 8]. Вслед за [10] мы считаем, что структурные и химические неоднородности материала должны каким-то образом проявиться в зависимостях $\Delta H_n(k)$. Задача исследования — экспериментально обнаружить эти проявления, т. е. выделить фактор, влияющие которого на кривую $\Delta H_n(k)$ было бы определяющим. Таким образом, наша работа посвящена дальнейшему экспериментальному развитию метода спин-волновой спектроскопии.

1. Эксперимент

Исследуемые сплавы изготовлялись методами химического осаждения (сплавы Co—P) и ионно-плазменного распыления (сплавы Co—Zr) в виде пленок толщиной 1500—3000 Å. Содержание P определялось химическим анализом с точностью ≈ 1 ат. % и варьировалось от 6 до 12 ат. % с шагом ~ 1 ат. %; содержание Zr определялось рентгено-спектральным анализом с точностью ≈ 0.5 ат. % и варьировалось от 0 до 20 ат. % с шагом $1 \div 2$ ат. %. Толщины образцов определялись весовым методом с точностью ≈ 5 %. Тип атомной структуры материала определялся электронной дифракцией. Диаграммы состояний сплавов Co—P и Co—Zr были установлены ранее [6, 8, 11, 12] методами физико-химического анализа в виде диаграмм «состав—свойство». В перечисленных работах показано, что при выбранных технологических режимах сплав Co—Zr в области $x=0 \div 2$ ат. % Zr получался в виде микрогетерофазной системы, включающей ГПУ и ГЦК Co; при $x=3 \div 4$ ат. % Zr — в виде твердого раствора ГПУ — Co(Zr); при $x=5 \div 8$ ат. % Zr сплав получался в виде твердого раствора ГЦК — Co(Zr); в области $x \geq 9$ ат. % Zr сплав имел аморфную структуру. Таким образом, диаграмма состояний сплава Co—Zr характеризовалась двумя критическими точками, разделяющими состояния сплавов с различными атомными структурами, а также областью двухфазности материала при малых x . Диаграмма состояний исследуемых в нашей работе сплавов Co—P характеризовалась одной критической точкой, разделяющей кристаллическое состояние от аморфного; при выбранных технологических режимах сплав получался: в области $x=6 \div 8$ ат. % P в виде твердого раствора ГЦК—Co(P); в области $x=9 \div 12$ ат. % P — аморфным.

Спектр спин-волнового резонанса изучался на стандартном спектрометре ЭПА-2М с частотой $f=9.2$ ГГц. Пленки намагничивались нормально к поверхности, температура измерений — комнатная. Для измерения спектров СВР использовались экспериментальные образцы, представляющие собой трехслойную систему, центральным слоем которой был слой изучаемого сплава. Дополнительные слои толщиной ~ 200 Å, намагниченность которых была соответственно больше или меньше намагниченности изучаемого сплава, играли вспомогательную, но чрезвычайно важную роль — создавали антисимметричные граничные условия для намагниченности центрального слоя. В подробном исследовании [13] было показано, что в этом случае связь между номером моды спектра СВР и значением вол-

нового вектора k определяется простейшим соотношением, не содержащим (как и в [1]) параметра поверхностной анизотропии: $k_n = n\pi/d$; $n=1, 3, 5$. \therefore ; d — толщина слоя исследуемого сплава. Эмпирические правила подбора толщин и намагниченностей дополнительных слоев изложены в [6].

На таких образцах удается получать спектр СВР, содержащий до 15 пиков. В [6, 8] приведены типичные спектры СВР образцов, используемых в нашем исследовании. Как убедительно продемонстрировано в этих работах, такого количества пиков спектра достаточно для надежного экспериментального восстановления закона дисперсии спиновых волн и обнаружения модификации дисперсионной кривой $\omega(k^2)$. Используемые в нашей работе образцы характеризовались следующими модификациями кривой

