

$$J_n = \frac{1}{I^2} \left\{ \frac{Rb}{Kn} (\sin a - \sin b) + \frac{2Rg}{Kn} (\sin y - \sin g) + \frac{Rc}{k \frac{H}{A} - Kn} (\sin a - \sin g) + \frac{Rc}{k \frac{H}{A} + Kn} (\sin a - \sin b) + \frac{Rc}{k \frac{H}{A} + Kn} (\sin b + \sin g) \right\}^2 + \frac{1}{I^2} \left\{ \frac{Rb}{Kn} (\cos b - \cos a) - \frac{Rc}{k \frac{H}{A} - Kn} (\cos a - \cos g) + \frac{Rc}{k \frac{H}{A} + Kn} (\cos b - \cos g) \right\}^2$$

де $kH + KnB = \alpha$, $kH - KnB = \beta$, $Kn(B+A) = \gamma$, $KnD = \psi$, $K = \frac{2p}{D}$, $k = \frac{2p}{l}$, B, A, D, H - параметры решетки.

Эта зависимость отличается от решения полученного в работе [5] для периодических МЭС, не учитывающего специфики ЭТ МЭС - наличие склонов травления и разных коэффициентов отражения от дна, вершин и склонов.

В ходе аддитивных и субтрактивных процессов коэффициент отражения изменяется, что приводит к изменению спектральных характеристик при неизменных геометрических характеристиках.

Свойства симметрии в дифракции Фраунгофера не нарушаются при изменении коэффициентов отражения, но при возникновении ассиметрии в профиле ЭТ эти свойства нарушаются.

При наклонном падении зондирующего излучения в плоскости параллельной штрихам решетки и совпадающей с нормалью к ее поверхности, можно добиться того, что индикатрисы рассеивания излучения в главные дифракционные максимумы старших порядков будут иметь достаточные величины малых осей эллипсоидов вращения, чтобы использовать их размеры в вычислениях шероховатости поверхности.

Используя вышеприведенную зависимость для моделирования дифракционного спектра, образованного при нормальном падении зондирующего монохроматического излучения на диэлектрическую тест-структуру с ЭТ субмикронного диапазона, был создан банк данных.

С помощью компьютерного моделирования были синтезированы виртуальные объекты, позволяющие изучать особенности дифракции на непрозрачных тест-структуры с трапециевидной топологией и разными коэффициентами отражения. При получении набора экспериментальных интенсивностей происходит оценивание каждой интенсивности I_n согласно принятой шкале оценок и из всего массива синтезированных спектров выбираются те, которые имеют наибольшее подобие экспериментальному дифракционному спектру. Затем шаг дробится и процедура повторяется снова.

Программная реализация разрабатываемой методики измерения включает в себя базу данных, математический аппарат для расчета интенсивности дифракционных спектров и синтеза спектров, имитирующих образ реального тест-объекта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Валиев К.А. Физика субмикронной литографии. – М.: Наука, 1990. – 528 с.
2. Беклемишев Н.Н., Беневоленский С.Б., Истомина Н.Л. Повышение точности дифрактометрического метода измерения размеров элементов топологии микроэлектронных структур. – Микроэлектрони-

ка, 1998, т. 27, №6, с. 448-451

3. Тудоа П.А., Быков В.А., Волк Ч.П. и др. Метрологическое обеспечение измерений длины в микрометровом и нанометровом диапазонах и их внедрение в микроэлектронику и нанотехнологию. Часть I. – Микросистемная техника, 2004, №1, с. 38-44

4. Холопов Г.К. Математическая модель рассеивающих свойств диэлектрических поверхностей. - Оптический журнал, 2000, т. 67, вып. 10, с. 31-39.

