

С 342-2.

3/4-71

К-834

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P14-5624

1379/2-71



Н. Кроо, Ж. Сентирмай, Д. Йович

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНДО-СОСТОЯНИЯ

В СПЛАВАХ Al(Mn)

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

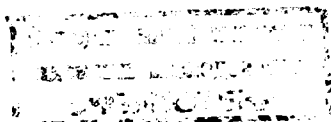
1971

P14-5624

Н.Кроо, Ж.Сентирмай, Д.Йович

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНДО-СОСТОЯНИЯ

В СПЛАВАХ $Al(Mn)$



Добавлением к немагнитным металлам небольшого количества атомов 3d или 4f переходных металлов получаем разбавленные магнитные сплавы. Магнитные свойства этих сплавов зависят от температуры. В большинстве из них в области комнатных температур имеются так называемые локализованные моменты, вследствие чего эти сплавы обладают парамагнитными свойствами (их магнитная восприимчивость меняется по закону Кюри, электрическое сопротивление уменьшается с температурой, удельная теплота и термо-э.д.с. - огромные). Иногда эти же сплавы с уменьшением температуры постепенно теряют свои локализованные моменты, а в области $T \approx 0$ становятся немагнитными (остается восприимчивость Паули, почти постоянное сопротивление, низкая теплоемкость и термо-э.д.с.).

За последнее десятилетие многие авторы стремились к объяснению упомянутых экспериментальных фактов, но универсальной теории для их объяснения еще нет, и осталось еще много неясных вопросов. По теории Фриделя и Андерсона /1,2/, использующей приближение Хартри-Фока, допускаются только два состояния: магнитное, если $\Delta/U < 1$, и немагнитное, если $\Delta/U > 1$, где Δ является шириной локализованного на примесном атоме d уровня, а U - отталкивающим кулоновским потенциалом, действующим между d электронами противоположного спина. Δ зависит от величины взаимодействия s-d электронов. Ю. Кондо /3,4/ определил это взаимодействие с помощью обменного гамильтониана.

$$H_{ex} = - \frac{J}{2N} S \cdot s(R), \quad \text{где } J < 0. \quad (1)$$

Здесь J - обменное взаимодействие (в единицах энергии), S - спин примесного атома, $S(R)$ - плотность спина электронов проводимости на месте примеси и N - плотность атомов основного металла.

Очень важным является предположение, что взаимодействие локализованного спина и электронов проводимости - антиферромагнитное ($J < 0$), вследствие чего проекция спина рассеивающихся на примеси электронов будет всегда противоположной. Сул /5/ и Абрикосов /6/ предположили, что фазовый переход должен происходить при характерной для материала кондо - температуре

$$T_K \approx T_F \exp\left(-\frac{N}{2|J|\rho_0}\right), \quad (2)$$

где T_F - температура Ферми, ρ - плотность состояний электронов на уровне Ферми.

По теории Нагаока /7/ при $T < T_K$ электроны проводимости постепенно конденсируются около спина примесного атома, создавая облако виртуально связанных, противоположно поляризованных электронов так, что спин S полностью компенсируется. Эта конденсация называется состоянием Кондо-Нагаока. Размер сконденсированного облака характеризуется расстоянием когерентности:

$$\xi = \frac{a \epsilon_F}{k T_K}. \quad (3)$$

Здесь a - межатомное расстояние в матричном металле, ϵ_F - энергия Ферми. Для ξ в системе $Al(Mn)$ по этой формуле получаем значение $300-600 \text{ \AA}$. Последние теоретические исследования, приближающиеся к проблеме разбавленных магнитных сплавов с разных сторон, единогласно принимают факт существования состояния Кондо-Нагаока, однако расходятся мнения о его физическом характере (например, теория локальных флуктуаций спинов (ЛФС) /8/). Разные теории дают разные оценки для ξ . По теории Мюллер-Хартманна /9/ и Блумфилда /10/ поляризация электронов складывается из осциллирующей и аperiodической компонент. Последняя затухает на расстояниях $\xi_D \approx 1-2$ атомных диаметров

$$\xi_D \approx \frac{a \epsilon_F}{D}, \quad (4)$$

где D - ширина зоны проводимости. Шойом, Завадовский и Мезен /11-13/ определяют длину когерентности с помощью Δ -ширины локализованного d уровня:

$$\xi_\Delta \approx \frac{a \epsilon_F}{\Delta}. \quad (5)$$

Это расстояние по порядку величины составляет $10-100 \text{ \AA}$. Новейшие экспериментальные результаты (в первую очередь измерения ЯМР /14/), кажется, подтверждают существование когерентного расстояния порядка $7+15 \text{ \AA}$.

