

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

РЗ-85-681

Ю. А. Александров

**НЕЙТРОНЫ
И ГЕТЕРОФАЗНЫЕ СОСТОЯНИЯ МАГНЕТИКОВ**

Направлено на 8 Собрание по использованию
рассеяния нейтронов в физике твердого тела
/Юрмала, 30 октября - 1 ноября 1985 г./

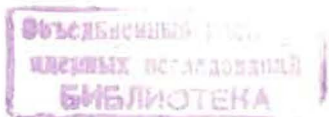
1985

I. Введение

Возникший в начале нашего века интерес к проблеме фазовых переходов и связанных с ними явлений не ослабевает до настоящего времени. Достаточно сказать, что за исследования в этой области были присуждены три Нобелевские премии, причем последняя из них всего два года назад (Ван-дер-Ваальс, 1910; Ландау, 1962; Вилсон, 1983 г.). Такой интерес связан в первую очередь с тем обстоятельством, что идеи и методы описания фазовых переходов находят широкое применение не только в физике конденсированных сред (сверхпроводимость, магнетизм, сегнетоэлектрики и др.), но и в ядерной физике и физике элементарных частиц (ядерная материя, нарушение симметрии при взаимодействиях, кварковый конфайнмент и т.д.). Как известно, для фазового перехода характерны качественные изменения физических свойств системы, возникающие при изменении каких-либо внешних параметров (температуры, давления, электромагнитного поля и т.п.). На процесс развития фазового перехода большое влияние оказывают флуктуации, число их возрастает по мере приближения к критической точке. Важную роль при этом играют гетерофазные флуктуации, которые характеризуются (в отличие от гомофазных) образованием в некотором фазовом состоянии с определенной симметрией макроскопических областей с другой симметрией, соответствующей другой фазе. В отличие от гомофазных флуктуаций гетерофазные флуктуации существуют не только вблизи точек фазового перехода, но и в очень широкой области температур. Вообще говоря, они носят динамический характер, т.е. число и размер их могут меняться со временем. Итак, в системе могут возникать состояния, обладающие одновременно свойствами симметрии двух фаз. Такие состояния называют гетерофазными.

Микроскопическое описание гетерофазных состояний в настоящее время успешно проводится группой теоретиков Дубни (см., например, ^{1,2/}), положивших в основу подхода концепцию квазиравных Н.Н.Боголюбова.

Стимулировать образование гетерофазных состояний могут различного рода микропримеси, например, небольшая примесь ферромагнитных атомов в парамагнетиках. Настоящий доклад посвящен изучению методами нейтронной физики гетерофазных состояний, возникающих в основном по этой причине.



2. Изучение гетерофазных состояний магнетиков с помощью нейтронов

Медленные нейтроны являются прекрасным инструментом для изучения гетерофазных состояний магнетиков. Благодаря наличию у нейтрона магнитного момента удается четко фиксировать существование магнитных неоднородностей в веществе, имеющих время жизни порядка или более 10^{-12} с. Этого времени достаточно, чтобы пролетающий нейтрон успел взаимодействовать с ними. Первые работы, в которых с помощью нейтронов наблюдались гетерофазные состояния в парамагнетиках, относятся к концу 60^х - началу 70^х гг. [3,4,5-7]. Рассмотрим методы, применявшиеся в этих исследованиях.

А. Неполяризованные нейтроны

а) Диффузное рассеяние

При неупорядоченном расположении в структуре примесных атомов возникает диффузное некогерентное рассеяние нейтронов. Если примесные атомы к тому же обладают магнитными моментами, то возникает дополнительное диффузное магнитное рассеяние, пропорциональное квадрату магнитного фактора. Так обстоит дело, если введение примесного атома в матрицу не оказывает возмущающего действия на электронные оболочки соседних атомов матрицы. При наличии областей возмущения сечение рассеяния будет иметь вид [3]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{M_n e^2}{2Mc^2} \right)^2 \alpha \overline{\sin^2 h} \left| \int_V d\vec{r} \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} \right|^2, \quad (1)$$

где $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}_0$, V - объем кристалла, M_n - магнитный момент нейтрона, h - угол между вектором магнитного момента \vec{m} и вектором рассеяния \vec{e} , $\rho(\vec{r})$ - отклонение плотности магнитного момента матрицы от средней, вызванное возмущающим действием примесного атома, иными словами, $\rho(\vec{r})$ описывает поляризацию электронного облака атомов матрицы, окружающих примесный спин, α - концентрация примеси.

Удобно разделить $\rho(\vec{r})$ на две части. Одна из них связана непосредственно с самой примесью, вторая обусловлена поляризацией. В соответствии с этим формулу (1) можно представить в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{M_n e^2}{2Mc^2} \right)^2 \alpha \overline{\sin^2 h} \left\{ M_i F_i(q) + M_k F_k(q) \right\}^2, \quad (2)$$

где $q = 4\pi \frac{\sin \theta}{\lambda}$, а $M_i F_i$, M_k и F_k - магнитные моменты и факторы атома примеси (i) и поляризованного облака (k). Фактор F_k соответствует более размазанному в пространстве распределению, чем F_i , поэтому при больших углах рассеяния $F_k \ll F_i$ и в формуле (2) остается лишь одно слагаемое, пропорциональное $(M_i F_i)^2$.

Поляризация электронов атомов матрицы, окружающих примесный спин, может привести к возникновению в магнетиках гетерофазных состояний, например, к образованию ферромагнитных кластеров в основной парамагнитной фазе. Существование таких кластеров было подтверждено в 60-х годах нейтронографическими исследованиями парамагнетика палладия, содержащего примеси железа и кобальта [3]. Чистый палладий ($Z = 46$, электронная конфигурация $(Kr)(4d)^{10}$) обладает сравнительно большой магнитной восприимчивостью ($\chi = 5,6 \cdot 10^{-4}$ с.г.с.м/моль при $T = 293$ К), в 10 раз более высокой, чем, например, у вольфрама. Уже при небольшом содержании железа или кобальта ($\alpha \sim 10^{-3}$) парамагнитный металл палладий становится ферромагнитным при низких температурах, а при $\alpha \sim 0,1$ переход наступает при $T \approx 300$ К. По данным магнитных измерений, у содержащего магнитные примеси палладия эффективный магнитный момент, отнесенный к одному атому примеси, очень большой: при $\alpha = 0,28\%$ в сплаве $Pd_{1-\alpha} Fe_\alpha$ он равен $12 M_B$, где M_B - магнетон Бора.

Нейтронные эксперименты с образцами палладия, содержащего железо и кобальт, показали, что сечение диффузного рассеяния в зависимости от переданного импульса имеет острый пик вперед, обусловленный медленным спадом поляризации с ростом расстояния от примеси. При увеличении концентрации примеси возникает перекрытие поляризованных облаков. Рост перекрытия ведет к уменьшению намагниченности на одну примесь и соответствующему уменьшению диффузного рассеяния вперед. Обработка экспериментальных данных по формуле (2) при больших углах рассеяния позволяет определить величину $M_i F_i$ (q_{max}), а экстраполяция ее к малым q - фактор F_k . Вычислив его фурье-образ, можно получить распределение $\rho(\vec{r})$. Оказалось, что ферромагнитные кластеры захватывают пространственную область, содержащую до 200 атомов палладия. И хотя магнитный момент каждого атома палладия мал ($\approx 0,05 M_B$), большая пространственная протяженность поляризованного облака приводит к большому ($\approx 10 M_B$) эффективному магнитному моменту. Измерения проводились при температуре ниже точки Кюри. Однако магнитные кластеры существуют и в парамагнитной фазе, что было подтверждено исследованиями как температурной зависимости намагниченности сплавов $Pd_x Fe_{1-x}$ и $PdCo$, так и мессбауэровского эффекта в них (см. например, [8]).

В работе /9/ изучалось диффузное рассеяние нейтронов в паллади, содержащем 0,23% Mn. Измерения проводились при T выше точки Кюри. Результаты исследований подтвердили существование ферромагнитных кластеров в парамагнитной фазе. Однако сечение рассеяния вперед оказалось выше вычисленного на основе экспериментальных данных о намагниченности образца в насыщении. Возможно, что расхождение связано с гетерофазными флуктуациями. Нейтроны чувствительны к флуктуациям, в макроскопических же опытах их можно не заметить, если время релаксации флуктуационных магнитных моментов недостаточно велико.

б) Дифракционное отражение нейтронов от монокристаллов

Поскольку ширина дифракционного пика $\Delta\theta \sim \frac{\lambda}{R}$, то при длине волны $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$ рассеянные на магнитных кластерах нейтроны должны дать вклад в дифракционные пики, если размеры R кластера, состоящего из атомов матрицы, порядка или больше нескольких десятков \AA. В принципе подобное рассеяние можно было бы выделить, анализируя зависимость интегральных интенсивностей дифракционных пиков от переданного импульса. Однако из-за сильного ядерного рассеяния и невозможности корректного учета экстинкции такая процедура возможна лишь в ограниченном числе случаев.

Дифракционное рассеяние нейтронов на монокристаллах, изготовленных из смесей, обогащенных изотопом ^{186}W , позволило обнаружить существование гетерофазного состояния в вольфраме, содержащем микропримеси кобальта /5-7/. Смесей, обогащенные ^{186}W , обладают аномально малыми амплитудами ядерного рассеяния, поэтому вклад других, хотя и небольших эффектов можно зафиксировать. При наличии в парамагнитной фазе вольфрама ферромагнитных кластеров интегральные интенсивности дифракционных отражений монокристаллических нейтронов от семейства плоскостей (hkl)

$$I_{(hkl)} = K \left\{ (a + Zf a_{ne})^2 + (1-f)^2 \gamma^2 c t g^2 \theta + \rho^2 \right\} A_{(hkl)} \frac{\exp[-2B(\frac{\sin\theta}{\lambda})^2]}{\sin 2\theta}, \quad (3)$$

где K - постоянный для всех измеренных отражений коэффициент, a - длина ядерного расстояния, f - атомный формфактор, a_{ne} - длина (ne) рассеяния, A - фактор поглощения, θ - угол Брэгга, $\exp[-2B(\frac{\sin\theta}{\lambda})^2]$ - фактор Дебая-Валлера, $\gamma^2 c t g^2 \theta$, где $\gamma = \frac{1}{2} M_n \frac{Ze^2}{mc^2}$, учитывает швингеровское рассеяние, $\rho^2 = \frac{2}{3} F_M^2 a_M^2$, где F_M - магнитный формфактор вольфрама, a_M - длина магнитного рассеяния, отнесенная к одному атому вольфрама.

При отсутствии ρ^2 величина

$$\left[\frac{I_{(hkl)}}{A_{(hkl)} K} \sin 2\theta \exp[2B(\frac{\sin\theta}{\lambda})^2] - (1-f)^2 \gamma^2 c t g^2 \theta \right]^{1/2} = a + Zf a_{ne} \quad (4)$$

должна линейно зависеть от Zf с наклоном прямой, определяемым величиной a_{ne} . Экспериментальные кривые не удовлетворяли этому условию (для двух разных изотопических смесей с $a > 0$ и $a < 0$ были получены различающиеся вдвое величины a_{ne}). Описать экспериментальные точки с одним значением a_{ne} удалось лишь введя величину ρ^2 , зависящую от переданного импульса в соответствии с рис. I. Из рис. I

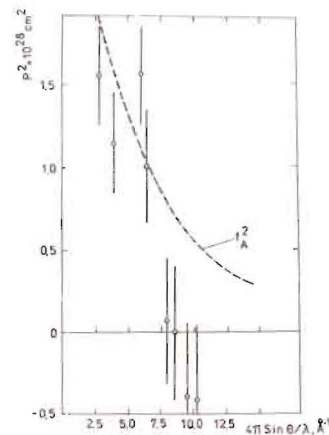


Рис. I. Зависимость величины $\rho^2 \sim F_M^2$ от переданного импульса, $\frac{1}{\lambda^2}$ - кривая квадрата атомного формфактора вольфрама.

видно, что ρ^2 (или F_M^2) падает с ростом q быстрее, чем квадрат атомного формфактора вольфрама, как и должно быть при магнитном рассеянии.

В. Поляризованные нейтроны

а) Деполяризация прошедшего пучка

Различного рода неоднородности в образце (домены, спиновые волны и т.д.) вызывают деполяризацию прошедшего нейтронного пучка. В этих неоднородностях вектор поляризации испытывает случайные малые повороты, в результате чего уменьшается степень поляризации. В работе /10/ наблюдалась деполяризация нейтронного пучка, прошедшего через сплав $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ ($x = 0,5-6\%$), находящийся при температуре выше точки Кюри. Результат этой работы служит одним из доказательств существования в образце

гетерофазного состояния: в парамагнитной фазе имеются магнитные неоднородности - магнитные кластеры, образующиеся вокруг атомов железа.

б) Рассеяние на малых углах

Рассеяние на малые углы возникает при дифракции или преломлении нейтронных волн на отдельных неоднородностях внутри исследуемого образца. Малоугловое рассеяние поляризованных нейтронов в монокристаллах вольфрама было обнаружено в работе /11/ на многоканальной установке ЛИЯФ /12/ ($\bar{\lambda} = 8,8 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda/\bar{\lambda} = 30\%$). Установка оборудована

системой, позволяющей проводить анализ поляризации нейтронов после рассеяния для трех взаимно перпендикулярных первоначальных направлений спина нейтрона. Форма пучка нейтронов для двух противоположных спинов, направленных по (I_{o+}) и против (I_{o-}) оси X, перпендикулярной плоскости рассеяния, приведена на рис.2. Распределение степени

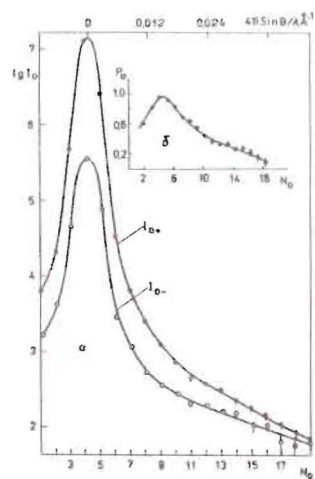


Рис.2. а) Форма пучка нейтронов, выходящих из установки, для двух противоположных спинов нейтронов, направленных по (I_{o+}) и против (I_{o-}) оси X. По оси абсцисс отложен номер счетчика и переданный импульс $4\pi \sin\theta/\lambda$, А^{-1} . Расстояние между счетчиками равно $4,1 \cdot 10^{-3}$ рад. б) Распределение степени поляризации P_0 нейтронного пучка.

поляризации нейтронов, определяемой соотношением $P_0 = \frac{I_{o+} - I_{o-}}{I_{o+} + I_{o-}}$, приведено на том же рисунке. Образцы для исследования изготовлялись как из естественной смеси изотопов вольфрама, так и из вольфрама, содержащего 90,7% изотопа ^{186}W . Результаты определения характеристик I_+ , I_- , P пучка, прошедшего

через образцы, приведены на рис.3,4. Из сравнения рисунков видно, что

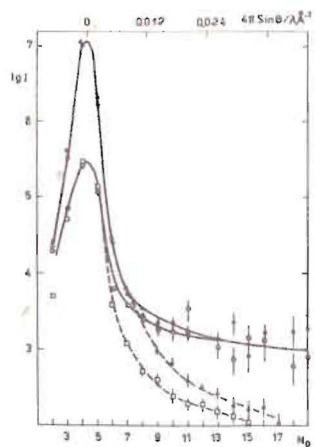


Рис.3. Характеристики I_+ и I_- пучка, прошедшего через образец обогащенного вольфрама ($\bullet - I_+$, $\circ - I_-$) и образец № 2 естественного вольфрама ($\Delta - I_+$, $\square - I_-$). Характерный размер неоднородностей, найденный из построения Гинье, $R \approx 40 \text{ А}$.

на вольфраме, обогащенном изотопом ^{186}W , происходит рассеяние нейтронов вплоть до $\sim 3^\circ$, сопровождающееся деполаризацией нейтронного пучка. Рассеяние и деполаризация пучка наблюдаются также при прохождении нейтронов через один из образцов естественного вольфрама (№ 1) и отсутствуют при прохождении через второй образец естественного вольфрама (№ 2).

Причиной наблюдаемых явлений может быть взаимодействие нейтронов с

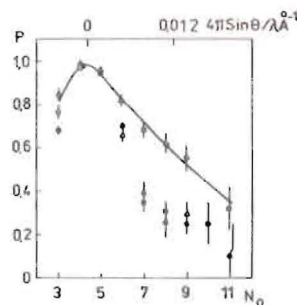


Рис.4. Распределение степени поляризации пучка, прошедшего через образец обогащенного вольфрама - \bullet , образец № 1 естественного вольфрама - Δ , образец № 2 естественного вольфрама - \square . Сплошная кривая - распределение P_0 .

магнитными кластерами, образующимися при наличии в образце магнитных примесей. В связи с этим проводился анализ исследуемых образцов вольфрама для выявления примеси других элементов, в частности, кобальта. Поиск кобальта осуществлялся по стандартной нейтронно-активационной методике (регистрация γ -линий I, I7 и I,33 МэВ из радионуклида ^{60}Co - продукта реакции $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$). Кобальт (доли процента) был обнаружен как в образце вольфрама, обогащенного изотопом ^{186}W , так и в образце № 1 естественного вольфрама. В образце № 2 естественного вольфрама примесей кобальта не обнаружено. Наличие корреляции между рассеянием нейтронов на вольфраме на малые углы и содержанием в образцах микропримесей кобальта подтверждает вывод о существовании в вольфраме магнитных кластеров, образующихся вокруг магнитных примесей.

В работе [13] при изучении малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов на образцах сплава PdFe получены данные о существовании в парамагнитной фазе этого сплава магнитных неоднородностей из примесных атомов железа (размеры кластеров порядка 15А).

в) Диффузное рассеяние

Магнитное рассеяние нейтронов сопровождается изменением направления вектора поляризации. Изучение конечной поляризации при диффузном рассеянии поляризованных нейтронов позволяет отделить вклад магнитного рассеяния от других компонент, поскольку лишь магнитная компонента чувствительна к направлению вектора поляризации \vec{P} относительно вектора рассеяния \vec{e} . Сечение рассеяния с переворотом спина нейтрона на магнитном атоме

$$\sigma^{+-} \sim \langle (\vec{M} \times \vec{P})^2 \rangle + \langle (\vec{I} \times \vec{P})^2 \rangle,$$

где $\vec{M} = \vec{m} - (\vec{e} \cdot \vec{m}) \vec{e}$, \vec{I} - вектор спина ядра. Усреднение по спинам ядер приводит к $\langle (\vec{I} \times \vec{P})^2 \rangle = \frac{2}{3} |\vec{I}|^2$, в то время как $\langle (\vec{M} \times \vec{P})^2 \rangle$ зависит от относительной ориентации \vec{e} и \vec{P} . Для разных сечений, соответствующих $\vec{P} \parallel \vec{e}$ и $\vec{P} \perp \vec{e}$, можно получить

$$(\sigma^{+-})_{\parallel} - (\sigma^{+-})_{\perp} \sim \frac{1}{2} |\vec{M}|^2.$$

Итак, поляризационный анализ позволяет установить наличие неядерного магнитного рассеяния, а по форме его зависимости от переданного импульса можно судить о существовании магнитных кластеров. Подобная методика применялась в Гренобле для установления факта существования ферромагнитных корреляций при высоких температурах в парамагнитном железе /14/ и присутствия магнитных кластеров в системе $MnSi$ при температурах, значительно превышающих точку фазового перехода /15/.

г) Дифракция на монокристаллах

Дифракция поляризованных нейтронов на парамагнитных монокристаллах, содержащих магнитные кластеры, должна сопровождаться изменением начального вектора поляризации. Обычно этот эффект мал, но в некоторых случаях его удастся зарегистрировать. Так, в работе /16/ было зафиксировано изменение степени поляризации (на $2,9 \pm 0,5\%$) при дифракции нейтронов (отражение (110)) на монокристалле вольфрама, обогащенного изотопом ^{186}W . В качестве опорной точки эксперимента служили измерения на монокристалле, изготовленном из естественного вольфрама. В этом случае изменения поляризации при дифракции практически не должно быть, поскольку вклад магнитного рассеяния в брэгговские пики ничтожно мал по сравнению с ядерным. Полученную величину изменения степени поляризации можно сравнить с ожидаемой при брэгговском упругом рассеянии нейтронов в магнитном кристалле согласно формуле (см., например, /17/):

$$\vec{P} = \frac{\sigma_n \vec{P}_0 + \sigma_m [2\vec{M}(\vec{M}\vec{P}_0)/M^2 - \vec{P}_0] - 2\sqrt{\sigma_n \sigma_m} \vec{M}/M}{\sigma_n + \sigma_m - \sqrt{\sigma_n \sigma_m} (\vec{M}\vec{P}_0)/M} \quad (5)$$

где σ_m и σ_n - сечения магнитного и ядерного рассеяния. Для исследуемого в работе /16/ монокристалла $\sigma_m/\sigma_n = 0,06$, и после усреднения по направлениям магнитных моментов из (5) можно получить $P/P_0 = 0,06$, что вдвое больше измеренной величины. Возможно, что расхождение связано с тем, что магнитные кластеры не заполняют полностью весь объем монокристалла.

3. Заключение

Со времени первых нейтронных исследований гетерофазных состояний магнетиков прошло более 15 лет. Наиболее хорошо изученными системами в настоящее время являются неупорядоченные магнетики $PdFe$

и $PdCo$. С помощью нейтронов доказано, что в сплавах палладия вокруг примесного магнитного атома существует облако поляризованных электронов матрицы, причем в процессе участвует до 200 атомов палладия. Сечение рассеяния вперед на такой системе оказалось равным нескольким единицам 10^{-24} см^2 на атом примеси.

Интересна ситуация с вольфрамом, содержащим примеси. Он также находится в гетерофазном состоянии. Однако наблюдаемый эффект мал в соответствии с магнитной восприимчивостью вольфрама (она в 10 раз меньше, чем у палладия). Сечение магнитного рассеяния вольфрама на атом примеси всего порядка 10^{-26} см^2 , и обнаружить гетерофазное состояние вольфрама оказалось возможным лишь благодаря его уникальным ядерным свойствам.

В работе /11/ получены данные о существовании малоуглового рассеяния поляризационных нейтронов на кадмии, содержащем микропримеси железа. Направивается вывод, что, по крайней мере, некоторым немагнитным металлам, содержащим микропримеси, в парамагнитной фазе свойственна тенденция к возникновению состояния дальнего порядка, ведущего к образованию сравнительно больших магнитных кластеров.

Большой интерес представляют недавно обнаруженные ферромагнитные корреляции при высоких температурах в парамагнитной фазе железа /14/.

Они обусловлены, по-видимому, флуктуационными явлениями.

Итак, исследования гетерофазных состояний магнетиков с помощью нейтронов успешно развиваются и в ближайшее время следует ожидать новых интересных результатов.

Литература

1. Шумовский А.С., Екалов В.И. XV Межд. школа молодых ученых по физике высоких энергий, Дубна, 23 ноября - 2 декабря 1982 г. ОИЯИ, Д2, 4-83-179, Дубна, 1983, стр.223.
2. Шумовский А.С., Екалов В.И. П Межд. симпозиум по избр. проблемам статист. механики. Дубна, 25-29 августа 1981 г. ОИЯИ, Д-17-81-758, Дубна, 1982, стр.238.
3. Glow G., Holden T.M. Proc.Phys.Soc., 1966, 89, p.119.
4. Nichols T.J., Holden T.M., Low G.G. J.Phys.C., 1968, 1, 528.
5. Александров Ю.А. ОИЯИ, РЗ-4783, Дубна, 1969.
6. Alexandrov Yu.A., Ignatovich V. JINR, E3-6294, Dubna, 1972.
7. Александров Ю.А. и др. ЯФ, 1974, 20, 1190.
8. Nieuwenhuys G.J. Adv.Phys., 1975, 24, 515.
9. Pater C.J. et al. J.Phys. F., 1975, 5, 58.

10. Гордеев Г.П. и др. ЖЭТФ, 1974, 66, 1712.
11. Александров Ю.А. и др. ЖЭТФ, 1985, 89, 34.
12. Михайлова В.Е. и др. ЛИЯФ, № 606, Ленинград, 1981.
13. Аксельрод Л.А. и др. ФТТ, 1980, 22, 3513.
14. Brown P.J. et al. Journ.Magnetizm and Magnet Matter., 1982, 30, 243.
15. Rao L.machav. IU Межд. школа по нейтронной физике, Дубна, 8-18 июня 1982 г. ОИЯИ, ДЗ,4-82-704, Дубна, 1982, стр.425.
16. Александров Ю.А. и др. ОИЯИ, РЗ-85-517, Дубна, 1985.
17. Изямов К.А., Озеров Р.П. Магнитная нейтронография. Наука, М., 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 сентября 1985 года.

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "Краткие сообщения ОИЯИ". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют, как и другие издания ОИЯИ, статус официальных публикаций.

Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the *JINR Communications* and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

- Physics of elementary particles and atomic nuclei.
- Theoretical physics.
- Experimental techniques and methods.
- Accelerators.
- Cryogenics.
- Computing mathematics and methods.
- Solid state physics. Liquids.
- Theory of condensed matter.
- Applied researches.

Being a part of the *JINR Communications*, the articles of new collection like all other publications of the Joint Institute for Nuclear Research have the status of official publications.

JINR Rapid Communications will be issued regularly.



Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Александров Ю.А.

P3-85-681

Нейтроны и гетерофазные состояния магнетиков

Рассматриваются методы изучения гетерофазных состояний магнетиков с помощью нейтронов /диффузное рассеяние, рассеяние на малые углы, вклад в брэгговские пики, поляризованные нейтроны/. Обсуждаются результаты нейтронных исследований палладия, содержащего примеси железа, кобальта, марганца; соединения MnSi ; железа при температуре выше точки Кюри; вольфрама, содержащего магнитные примеси.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Alexandrov Yu.A.

P3-85-681

Neutrons and Heterophase State of Magnetics

The neutron methods for the study of heterophase states of magnetics are considered (diffuse scattering, small angle scattering, Bragg reflections, polarized neutrons). The results are considered obtained for palladium containing Fe, Co, Mn, for MnSi compound admixtures, for iron at a temperature above the Corie point, for tungsten with magnetic impurities.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985