5. Волков В.В., Герасимов П.Л., Капаев В.В., Ларионов Ю.В. Оптические методы измерения размеров элементов топологии БИС и СБИС. – Микроэлектроника, 1980, т. 9, вып.6, с. 554-563

ВЫСОКОДИСПЕРСНЫЕ КОМПОЗИЦИОННЫЕ ПОРОШКИ – ПОЛУЧЕНИЕ, ИССЛЕДОВАНИЕ, ИСПОЛЬЗОВАНИЕ

Кузовникова¹ Л.А., Денисова² Е.А., Чеканова² Л.А.
¹Красноярский филиал Иркутского государственного университета путей сообщения,

²Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН

Малые размеры частиц, развитая поверхность, химическая и диффузионная активность, пониженные температуры плавления, и, следовательно, температуры спекания делают высокодисперсные порошки перспективным объектом для получения спеченных порошковых и композиционных материалов.

Ансамбль малых частиц характеризуется теми свойствами, которые получает твердое тело при уменьшении его размеров. Различные физические свойства по отношению к характерным размерам малости обусловлены соизмеримостью вкладов поверхностного и объемного компонентов в свободную энергию частиц. Получение композиционных порошков представляющих собой сложную структуру (“ядро” состоит из одного элемента, оболочка, окружающее ядро из другого элемента) позволяет также вносить дополнительную энергию. Энергия вносится за счет взаимодействия между “ядром” и оболочкой. Это также приводит к изменению структурных и физических свойств: тепловых, магнитных и др. В связи с этим важным представляется установление связи между физическими свойствами малых частиц и особенностями их строения. В данной работе были получены высокодисперсные порошки Co/Cu и исследованы их структура и магнитные свойства. Высокдисперсные порошки $(Co_{88}P_{12})_{100-x}/Cu_x$ (концентрация меди изменялась в пределах от 20 до 90 ат. %), представляющие собой ядро аморфного сплава $Co_{88}P_{12}$, покрытого слоем нанокристаллической меди были получены путем химического осаждения кристаллической оболочки из меди на частицы аморфного $Co_{88}P_{12}$. Частицы порошка имели сферическую форму, размер большинства частиц составлял $(0,5 \div 1)$ мкм. Порошки были получены комбинированным методом химического осаждения, основанным на реакции восстановления металлов из водных растворов соответствующих солей.

Для определения атомной структуры образцов были проведены дифракционные исследования на дифрактометре ДРОН-3 с использованием $Cu K\alpha$ из-

лучения. Были исследованы основные (намагниченность насыщения M_0 , величина поля локальной анизотропии $\sqrt{D} H_a$) и интегральные (коэрцитивная сила H_c , величина резонансного поля H_r , ширина линии ФМР – ΔH) магнитные характеристики полученных образцов. Исследования низкотемпературных и полевых зависимостей намагниченности насыщения $M(T)$ и $M(H)$ показали, что CoP/Cu порошки представляют собой мелкодисперсную смесь ферромагнитной и суперпарамагнитной фаз. Ферромагнитная фаза в случае композитных порошков с аморфным ядром характеризуется полем локальной анизотропии равным по величине 2,4 КЭ и практически не меняется при изменении концентрации меди. Намагниченность насыщения композитных порошков M_0 убывает монотонно с увеличением концентрации меди от 700 Гс до 66 Гс в ряду концентраций меди от 20 до 90 ат.%. Величина ΔH ФМР остается постоянной вплоть до 50 ат.%, при дальнейшем увеличении толщины слоя меди наблюдается резкое уменьшение значения ΔH ФМР с 3,0 КЭ для $(Co_{88}P_{12})_{50}/Cu_{50}$ порошка до 1,6 КЭ для частиц состава $(Co_{88}P_{12})_{10}/Cu_{90}$. Увеличение содержания меди свыше 60 ат.% приводит также и к изменению величины коэрцитивной силы. Так, если порошки $(Co_{88}P_{12})_{100-x}/Cu_x$ с $x < 60$ ат.% характеризуются значением $H_c = 250$ Э, то при $x > 60\%$ значение H_c возрастает до 450 Э.