Определение изменения плотности состояний
с помощью туннелирования электронов

По теории Шойома и Завадовского /11,12/ в окрестности парамагнитной примеси уменьшается плотность состояний в результате интерференции падающих и рассеянных электронных волн. Плотность состояний (ρ) является функцией энергии и координат:

$$\rho = \rho(r, \omega), \quad \text{где } \omega = \epsilon_F + eV.$$

Здесь r - расстояние до примесного атома, eV - энергия возмущения. Изменение в ρ будет максимальным на месте примеси ($r=0$) и при уровне Ферми ($\omega = \epsilon_F$).

В туннельном контакте типа металл-диэлектрик-металл электроны проводимости проходят со стороны M_1 через барьер толщины B и высоты ϕ в электрод M_2 только путем туннелирования (рис. 1). Туннельный ток I пропорционален произведению плотностей состояний в первом (ρ_1) и втором (ρ_2) электроде, а также изменению функции Ферми (n_F) из-за возмущения eV .

$$I(V) \approx \int_0^{eV} \rho_1 \rho_2 [n_F - n_F(eV)] dE; \quad eV \ll \epsilon_F. \quad (6)$$

Если все парамагнитные атомы располагаются на границе $M_1 - D$ (т.е. $r = 0$) и ρ_1 обозначает плотность состояний чистого металла i -го электрода, при $T \approx 0$ получаем из (6)

$$I(V) \approx \rho^2 \int_0^{eV} z(E) dE. \quad (7)$$

Здесь $\rho_2 = \rho$, $\rho_1 = z(E)\rho$ и $z(E) < 1$ называется фактором перенормализации. Так как $z(E)$ на уровне Ферми (т.е. при $eV = 0$) обладает минимумом в динамической характеристике $M-D-M$ туннельного контакта, при нулевом напряжении появляется пик в сопротивлении. Это явление называется нулевой аномалией сопротивления. (В английской литературе ZBA = zero bias anomaly). Поскольку динамическая проводимость из (7) равна

$$G = \frac{dI}{dV} \approx z(E),$$

то относительное динамическое сопротивление

$$\frac{R(E)}{R_0(E)} = \frac{R(V)}{R_0(V)} = \frac{1}{z(E)}, \quad (8)$$

где $R_0(E)$ - динамическое сопротивление беспримесного контакта, которое изменяется медленно в функции от $E = eV$. По Завадовскому^{11,12/}, при температуре $T \approx 0$ величина аномалии равна:

$$\frac{R(V)}{R_0(V)} = 1 + N_i \pi \rho_0 \frac{1}{2} (2\ell + 1) \text{Im } t_\ell(\omega) + \dots, \quad (9)$$

где N_i - концентрация примеси в единицах атомного слоя, $\ell = 2$ для $s-d$ и $\ell = 0$ для $s-s$ взаимодействия, $\text{Im } t_\ell(\omega)$ - мнимая часть амплитуды рассеяния. При нулевом напряжении ($eV = 0$)

$$\text{Max } |t_\ell(\omega)| = \frac{1}{\pi \rho_0}. \quad (10)$$

Итак, в случае $s-d$ взаимодействия

$$\frac{R(V=0)}{R_0(V=0)} = 1 + 2,5 N_i = \frac{1}{Z} \quad \text{и} \quad \rho = \frac{\rho_0}{1 + 2,5 N_i} = \frac{\rho_0}{1 + \beta N_i}. \quad (11)$$

Величину β можно экспериментально определить. С другой стороны, полуширина пиков нулевой аномалии сопротивления связана с энергией Кондо /12,13/.

$$\left[\frac{R(V=0)}{R_0(V=0)} \right]_{1/2} = A k T_k = E_0 \exp \left(- \frac{N}{2|J|\rho} \right), \quad (12)$$

где A - постоянная порядка единицы и $E_0 \approx k T_F$. Оба уравнения, (11) и (12), зависят от ρ . Следовательно, с изменением количества примесных атомов изменяются амплитуда и полуширина пиков нулевой аномалии. Большим концентрациям примеси соответствуют высокие, но более узкие пики и меньшие значения T_k . Определением пространственной зависимости плотности состояний занимались Мезеи и Завадовский /13/. Они нашли, что спиновая поляризация электронов определяется функцией, быстро затухающей в пространстве и имеющей наименьшую плотность состояний на месте примеси. Характерное для этой функции когерентное расстояние (ξ) определяется экспериментально измерением динамической проводимости (G) вблизи $V=0$ при разных расстояниях x от барьера до примесного слоя (рис. 2). Для изучения вышеуказанных эффектов и экспериментальной проверки теории Шойома-Завадовского-Мезеи мы выбрали систему сплава $Al(Mn)$. Этот выбор обусловлен практически хорошей напыляемостью алюминия и полностью когерентным ядерным рассеянием нейтронов. Магнитные сплавы алюминия обладают очень высокой T_k , что и упрощает нейтронные исследования.

Туннельные контакты были приготовлены из 99,999% алюминия путем вакуумного напыления. Напылительная установка была составлена из вакуумного агрегата ВА-05-4 и заводского напылителя УВР-2. Во время напыления давление под колоколом поддерживалось порядка $1 \cdot 3 \cdot 10^{-5}$ тор. Методика описана в работах /15,16/. На стеклянных подложках площадью 75×25 мм, тщательно очищенных перед использованием, одновременно

приготавливалось 6 контактов (рис. 3). Ширина электродов - 0,3 мм, их толщина $2-3000 \text{ \AA}$. В течение измерения электрическими контактами служили бронзовые пружины на площадках электродов.

После напыления первого алюминиевого электрода образцы подвергались действию атмосферного воздуха. За 20-60 минут на поверхности алюминия возникал окисный слой толщиной $10-30 \text{ \AA}$. Потом через маску второго электрода напыляли на поверхность окисла из танталовой лодочки слой марганца толщиной 0,1-3 ат.слоя и сразу после этого второй алюминиевый электрод. С помощью вращающегося нипковского диска мы на одной и той же подложке получали логарифмически или линейно возрастающее количество примеси на диодах. В нескольких экспериментах примеси были нанесены непосредственно на первый электрод, а потом покрыты слоем алюминия толщиной $30-50 \text{ \AA}$. Таким путем мы изготовили контакты типа $\text{Al}(\text{Mn})\text{Al}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Al}$, где слой примеси находился на глубине $20-40 \text{ \AA}$ внутри электрода. Эти контакты были использованы для определения длины когерентности. Благодаря такой последовательности операций, нам удалось избежать мешающих нулевых аномалий макроскопического происхождения /15,16/. Концентрацию марганца определяли химическим путем, измерением потока атомов на мониторной подложке, помещенной между источником и образцом. Концентрацию марганца, находившегося в растворе в виде Mn O_4^- , мы измеряли с помощью фотометра.

Определение толщины тонких слоев алюминия производилось измерением их оптической плотности с помощью денситометра. Толщину барьера находили по сопротивлению при комнатной температуре, поскольку

$$\lg R = 8,45 \cdot 10^{-2} d - 2,07 ; \quad (13)$$

где R - туннельное сопротивление при комнатной температуре в единицах $\text{ом} \cdot \text{см}^2$, d - толщина окисла, \AA /17/. Зависимость динамического сопротивления от напряжения измеряли на установке, показанной на рис.4. Образец, находящийся в четырехполюсном включении, получал ток от генератора постоянного тока и модуляционный переменный ток частоты 1 кГц от генератора переменного тока. При этом амплитуды как переменного,

так и постоянного сигналов на контакте были пропорциональны сопротивлению контакта. Амплитуда переменного напряжения не превышала 70 мкВ, а постоянного ± 350 мВ. Сигнал переменного напряжения через узкополосный усилитель и синхронный детектор подавался на ось двухкоординатного самопишущего потенциометра. Измерения проводились в области $1,3 \pm 300^\circ\text{K}$. Полученные на потенциометре $R-V$ кривые перед обработкой преобразовывались в $G-V$ характеристики (рис. 5). Предполагалось, что кривая G_0 ("фон", т.е. проводимость чистого туннельного контакта) имеет вид параболы /18/, которую рассчитывали с помощью ЭВМ так, чтобы она при 300 мВ, где уже нет аномалии, совпадала с кривой G .

На рис. 6 приведена серия кривых $\frac{R-R_0}{R_0} = -\frac{G_0}{G} - 1$, которые показывают, что концентрация примеси возрастает от 1-го к 5-му контакту. Марганец в этом случае был напылен на поверхность барьера. Зависимость амплитуды сопротивления от концентрации видна на рис. 7. Вначале, при малых концентрациях, пока взаимодействие примесных атомов мало, зависимость линейная, но примерно с 1-го атомного слоя становится нелинейной. Это понятно, ведь в формулу (10) вместо ρ_0 при больших концентрациях нужно подставить /12,13/ $\rho = z\rho_0$. Полуширина пиков нулевой аномалии, $[\frac{\Delta R}{R_0}]_{1/2}$, действительно зависит логарифмически от концентраций, как это следует из формулы (12) (рис. 8). Кривые из рис. 7 и 8 дают возможность определить обменное взаимодействие J и температуру Кондо T_k . Из рис. 7 с помощью формулы (11) получаем величину $\beta = 1,2 \pm 0,1$. Она отличается от теоретической величины $\beta = 2,5$ для $s-d$ взаимодействия и больше теоретической величины $\beta = 0,5$ для $s-s$ рассеяния. Подставляя экспериментальное значение β в (12), мы избегаем ошибок измерения концентрации марганца, так что величины E_0 и J не будут зависеть от неопределенности определения концентрации в линейном диапазоне формулы (10). Это важно, так как часть атомов примеси окисляется на границе барьера, и поэтому измерение их реального количества очень трудно. (Экспериментально установлено, что полностью окисленный марганец в барьере или на его границе не вызывает никакой нулевой аномалии).

Из рис. 8 при предположении $\Lambda = 1$ находим следующие значения параметров:

$$E_0 = 210 \pm 30 \text{ мэв}; \quad \frac{2J\rho_0}{N} = 1,45 \pm 0,1; \quad J = 1,24 \pm 0,1 \text{ эв}.$$

Итак, при $N_i \rightarrow 0$ $kT_k = 105$ мэв и $T_k \approx 1200^\circ\text{K}$, что находится в хорошем согласии с результатами других авторов, полученными другими методами /19-21/.

В экспериментах для определения туннельного корреляционного расстояния были использованы контакты, в которых примесные атомы находились внутри алюминиевого электрода. Их расстояние x от границы барьера было установлено с учетом изменения толщины промежуточного алюминиевого слоя из-за окисления. Изменение динамической проводимости при нулевом напряжении при $T = 4,2^\circ\text{K}$ в функции от x изображено на рис. 9, экспериментальные точки лежат на теоретической кривой /13/ с параметром $\xi = 11 \pm 5$.

Поскольку скорость окисления на зернах и на их границе разная, а поверхность барьера не идеально плоская, ошибка определения ξ возрастает. Этот результат находится в соответствии с когерентными расстояниями, определенными в настоящее время для разных сплавов. Для малого ξ , однако, оценка (5) даст невероятно широкий виртуальный уровень, так что формула (4) кажется более реальной.

Определение размера сконденсированного облака с помощью рассеяния нейтронов

Известно, что изолированные, неупорядоченно расположенные магнитные атомы в кристалле вызывают некогерентное магнитное рассеяние нейтронов. Это рассеяние диффузное, его угловое распределение

$$I(\kappa) \approx |F(\kappa)|^2 \approx \left| \int \rho(\mathbf{r}) e^{i\kappa \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \right|^2, \quad (14)$$

где \mathbf{r} - расстояние, отсчитываемое от примесного атома, $\kappa = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta/2$, λ - длина волны нейтронов, θ - угол рассеяния, $\rho(\mathbf{r})$ - плотность магнитных

электронов около примеси. Если время жизни электронов в поляризованном облаке больше, чем время взаимодействия нейтрона с поляризованным районом около магнитного атома (10^{-13} сек), то это должно отражаться на угловом распределении рассеянных нейтронов, то есть на $F(\kappa)$. Если такого облака не существует, нейтрон "чувствует" локализованный спин на примеси и рассеивается парамагнитно. В этом случае $F(\kappa)$ будет монотонно уменьшаться с увеличением угла. Но в присутствии поляризованных электронов распределение рассеянных нейтронов модифицируется при малых импульсах. Если поляризация облака параллельна спину примеси, формфактор увеличивается, а в обратном случае уменьшается при малых κ . Пространственное распределение поляризации электронов проводимости определяется с помощью изменения угловой зависимости формфактора в сравнении с формфактором свободного парамагнитного атома. В экспериментах был использован сплав алюминия с 0,5% марганца. Мишени размером $(75 \times 20 \times 2)$ мм³ изготовлялись термообработкой при 630°C с последующим быстрым охлаждением до комнатной температуры.

Диффузное упругое рассеяние нейтронов измерялось на реакторе ИБР-30. Образец облучался белым (максвелловским) спектром нейтронов, и измерялась интенсивность рассеянного пучка в функции энергии на определенном угле /22/. Схема измерения показана на рис. 10.

Спектр рассеянных нейтронов обрабатывался с учетом фона от когерентного брэгговского рассеяния алюминия, ядерного некогерентного рассеяния на примесях, которые можно рассчитать, зная интенсивность падающего на мишень пучка, геометрию и эффективность счетчиков. Дифференциальное сечение рассеяния показано на рис. 11.

Здесь $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{неког.}}$ - рассчитанная величина ядерного некогерентного рассеяния. Кривая $3d$ соответствует сечению парамагнитного рассеяния свободного атома марганца. Она была рассчитана из известного формфактора для иона марганца со спином $S = 5/2$. Видно, что в случае $\kappa > 0,7$ теоретические и экспериментальные точки совпадают. Но если $\kappa < 0,7$, величина формфактора уменьшается, как это должно быть в присутствии электронов, направление поляризации которых обратно направлению спина примеси и время жизни $\tau \geq 10^{-13}$ сек.

Для радиуса электронного облака получается оценка $6-8 \text{ \AA}$, хорошо коррелирующая с нашими туннельными измерениями, но эта величина гораздо меньше, чем ранние оценки /15,23/. Интересно, что экспериментальные данные для сечения при больших k соответствуют величине спина $S = \frac{5}{2}$, т.е. моменту M_n^{++} иона. Однако следует отметить, что неопределенность абсолютного значения измеренного сечения достаточно велика, поэтому это количественное согласие надо принимать условно.

В ы в о д ы

Наши измерения электрических свойств дали результаты, хорошо совпадающие с теорией Шойома и Завадовского /11-13/. Те данные, которые мы получили из наших измерений на основе этой теории, т.е. $T_k \approx 1200^\circ\text{K}$ и $J = 1,24$ эв, являются реальными.

Значения когерентного расстояния, полученные в туннельных измерениях ($\xi = 11 \pm 5 \text{ \AA}^0$) и из рассеяния нейтронов ($\xi = 6-8 \text{ \AA}^0$), по порядку величины совпадают с результатами измерений ЯМР, проведенных на других сплавах /14/. Те теоретические оценки, которые известны для ξ , очень грубы /11-13/, но наши данные можно лучше интерпретировать с помощью формулы (4), чем на основе (5). В то же самое время надо сказать, что в принципе разница между моделями Кондо и ЛФС выражается не в зависящей от импульса (т.е. пространственной) части матричного элемента рассеяния, но в зависящей от энергии (т.е. временной) части.

Этот факт ведет и к тому, что из модели ЛФС следует намного меньшая аномалия сопротивления при нулевых напряжениях, чем из модели Кондо. Максимумы, которые мы получили (рис. 4), хорошо описываются формулой (9), т.е. на основе модели Кондо.

Сплавы алюминия с переходными металлами являются специфическими по сравнению с другими разбавленными магнитными сплавами потому, что их температура Кондо находится выше точки плавления из-за большой энергии Ферми алюминия. Существуют попытки в настоящее время объяснить аномалии этих сплавов алюминия на основе модели ЛФС. Эта

модель характеризует сплав временем жизни флюктуаций вместо температуры Кондо. Однако они связаны между собой соотношением

$$k T_k \approx \tau^{-1},$$

где τ - время релаксации флюктуацией.

Из нашей T_k мы получаем $\tau \approx 10^{-13}$ сек. Время взаимодействия нейтронов с окрестностью магнитных примесей не больше этого времени. Поэтому нейтроны чувствуют статические магнитные "районы" материала. Итак, из модели Кондо следует существование минимума формфактора, но и модель ЛФС в нашем случае приводит к такому минимуму.

Л и т е р а т у р а

1. J. Friedel. Nuovo Cimento, Suppl. 7, 287 (1958).
2. P. Anderson. Phys. Rev., 124, 41 (1961).
3. J. Kondo. Progr. Theoret. Phys. (Kyoto), 28, 846 (1962).
4. J. Kondo. Progr. Theoret. Phys., 32, 37 (1964).
5. H. Suhl. Phys. Rev., 138, A 515 (1965).
6. A.A. Abrikosov. Physics, 2, 21 (1965).
7. Y. Nagaoka. Phys. Rev., 138, A 1112 (1965);
Progr. Theoret. Phys., (Kyoto) 37, 13 (1967).
8. N. Rivier, M.J. Zuckermann. Phys. Rev. Letters, 21, 904 (1968);
N. Rivier, Thesis, Univ. Cambridge, 1968.
9. E. Muller-Hartmann. Z. Physik, 223, 277 (1969).
10. P.E. Bloomfield. See KFKI Reports 21/1969.
11. J. Solyom, A. Zawadowski. KFKI Reports 18/1967, Budapest;
Phys. Cond. Matter, 7, 325 and 342 (1968).
12. A. Zawadowski, J. Solyom. Proc. 11th Int. Conf. on Low Temp.
Phys., St. Andrews, 1968; KFKI Reports 24/1968, Budapest.
13. F. Mezei, A. Zawadowski. KFKI Reports 21/1969 és 2/1970.
14. A.S. Edelstein. Phys. Rev., 180, 505 (1969); D.C. Golibersuch,
A.J. Heeger. Sol. State Comm., 8, 17 (1970); H. Nagasawa,
W.A. Steyert. J. Phys. Soc. Japan, 28, 1202 (1970).

15. N. Kroo, Zs. Szentirmay. Phys.Letters, 32A, 543 (1970).
16. N. Kroo, Zs. Szentirmay. Proc. LT-12, Kyoto, Sept. 4-10, 1970.
17. J.C. Fischer, I. Giaver. J. Appl.Phys., 32, 172 (1961).
18. J.G. Simmons. J. Appl.Phys., 34, 1793 and 2581 (1963).
19. M.D. Daybell, W.A. Steyert. Rev. Mod.Phys., 40, 380 (1968).
20. D.L. Martin. Proc.Phys.Soc. (London), 78, 1489 (1961).
21. A.D. Caplin, C. Rizzuto. Phys.Rev.Letters, 21, 746 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел

15 февраля 1971 года.

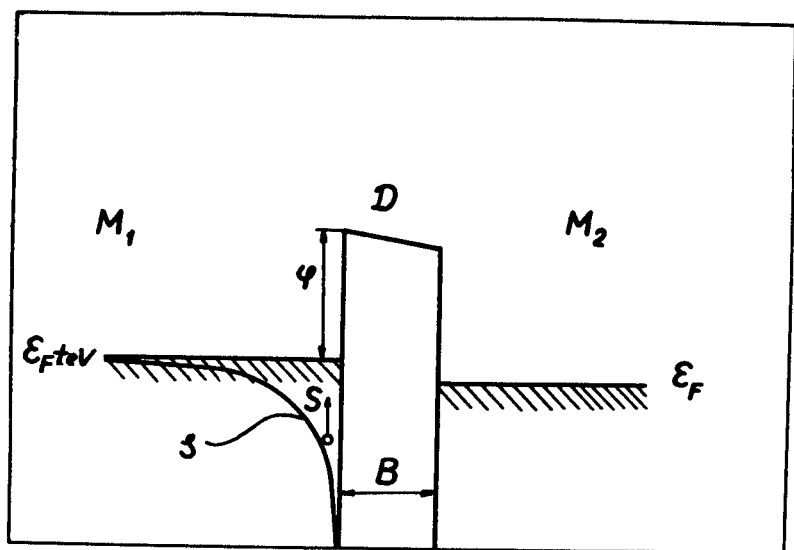


Рис. 1. Схема туннельного контакта. M_1 и M_2 - металлические электроды, D - диэлектрик толщины B , ϕ - высота потенциального барьера, ρ - плотность электронных состояний, S - спин примесного атома.

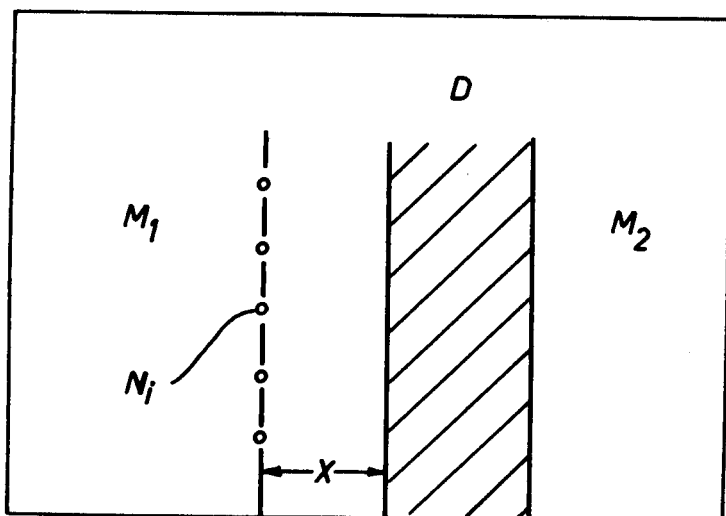


Рис. 2. Разрез туннельного контакта со слоеобразной примесью.

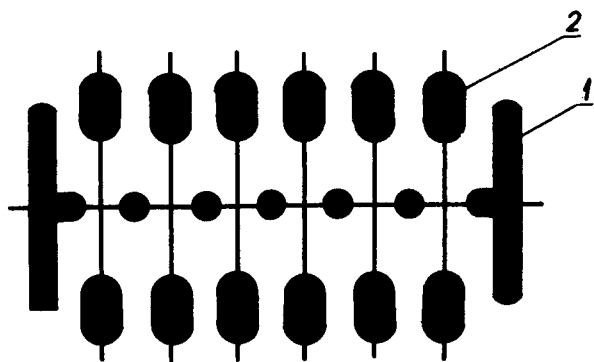


Рис. 3. Образец из 6 туннельных контактов на стеклянной подложке. 1 - первый (общий) электрод, 2 - второй электрод.

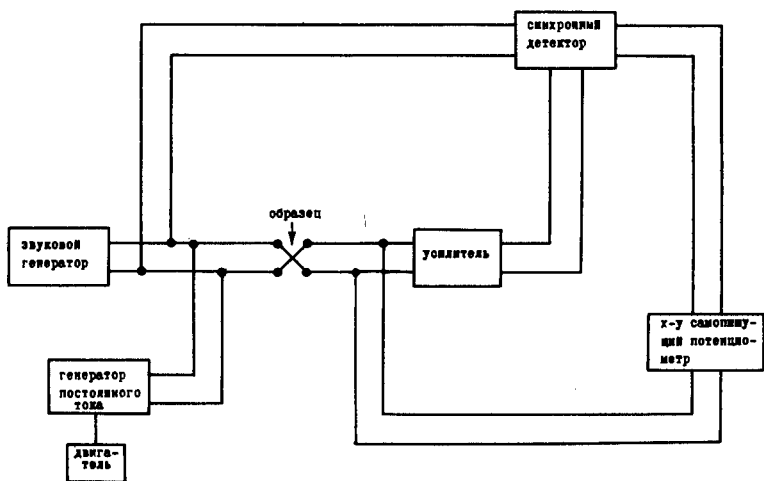


Рис. 4. Блок-схема измерительной установки.

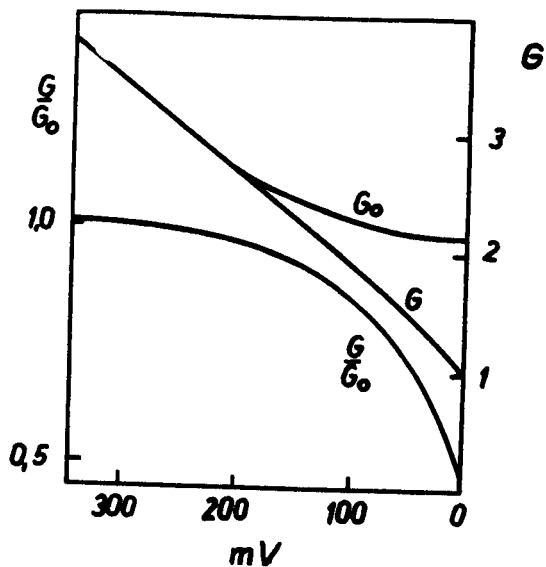


Рис. 5. Обработка экспериментальных кривых. G - экспериментальная кривая проводимости (в относительных единицах), G_0 - параболический фон, G/G_0 - нулевая аномалия, исправленная на фон.

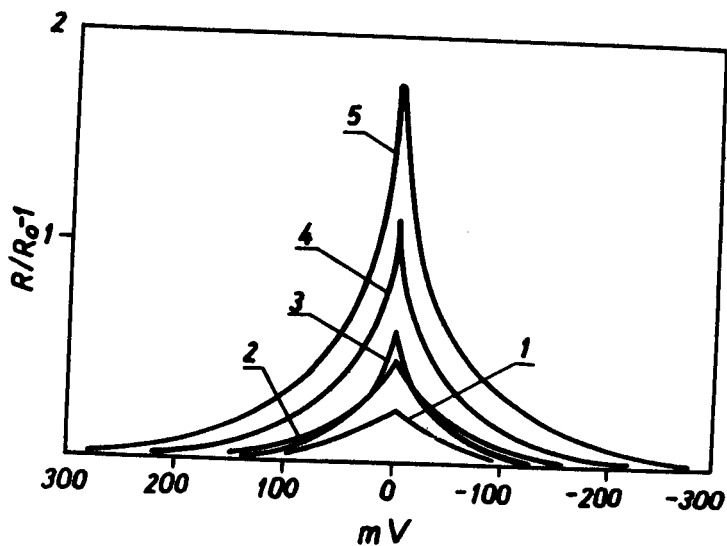


Рис. 6. Исправленная нулевая аномалия сопротивления в зависимости от напряжения и концентрации примеси. Числа около кривых пропорциональны концентрации атомов марганца.

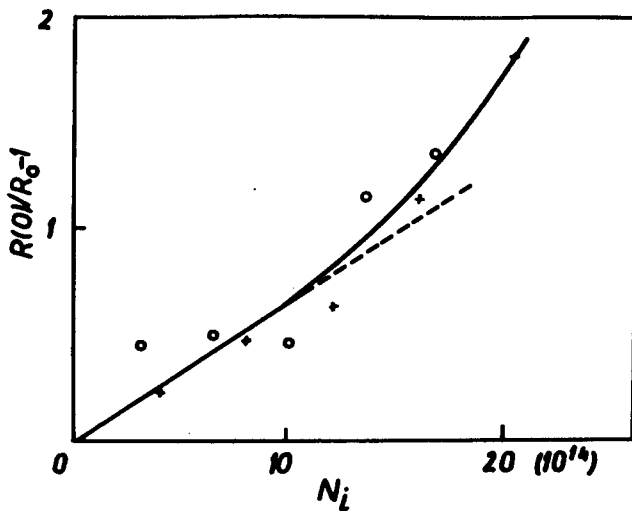


Рис. 7. Зависимость амплитуды аномалии при $V = 0$ от концентрации марганца (атом/см²).

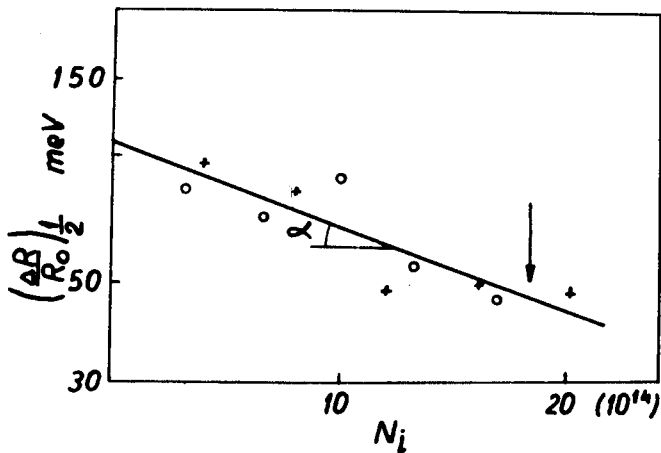


Рис. 8. Зависимость полуширины пиков аномалии от концентрации примеси (вертикальная ось логарифмическая). α - угол наклона, стрелка показывает положение одноатомного слоя ($18 \cdot 10^{14}$ атом/см²).

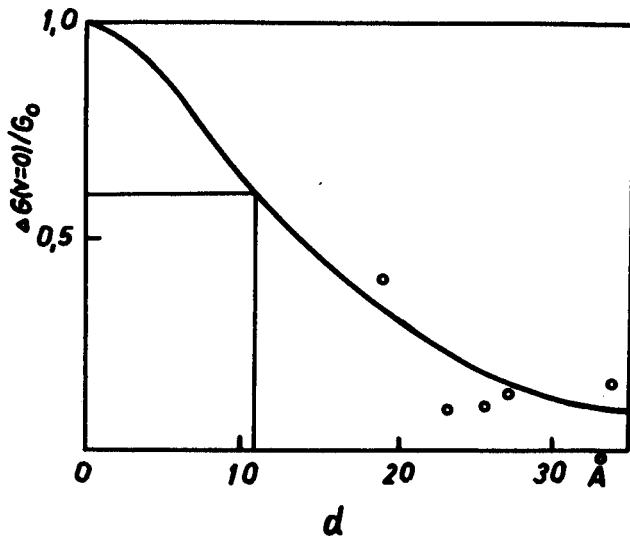


Рис. 9. Зависимость величины аномалии от расстояния примеси до барьера. Кружки обозначают экспериментальные данные, d - толщина алюминиевого слоя между примесью и барьером. Корреляционным расстоянием называется толщина, при которой амплитуда аномалии уменьшается на 60%.

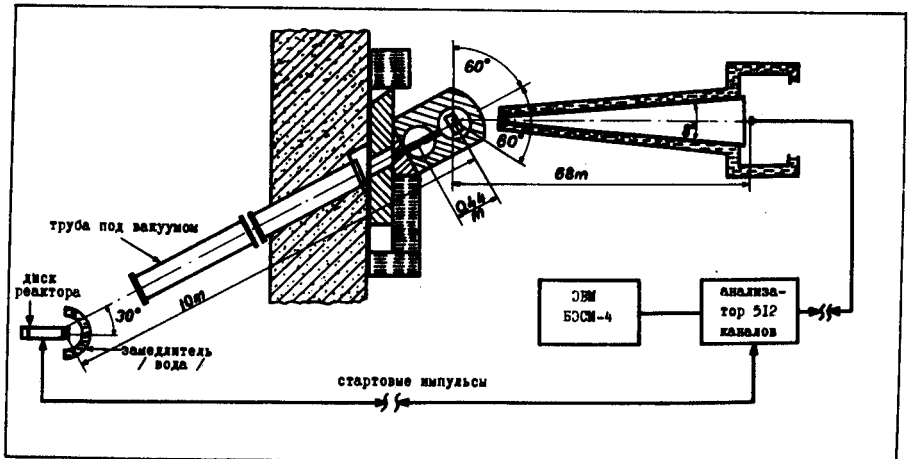


Рис. 10. Схема нейтронного спектрометра на импульсном реакторе ИБР-30. Детектор - пропорциональный счетчик, наполненный ^3He .

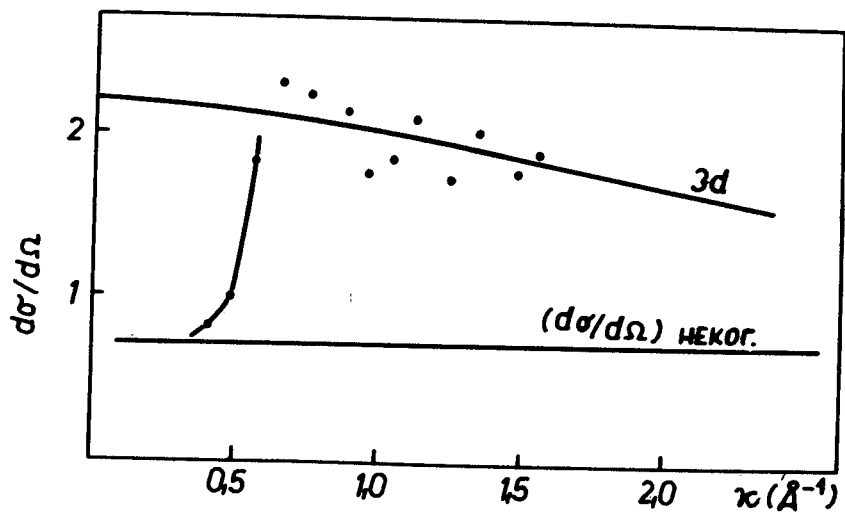


Рис. 11. Дифференциальное сечение рассеяния тепловых нейтронов на сплаве $\text{Al}(\text{Mn})$ в зависимости от величины вектора рассеяния.