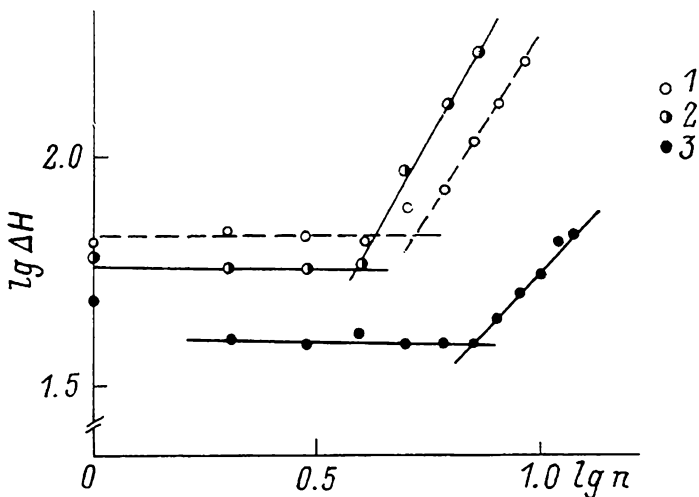


Рис. 1. Зависимость ширины спин-волновых мод ΔH_n спектра СВР от волнового вектора $k=n\pi/d$ в координатах $\lg \Delta H - \lg n$.

1 — двухфазный (ГПУ и ГЦК) Со; 2 — ГЦК твердый раствор Co_{93}P_7 ; 3 — аморфный сплав $\text{Co}_{97}\text{Zr}_{13}$.

$\omega(k^2) \sim \delta H_{1n}(k^2) = H_1 - H_n$ (H_n — резонансное поле n -й моды): все образцы Со—Р сплавов — модификацией типа «обменный излом» (терминология введена в [3]); образцы микрогетерофазных Со—Zr сплавов ($x=0 \div 2$ ат. % Zr) — таким же обменным изломом кривых $\delta H_{1n}(n^2)$; на образцах Со—Zr сплавов при концентрации $x \geq 3$ ат. % Zr на зависимости $\delta H_{1n}(n^2)$ наблюдался излом другого знака, названный в [3] изломом «по намагниченности». Характерные волновые векторы $k_{ni} = n_i \pi / d$ точек излома зависимостей $\delta H_{1n}(n^2)$ связаны с величинами корреляционных радиусов флуктуаций α и M соотношением: $r_i = 1/k_{ni}$. Типы модификаций зависимостей $\delta H_{1n}(n^2)$ и концентрационные зависимости характерных волновых векторов $k_{ni}(x)$ приведены для Со—Р сплавов в работе [4] (рис. 1) и в работе [6] (рис. 4, рис. 11); для сплавов Со—Zr в работе [8] (рис. 1, рис. 3).

Из спектров СВР, помимо вида функции $\delta H_{1n}(n^2)$ и величины волнового вектора точки излома k_{ni} , можно получить информацию о ширине спин-волновых мод ΔH_n . (Анализ вида функции $\Delta H_n(n)$ и входящих в нее параметров и есть цель нашей работы). Ширина линии спин-волновой моды определялась по разнице экстремумов кривой производной спектра поглощения. Измерения $\Delta H_n(n)$ были проведены на 20 образцах: 6 образцов сплавов Со—Р и 14 образцов сплавов Со—Zr с различным содержанием компонентов.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены экспериментальные кривые $\Delta H_n(n)$ в виде зависимостей $\lg \Delta H_n$ от $\lg n$ для трех образцов из двадцати: пленки кристаллического двухфазного (ГПУ и ГЦК) Со, пленки перенасыщенного ГЦК

твердого раствора Co_{93}P_7 , пленки аморфного сплава $\text{Co}_{87}\text{Zr}_{13}$. Ширины спиновых мод спектров СВР остальных семнадцати образцов характеризуются аналогичными зависимостями от волновых векторов k . Видно, что наши экспериментальные результаты могут быть описаны функцией

$$\Delta H_n(k) = \begin{cases} \Delta H^{(0)}, & k < k_u^{(1)} = \frac{n_u^{(1)}\pi}{d}, \\ \eta^{(1)}k^p, & k > k_u^{(1)} = \frac{n_u^{(1)}\pi}{d}, \end{cases} \quad (1)$$

содержащей четыре параметра. Это $\Delta H^{(0)}$ — ордината $\Delta H_n(n)$ в области волновых векторов k , меньших некоего $k_u^{(1)}$; характерный волновой вектор $k_u^{(1)} = n_u^{(1)}\pi/d$ точки излома $n_u^{(1)}$ функции $\Delta H_n(n)$ в области волновых векторов, больших $k_u^{(1)}$ — коэффициент $\eta^{(1)}$ (размерность — $\text{Э}\cdot\text{см}^p$) и числовой показатель степени p . Величины этих параметров для разных материалов

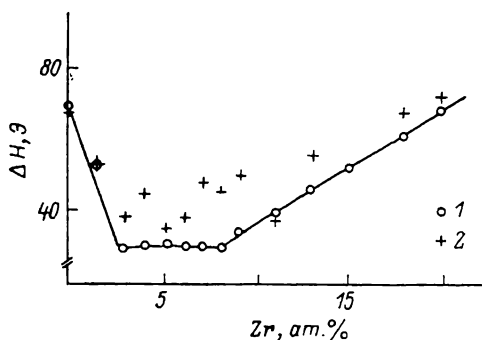


Рис. 2. Концентрационные зависимости релаксационных характеристик Co-Zr сплавов.

1 — начальная ордината $\Delta H^{(0)}$ функции $\Delta H_n(x)$; 2 — ширина ΔH_1 , первой моды в спектре СВР.

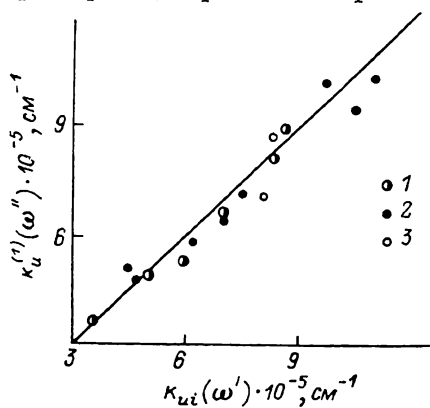


Рис. 3. Фазовая диаграмма характерных волновых векторов, измеренных из точек изломов зависимости $\Delta H_n(n)$ и модификации закона дисперсии $\delta H_{1n}(n^2)$. 1 — сплавы Co-P , 2 — сплавы Co-Zr , 3 — двухфазный (ГПУ и ГЦК) Co .

различны. Очевидно, что и функциональная зависимость этих параметров, скажем, от концентрации x , также будет различна. Построим концентрационные зависимости введенных параметров. Начнем с функции $\Delta H^{(0)}(x)$.

На рис. 2 приведена концентрационная зависимость $\Delta H^{(0)}(x)$ для сплавов Co-Zr . Зависимость $\Delta H^{(0)}(x)$ описывается тремя линейными участками: наибольшая величина $\Delta H^{(0)}(0)$ характеризует двухфазный Co , с уменьшением гетерофазности сплава Co-Zr величина $\Delta H^{(0)}(x)$ убывает линейно; однофазные сплавы Co-Zr характеризуются постоянной величиной $\Delta H^{(0)}$, не реагирующей на полиморфный переход ГПУ—ГЦК; аморфные сплавы Co-Zr в интервале $x=9-20$ с хорошей точностью характеризуются линейной зависимостью $\Delta H^{(0)}(x)$ с положительным градиентом, равным $3\text{Э}/\text{ат. \% Zr}$. Таким образом, на зависимости $\Delta H^{(0)}(x)$ проявляются область двухфазности материала и критическая концентрация x_{2c} , разделяющая кристаллическое и аморфное состояния. На рис. 2 также приведены величины ширины линии первой моды спектра ΔH_1 . Известно, что на эту характеристику сильно влияют (помимо внутренних микроненормодностей материала) неоднородности поверхности образца. Если представим ΔH_1 как сумму величины $\Delta H^{(0)}$ и некоей, обусловленной состоянием поверхности, величины ΔH_s , то разность ординат точек, представленных на рис. 2, будет давать зависимость $\Delta H^s(x)$. Видно, что эта зависимость величины ΔH_s от x не регулярна, а определяется, по-видимому, случайными факторами технологии получения образцов.

Зависимость $\Delta H^{(0)}(x)$ для ГЦК и аморфных сплавов Co-P аналогична участку ($6 \leq x \leq 12$) кривой $\Delta H^{(0)}(x)$ рис. 2, поэтому здесь мы ее не приводим.

Перейдем теперь к концентрационным зависимостям характерных волновых векторов $k_u^{(1)}$ точек изломов $n_u^{(1)}$ функций $\Delta H_n(n)$. После построения зависимостей $k_u^{(1)}(x)$ выяснилось, что и для сплавов Co—P, и для сплавов Co—Zr эти зависимости полностью тождественны концентрационным зависимостям волновых векторов k_{ui} , определенных по точке излома в законе дисперсии спиновых волн $\delta H_{1n}(n^2)$. (Кривые $k_{ui}(x)$ для сплавов Co—P приведены в [6], рис. 11 и для сплавов Co—Zr в [8], рис. 3). Для наглядной иллюстрации этой тождественности на рис. 3 представлены экспериментальные точки $k_u^{(1)}(x)$ и $k_{ui}(x)$ в системе координат, где для одного и того же материала по оси ординат отложены волновые векторы $k_u^{(1)}$, определяемые из точек изломов зависимостей ширины линий спин-волновых мод спектра СВР $\Delta H_n(n)$, а по оси абсцисс — волновые векторы k_{ui} точек изломов зависимостей $\delta H_{1n}(n^2)$, описывающих модификацию местоположения самих мод в спектре СВР. Как видно из рисунка, экспериментальные точки с хорошей точностью ложатся на биссектрису угла, так что справедливо уравнение

$$k_u^{(1)}(\omega'') \equiv k_{ui}(\omega'). \quad (2)$$

(Здесь символами ω' , ω'' отмечено происхождение измеряемой характеристики: ω' — действительная часть закона дисперсии $\omega(k^2)$, ω'' — мнимая часть, описывающая релаксационные характеристики спектра СВР).

Таким образом, как следует из данных рис. 3, обобщенных уравнением (2), именно химические неоднородности масштаба $\sim 100 \text{ \AA}$ сплавов Co—P и Co—Zr (либо фазовые неоднородности этого же масштаба для чистого Co) являются единственной причиной изломов зависимости релаксационных характеристик спектра СВР $\Delta H_n(n)$ (рис. 1) и изломов в законе дисперсии спиновых волн $\delta H_{1n}(n^2)$ [6, 8]. Размер этих неоднородностей может быть определен как регистрацией $k_u^{(1)}(\omega'')$, так и регистрацией $k_{ui}(\omega')$ по соотношению: $r_0 \sim 1/k_u^{(1)}(\omega'') \equiv 1/k_{ui}(\omega')$. Любопытная деталь: химические и фазовые неоднородности проявляются в зависимостях релаксационных характеристик спектров СВР разных типов сплавов совершенно одинаково (рис. 1), тогда как закон дисперсии $\omega(k^2)$ в них эти же неоднородности модифицируют по-разному. Во введении отмечалось, что принцип выделения главного флуктуирующего параметра спиновой системы основан на возможности разделения в кривых $\delta H_{1n}(n^2)$ случая флуктуаций обмена от случая флуктуаций намагниченности. Следовательно, по зависимостям ширины спин-волновых мод $\Delta H_n(n)$ может быть определен корреляционный радиус флуктуаций. Однако выделить главный флуктуирующий параметр спиновой системы по кривым $\Delta H_n(n)$ нельзя.

Рассмотрим методическое следствие уравнения (2). Оно заключается в существенном упрощении доказательства достоверности излома на законе дисперсии $\delta H_{1n}(n^2)$. Раньше его проводили, показывая, что для набора пленок разных толщин сплава одного состава изломы кривых $\delta H_{1n}(n^2)$ наблюдаются при различных значениях n_u , но при одном и том же значении характерного волнового числа k_u [4]. Теперь же из (2) следует, что если излом на кривой $\delta H_{1n}(n^2)$ сопровождается изломом на кривой $\Delta H_n(n)$ при одном и том же значении n , то излом закона дисперсии $\delta H_{1n}(n)$ достоверен.

Обратимся теперь к коротковолновой части зависимости $\Delta H_n(n)$ от волнового вектора k . Согласно (1), она является степенной функцией и достаточно полно характеризуется коэффициентом $\eta^{(1)}$ и показателем степени p . Зависимости этих характеристик от содержания Zr в Co—Zr сплавах приведены на рис. 4, а, б. Так как экспериментальная зависимость показателя степени $p(x)$ имеет особое значение, мы начнем рассмотрение с нее. На рис. 4, а все кристаллические сплавы (и двухфазные, и твердые растворы разных симметрий) с хорошей точностью могут быть охарактеризованы постоянной величиной $p_{кр}$, а все аморфные — другой постоянной, вдвое меньшей $p_{кр}$

$$p_{a.c} = \frac{1}{2} p_{кр}. \quad (3)$$

(Величина показателя p для сплава $\text{Co}_{91}\text{Zr}_9$ на рис. 4, *a* отражает переходный характер этого состояния). Различие величин показателей степенных функций $\Delta H_{n>n_u} \sim k^p$ для аморфных и кристаллических сплавов является общим свойством, не зависящим от способа получения сплава. В этом убеждает зависимость $p(x)$ для сплавов $\text{Co}-\text{P}$, изготовленных, как указано выше, по технологии, совершенно отличной от технологии получения

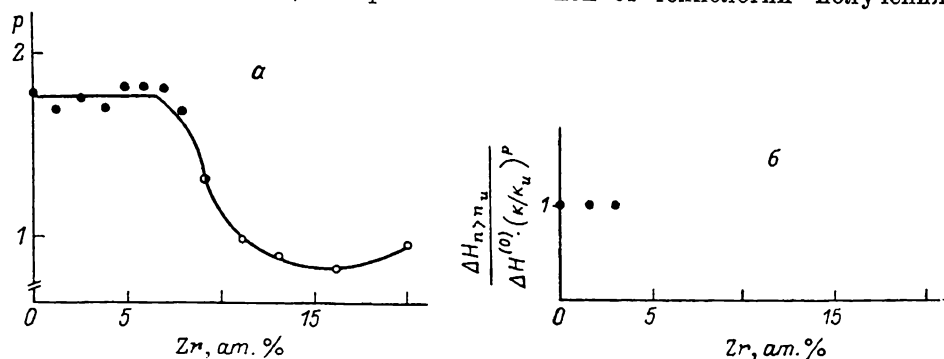


Рис. 4. Концентрационные зависимости релаксационных параметров функции $\Delta H_{n>n_u} = \eta^{(1)} k^p$ коротковолновой части спектра СВР сплавов $\text{Co}-\text{Zr}$.

a — показатель степени $p(x)$; *b* — коэффициент $\eta^{(1)}$ в нормированных единицах.

$\text{Co}-\text{Zr}$ сплавов. На рис. 5, *a* шесть точек, описывающих зависимость $p(x)$ для $\text{Co}-\text{P}$ сплавов, разбились на две группы, ординаты которых также отличаются ровно вдвое: $p_{a,c} = \frac{1}{2} p_{кр}$. При кристаллизации аморфного сплава величина показателя p меняется: в ходе процесса кристаллизации величина p постепенно увеличивается и в конечной стадии процесса кристаллизации представляет собой удвоенную исходную величину. Кинетика изменения

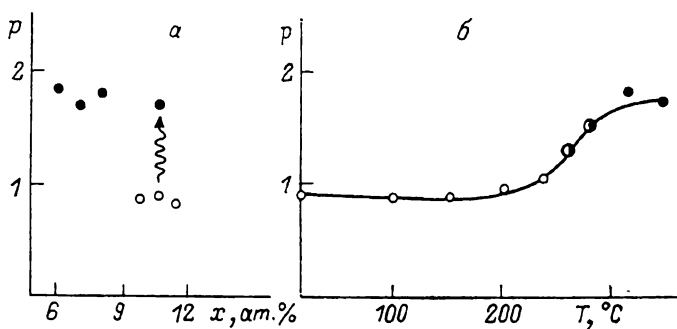


Рис. 5. Зависимости показателя p для $\text{Co}-\text{P}$ сплавов.

a — функция $p(x)$, отражающая концентрационный переход «кристалл—аморфное состояние»; *b* — функция $p(T)$, демонстрирующая кинетику кристаллизации аморфного сплава $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$.

величины $p(t)$ в ходе процесса кристаллизации аморфного $\text{Co}-\text{P}$ сплава представлена на рис. 5, *b*. (Истинные величины показателя в степенной функции $\Delta H_{n>n_u} \sim k^p$ равны: для кристаллических сплавов $p_{кр} \approx 1.8$, для аморфных — $p_{a,c} \approx 0.9$. В дальнейшем мы будем считать их равными двум и единице соответственно, так как отношение этих величин правильно отражает результат эксперимента).

Информация, представленная на рис. 4, *a* и рис. 5, *a*, *b*, является очень ценной. Из нее следует, что величина показателя степенной функции $\Delta H_{n>n_u} \sim k^p$, описывающей зависимость ширины линий СВР от волнового вектора k коротковолновой части спектра СВР, ограниченной условием $k > k_u^{(1)} \sim 1/r_0$ (где r_0 — размер химической неоднородности), является структурно-чувствительной характеристикой. Действительно, концентрационный переход кристаллического твердого раствора в аморфное состояние (и для сплавов $\text{Co}-\text{Zr}$, и для сплавов $\text{Co}-\text{P}$) сопровождается скачком

образным уменьшением величины p вдвое. Следовательно, это уменьшение обусловлено разупорядочением ближайшего окружения, т. е. «включением» в аморфном сплаве топологического беспорядка. Обоснованность этого вывода подтверждается результатами, представленными на рис. 5, б, где отслежен процесс «выключения» топологического беспорядка в ходе процесса кристаллизации аморфного сплава.

Что касается коэффициента $\eta^{(1)}$, то анализ экспериментальных результатов показал справедливость равенства

$$\eta^{(1)} = \Delta H^{(0)} k_u^{-p}. \quad (4)$$

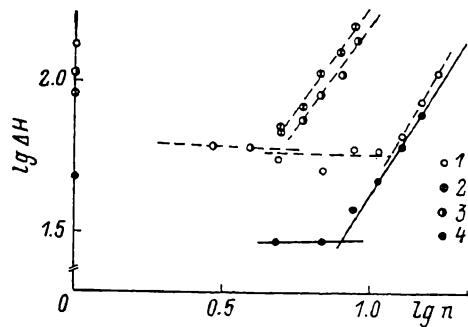
Таким образом, величина $\eta^{(1)}$ определяется величинами двух параметров: $\Delta H^{(0)}$ и k_u ; на рис. 4, б приведено отношение величин $\Delta H_{n > n_u}$, определяемых в Co—Zr сплавах экспериментально, к вычисленным величинам $\Delta H^{(0)} (k/k_u^{(1)})^p$. Как видно из рисунка, это отношение равно единице. В Co—P сплавах получен аналогичный результат.

Итак, экспериментально показано, что информация об упорядочении либо разупорядочении ближайшего атомного окружения проявилась в релаксационных характеристиках спектров СВР, измеряемых в волновом диапазоне $k \sim 10^5 \div 10^6 \text{ см}^{-1}$. Этот экспериментальный факт, безусловно, интересен. Он ставит вопрос о природе релаксационных характеристик коротковолновой части спектра и стимулирует теоретические исследования в этой области. Заметим, что в [3], помимо теоретических выражений, описывающих модификацию закона дисперсии для спиновых волн, получены также выражения для мнимой добавки к частоте $\omega''(k)$, описывающие затухание спиновых волн, обусловленное их рассеянием на неоднородностях обмена, намагниченности и анизотропии. В [3] было показано, что в окрестности характерного корреляционного волнового числа k_i должно происходить изменение закона возрастания $\omega''(k)$, однако приводить эти выражения здесь не имеет смысла, так как экспериментальные зависимости, представленные на рис. 1, 4, 5, совершенно отличны от предсказанной теорией. Поэтому вопрос о механизмах релаксационных процессов в разупорядоченных сплавах продолжает оставаться открытым. Результаты, представленные на рис. 2 и рис. 4, б, дают указание на то, что эти механизмы связаны с неоднородностями (фазовыми и химическими) материала, и наблюдаемые в нашей работе значения ΔH_n обусловлены неоднородным уширением резонансной линии. Однако чем же обусловлен эффект переключения величины p в различающихся структурно состояниях сплава?

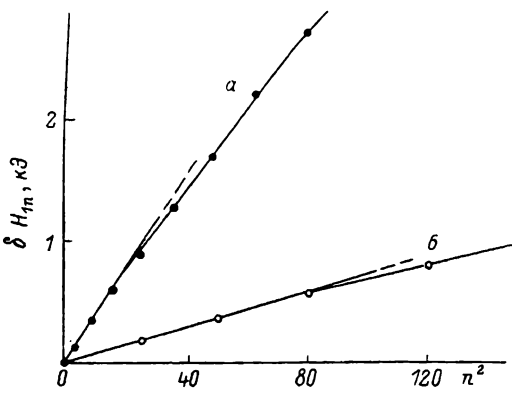
Качественно рассмотрим здесь один из возможных механизмов этого эффекта. Из данных рис. 1 видно, что диссипация энергии спиновых волн существенно увеличивается в области волновых векторов $k > k_u^{(1)} \approx 1/r_i$. В принципе этой диссипации может соответствовать механизм перекачки энергии в собственные колебания намагниченности химических неоднородностей. И вот на эти собственные колебания, и на хорошо известную аналогию между уравнением движения для амплитуды прецессии магнитного момента и уравнением Шредингера, описывающим движение частицы в некоем потенциале [14], мы хотели бы обратить внимание. Известно, что уровни энергии частицы в прямоугольной потенциальной яме пропорциональны n^2 , а в параболической яме $\sim n$. Если считать, что задача о собственных колебаниях намагниченности химических неоднородностей в кристаллическом сплаве аналогична задаче движения частицы в прямоугольной потенциальной яме, а задача о собственных колебаниях намагниченности химических неоднородностей в аморфном сплаве — задаче частицы в параболической яме, то хотя бы качественно становится понятным скачкообразное изменение показателя $p(x)$, $p(t)$, представленное на рис. 4, а, рис. 5, а, б. Основанием для сделанного предположения может служить существование в кристаллических сплавах четких межфазных и межкристаллитных границ и размытость аналогичных образований в аморфных сплавах.

Рассмотрим теперь один из интригующих экспериментальных результатов самых первых работ, выполненных методом СВР на поликристаллических пленках металлов и сплавов. Он касается зависимости релаксационных характеристик спектра СВР. Дело в том, что ранее уже наблюдались кривые $\Delta H_n(n)$, аналогичные представленным на рис. 1. Например, на рис. 6 четырьмя кривыми приведены графические результаты двух работ [15, 16], полученные на пленках разных толщин и составов. Мы не будем сейчас касаться объяснений, даваемых авторами указанных работ наблюдаемому эффекту. Отметим только, что в исследуемых в [15, 16] материалах для коротковолновой части спектра СВР хорошо выпол-

Рис. 6. Зависимости $\Delta H_n(n)$ в координатах $\lg \Delta H$ от $\lg n$ для кристаллических сплавов. Сплав $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ [15]. 1, 2 — толщины пленок $d=5000 \text{ \AA}$ и 2800 \AA соответственно, $f=9.6 \text{ ГГц}$; 3 — $d=2800 \text{ \AA}$, $f=14.6 \text{ ГГц}$; двухфазный Co — 4 [16]: $d=6000 \text{ \AA}$, $f=9.2 \text{ ГГц}$.



няется зависимость $\Delta H_{n>n_c} \sim k^2$. Теперь после выполненного нами выше исследования мы знаем, что за эффект излома кривой $\Delta H_n(n)$ на рис. 1, 6 отвечает химическая либо фазовая микронеоднородность материала и что из волнового вектора $k_x^{(1)}$ точки излома может быть определен размер этой неоднородности. Зададимся вопросом, являющимся следствием уравнения (2) (рис. 3): авторы [15, 16] должны были наблюдать модификацию закона дисперсии спиновых волн $\delta H_{1n}(n^2)$ (1); если это так, то к какому типу (по классификации [3]) она относится и каковы величины корреляционных радиусов? Величины резонансных полей H_n спектров СВР в [15, 16] представлены только в виде таблиц. Мы провели построение кри-



сти закона дисперсии спиновых волн $\delta H_{1n}(n^2)$ (1); если это так, то к какому типу (по классификации [3]) она относится и каковы величины корреляционных радиусов? Величины резонансных полей H_n спектров СВР в [15, 16] представлены только в виде таблиц. Мы провели построение кри-

Рис. 7. Модификация закона дисперсии для спиновых волн. а — сплав $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ [15]; б — двухфазный Co [16].

вых $\delta H_{1n}(n^2)$ по указанным в таблицах числовым данным, эти кривые представлены на рис. 7. Как видим, авторы [15, 16] действительно наблюдали модификацию закона дисперсии $\delta H_{1n}(n^2)$, для обоих материалов модификация спектра $\delta H_{1n}(n^2)$ обусловлена флуктуациями обменного взаимодействия, величины корреляционных радиусов этих флуктуаций $\sim 200 \text{ \AA}$. Таким образом, с модификацией спектра СВР типа «обменный излом» экспериментаторы неоднократно сталкивались задолго до работы [4], в которой впервые было проведено исследование этого эффекта в аморфном ферромагнетике. Тем не менее именно работа [4] заслуженно считается экспериментальным обоснованием метода спин-волновой спектроскопии, так как в [4] проводился целенаправленный поиск излома в спектре $\delta H_{1n}(n^2)$. В то же время экспериментальные предпосылки для развития метода спин-волновой спектроскопии содержались уже в первых экспериментальных работах по СВР.

Итак, из экспериментальных данных, полученных в этой работе, могут быть сделаны следующие выводы.

1) Информация о величинах корреляционных радиусов r_0 микронеоднородностей материала может быть получена методом спин-волновой спектроскопии не только из измерения модификации закона дисперсии спиновых волн $\delta H_{1n}(n^2)$ (что уже неоднократно проделывалось), но и из измерения зависимости ширины спин-волновых мод от волнового вектора k , т. е. из релаксационной части спектра СВР $\Delta H_n(n)$, где эти микронеоднородности также проявляются характерным волновым числом $k_n^{(1)} \sim 1/r_0$, в окрестности которого происходит изменение вида функции $\Delta H_n(n)$.

2) Зависимость ширины спин-волновой моды от волнового вектора k коротковолновой части спектра СВР ($k > k_n^{(1)}$) в пленках аморфных и кристаллических сплавов описывается функцией

$$\Delta H_{n > n_u}(k) \sim k^p.$$

3) Величина показателя этой функции или величина p в отличие от других релаксационных параметров спектра СВР является структурно-чувствительной характеристикой, различающей аморфное состояние твердого раствора от кристаллического. Для каждого состояния материала величина p постоянна. Числовые значения постоянной отличаются в кристаллических и аморфных сплавах вдвое: $p_{кр} = 1.8 \approx 2$, $p_{а.с} = 0.9 \approx 1$.

Авторы благодарны Л. Я. Максимович (Краков) за полезные обсуждения, стимулировавшие эту работу, Р. Г. Хлебопросу и В. А. Игнатченко за обсуждение результатов, а также М. М. Бруштунову за предоставление пленок сплавов Co—Zr.

Л и т е р а т у р а

- [1] Kittel Ch. Phys. Rev., 1958, vol. B110, N 4, p. 1295—1297.
- [2] Seavey M. H., Tannenwald P. E. Phys. Rev. Lett., 1958, vol. 1, N 5, p. 168—169.
- [3] Игнатченко В. А., Исаков Р. С. ЖЭТФ, 1977, т. 72, № 3, с. 1005—1017. 1978, т. 75, № 4, с. 1438—1443; Препринт № 268Ф, Красноярск ИФСО АН СССР, 1984. 15 с.; Препринт № 371Ф, Красноярск, ИФСО АН СССР, 1986. 26 с.
- [4] Игнатченко В. А., Исаков Р. С., Чеканова Л. А., Чистяков Н. С. ЖЭТФ, 1978, т. 75, № 2, с. 653—657.
- [5] Ignatchenko V. A., Iskhakov R. S. In: Physics of Magnetic Materials (proc. of the 2nd Intern. Conf. on Physics of Magnetic Materials, Jadwisin (Poland), Sep. 17—22, 1984.) Part 1—Invited papers Singapore—Philadelphia: World Scient., 1985, p. 527—550; Игнатченко В. А., Исаков Р. С. Препринт № 292Ф, Красноярск, ИФСО АН СССР, 1984. 22 с.
- [6] Исаков Р. С., Чеканова Л. А., Кипарисов С. Я. и др. Препринт № 283Ф, Красноярск, ИФСО АН СССР, 1984. 44 с.
- [7] Maksutowicz L. J., Temple D., Zuberek R. JMMM, 1986, vol. 58, N 3, p. 303—308.
- [8] Исаков Р. С., Бруштунов М. М., Чеканов А. С. Препринт № 429Ф, Красноярск, ИФСО АН СССР, 1987. 14 с.
- [9] Исаков Р. С., Фиш Г. И., Хлебопрос Р. Г. ФТТ, 1983, т. 25, № 2, с. 568—570.
- [10] Maksutowicz L. J., Temple D., Zuberek R. JMMM, 1986, vol. 62, N 3, p. 305—310.
- [11] Исаков Р. С., Попов Г. В., Карпенко М. М. ФММ, 1983, т. 56, № 1, с. 85—93.
- [12] Исаков Р. С., Бруштунов М. М., Турпанов И. А. Препринт № 413Ф, Красноярск, ИФСО АН СССР, 1986. 21 с.
- [13] Хлебопрос Р. Г. Автореф. докт. дис., Красноярск, 1975. 20 с.
- [14] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
- [15] Wigen P. E. Phys. Rev., 1964, vol. 133, N 6A, p. A1557—1568.
- [16] Phillips T. G., Rosenberg H. M. Phys. Lett., 1964, vol. 8, N 5, p. 298—299.

Институт физики им. Л. В. Киренского
СО АН СССР
Красноярск

Поступило в Редакцию
4 сентября 1987 г.