Обработка ультрадисперсных порошков в мельницах различного типа (так называемый механохимический синтез или механическое сплавление) позволяет, изменяя величину энергонасыщенности системы, получать метастабильные фазы с уникальными свойствами, которые зачастую не реализуются при изготовлении сплавов другими методами. В частности, механическое сплавление (МС) осуществляется даже в системах с положительной энтальпией смешения, таких как сплавы Fe-Cu, Ag-Cu, Co-Cu. В данной работе в качестве исходных реагентов МС были использованы вышеназванные порошки композиционных частиц $(Co_{88}P_{12})_{100-x}/Cu_x$, представляющих собой ядро из сплава Co-P, покрытого слоем меди. Таким образом, еще до начала процесса механосплавления была сформирована обширная контактная поверхность, что должно было значительно ускорить процесс формирования метастабильного твердого раствора Co-Cu.

Действительно, сравнительное исследование МС пересыщенных твердых растворов из смесей порошков Co-P и Cu и композиционных порошков $(Co-P)_{100-x}/Cu_x$ показало, что механическое сплавление композиционных порошков с аморфным ядром протекает гораздо быстрее, чем аналогичных порошков, но с кристаллическим ядром, либо механических смесей порошков Co-P и Cu. Таким образом, основная «физико-химическая» причина ускорения процесса механосплавления порошков с композиционными частицами – это уже существующая в них обширная межфазная граница сплавляемых компонент и высокая энергонасыщенность одного из компонент.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФМР И СВР В ПЛЕНКАХ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ (Fe-Ni)-P

Чеканова¹ Л.А., Мороз² Ж.М., Карпенко¹ С.А.
¹Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск,
²Филиал Иркутского государственного университета путей сообщения, Красноярск

В последние годы интенсивно изучаются материалы с нанокристаллической структурой (средний размер зерна около 10-100nm). Физические свойства их значительно отличаются от свойств их крупнокристаллических аналогов [1,2]. Особый интерес вызывает диапазон концентраций ~30ат% Ni, используемых на практике нанокристаллических пленок сплава Fe-Ni, где структурные и химические неоднородности обуславливают необычные физические свойства данных инварных сплавов. Эти неоднородности могут проявлять себя во флуктуациях основных параметров спиновой системы: намагниченности M_s , константы обменного взаимодействия A_{eff} , константы локальной магнитной анизотропии K . Информация о типе магнитных неоднородностей и их пространственной протяженности может быть получена из анализа спектров спиновых волн

Представленная работа посвящена экспериментальному исследованию методом спин-волнового резонанса (СВР) и ферромагнитного резонанса (ФМР) особенностей магнитных свойств нанокристаллических пленок сплава (Fe-Ni)-P (с размером зерна ~10 нм), синтезированных методом химического осаждения во всем диапазоне концентраций, который позволяет получать концентрацию вакансий близкую к предплавильному состоянию.

Впервые возможность возбуждения обменно-связанных спиновых волн однородным высокочастотным магнитным полем в тонкой магнитной пленке, намагниченной перпендикулярно плоскости, была предсказана Киттелем. Основой расчета явилась предложенная им модель однородно намагниченной ферромагнитной пленки с жестким закреплением спинов на ее поверхности. Дисперсионное соотношение в этом случае имело вид:

$$\frac{\omega}{g} = H - 4\pi M + \frac{2A}{M} k^2$$

где ω – частота внешнего переменного поля, γ – магнитомеханическое отношение, H – величина внешнего постоянного магнитного поля, A – постоянная обменного взаимодействия, $k = \pi n/d$ (n – порядковый номер моды в спектре СВР, d – толщина пленки). В этом случае дисперсионный закон $\omega(k)$ квадратичен по k и при постоянной частоте эксперимента $\omega = \text{const}$ распределение резонансных полей пиков СВР также квадратично по k . Тангенс угла наклона зависимости $H_i(n)$ определяется значением константы спин-волновой жесткости $\eta = 2A/M$, где M – намагниченность насыщения. Спин волновая жесткость может быть легко измерена: