

ПРИРОДА

№ 9, 2004 г.

Егоров В.С.

Эти магнитные немагнитные домены

© “Природа”

**Использование и распространение этого материала
в коммерческих целях
возможно лишь с разрешения редакции**



Сетевая образовательная библиотека “VIVOS VOCO!”
(грант РФФИ 03-07-90415)

vivovoco.nns.ru
vivovoco.rsl.ru
www.ibmh.msk.su/vivovoco

Эти немагнитные диамагнитные домены

В.С.Егоров

На самом деле в этом названии нет противоречия. Словом «немагнитные» подчеркивается, что обсуждаемые далее эффекты не связаны с магнитными моментами атомов, которыми обусловлены хорошо известные магнитные явления: парамагнетизм, ферромагнетизм, антиферромагнетизм и т.п. Здесь речь пойдет о простых металлах, в которых магнитный момент атомов равен нулю, а ролью собственного спина электрона, порождающего парамагнетизм Паули, можно пренебречь. В подобной ситуации «откликнуться» на присутствие внешнего магнитного поля могут только электроны проводимости. Как известно, свободное движение зарядов в магнитном поле из-за силы Лоренца становится круговым. Проекция движущегося электрона на плоскость, перпендикулярную магнитному полю, очерчивает замкнутую ларморовскую орбиту (рис.1). Такое орбитальное, *диамагнитное* движение (связанный с ним магнитный момент всегда направлен против поля, т.е. отрицателен) оказывается причиной особой намагниченности металла и возникновения *диамагнитных доменов*. Особой, потому что эта *осциллирующая* намагниченность (известная как эффект де Хааза—ван Альфена) возникает во всех металлах только при очень низких температурах, при очень однородном весьма сильном магнитном поле и при очень высоком качестве металлического монокристалла. А для наблюдения диамагнитных доменов, или доменов Кондона, впервые предсказавшего это явление [1], все вышеперечисленные условия только ужесточаются.

© Егоров В.С., 2004



Валерий Семенович Егоров, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории физики низких температур Института сверхпроводимости и физики твердого тела РНЦ «Курчатовский институт». Область научных интересов — физика конденсированных сред, электронные явления в металлах.

На первый взгляд, здесь что-то не так. Действительно, чем меньше магнитное поле, тем магнитный момент орбиты больше, однородность поля как будто вообще ни при чем, а ларморовская орбита диамагнитна при любой температуре. К тому же магнитное поле лишь *искривляет* траекторию электрона, не изменяя его энергии, а потому и намагничиваться металлу ни к чему — только напрасно увеличивать энергию. Да, именно так и обстоит дело с классической точки зрения. А «загадочное» исчезновение отрицательного магнитного момента от всех ларморовских орбит объясняется просто. Если вращение электронов внутри металла действительно создает большой диамагнитный момент, то электроны вблизи границы металла на расстоянии меньше ларморовского диаметра уже не могут замкнуть орбиту, наткнувшись на границу. Такие электроны, отскакивая от границы, в среднем движутся в противоположном (положительном в смысле знака магнитного момента) направлении и тем создают *парамагнитный* эффект, который

в точности компенсирует, что легко показать, диамагнетизм всех остальных электронов. Эти простые соображения были высказаны очень давно тем же знаменитым Лоренцем.

Итак, простые металлы должны оставаться полностью немагнитными.

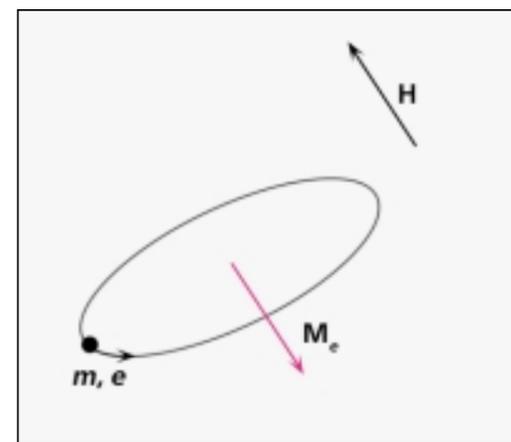


Рис.1. Ларморовская орбита электрона с зарядом e и массой m в магнитном поле H , перпендикулярном плоскости рисунка. Период вращения — $2\pi/\omega$, где циклотронная частота $\omega = eH/mc$ (c — скорость света).

Однако уже давно было замечено, что часть из них, в особенности висмут, графит и некоторые другие, обнаруживает весьма заметный диамагнетизм. Иначе говоря, в этих металлах магнитное поле каким-то образом может изменить, а именно увеличить, энергию электронов. Но как?

От квантования к осцилляциям

Л.Д.Ландау впервые рассмотрел эту задачу с точки зрения квантовой волновой механики. Свободно движущемуся электрону соответствует длина волны λ , обратно пропорциональная величине его импульса. Если движение электрона происходит в ограниченном пространстве, в потенциальной яме, от края и до края должно уложиться целое число длин волн. Теперь λ уже не может быть величиной, изменяющейся непрерывно; соответственно и энергия частицы будет изменяться только квантами. Однако размеры образца, как правило, настолько велики, что ни один электрон не пролетит от края до края, не столкнувшись по пути с примесями или дефектами решетки, которых, к сожалению, немало даже в очень чистом металле. Поэтому таким, размерным, квантованием можно с уверенностью пренебречь. А вот диаметр ларморовской орбиты, обратно пропорциональный напряженности магнитного поля, гораздо меньше размеров реального металлического образца. Если в нем примесей и дефектов немного и время жизни электрона τ между столкновениями гораздо больше периода вращения $2\pi/\omega$, т.е. $\omega\tau \gg 1$, можно рассматривать движение электрона по этой орбите как замкнутое, *финитное*. Подобный анализ привел к идее эквидистантных уровней энергии, *уровней Ландау* [2].

Вместо непрерывной зависимости энергии электрона от импульса

$$E = \frac{1}{2m} (p_{\perp}^2 + p_{\parallel}^2),$$

где p_{\perp} и p_{\parallel} — перпендикулярная и параллельная проекции импульса \mathbf{p} на направление магнитного поля \mathbf{H} , он получил принципиально новый результат:

$$E = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega + \frac{1}{2m} p_{\parallel}^2.$$

Здесь n — целое число, принимающее значения 0, 1, 2 и т.д. вплоть до некоторого максимального, \hbar — постоянная Планка. Энергия уже квантуется, и величина кванта $\hbar\omega$ пропорциональна напряженности магнитного поля. Существенно, что минимальное значение энергии электронов начинается не с нуля, а с величины $\hbar\omega/2$. При этом в движении электронов вдоль магнитного поля все остается без изменений.

По Ландау, полная энергия такого квантованного электронного газа оказывается больше классического значения на величину, пропорциональную

H^2 , что приводит к отрицательной намагнитченности, линейной по магнитному полю, и таким образом объясняет причину диамагнетизма. Более того, если

$$\hbar\omega \gg kT \quad (1)$$

(k — постоянная Больцмана), в энергии появляется небольшая, быстро осциллирующая по полю добавка. В результате связь магнитного момента с полем становится нелинейной, возникает быстрая периодичность, т.е. осцилляции намагнитченности. По сути, налицо предсказание нового эффекта. Однако Ландау исходил из модели свободных электронов, когда поверхность Ферми (внутри которой находятся все занятые состояния в импульсном пространстве) *сферическая*. Из такой модели следовали чрезвычайно высокие требования к величине и однородности магнитного поля, практически недостижимые тогда, и Ландау высказал сомнение в возможности экспериментальной регистрации подобного поведения. Однако осцилляции магнитного момента, период зависимости которого от обратной величины магнитного поля оказывается постоянным, были вскоре открыты в висмуте В.де Хаазом и П.ван Альфеном [3].

В последующие годы эффект был обнаружен и в других металлах; осцилляции наблюдались на монокристаллах хорошего качества и при гелиевых температурах ($T < 4.2$ К). Даже при небольшом увеличении температуры амплитуда осцилляций быстро

уменьшалась до нуля. Оказалось, что величина периода осцилляций была различной в разных металлах, причем разница могла достигать нескольких порядков. Во многих металлах периодичность носила сложный характер, различные периоды (см. рис.2) накладывались друг на друга, а величина каждого зависела от ориентации монокристалла относительно \mathbf{H} . Неудивительно, что довольно долго никто не связывал этот эффект напрямую с предсказанием Ландау.

Такое богатство экспериментальных данных удалось понять лишь позднее. В 50-х годах прошлого века И.М.Лифшиц, М.Я.Азбель, М.И.Каганов и В.Г.Песчанский развили представление о многообразии форм и размеров поверхности Ферми. В результате взаимодействия электронов с периодическим потенциалом решетки для поверхности Ферми мы получаем вместо сферы целый набор всевозможных поверхностей, в том числе и много-связных*. В 1952 г. Л.Онсагер [4] впервые показал, что период осцилляций намагнитченности определяется площадью экстремального сечения поверхности Ферми плоскостью, перпендикулярной \mathbf{H} (см. рис.3). И наконец, в 1955 г. И.М.Лифшиц и А.М.Косевич [5] создали полную теорию намагнитченности металлов. Авторы пошли гораздо дальше Ландау, получив результат, применимый к любому металлу с произвольной формой поверхности Ферми при любых температурах. Разумеется, для модели свободных электронов он полностью совпал с результатом Ландау. Однако лишь теперь стало понятным, почему диамагнетизм Ландау может быть в некоторых металлах аномально большим и практически не меняется с температурой. Измерение осцилляций намагнитченности стало одним из основных инструментов в изучении поверхностей Ферми.

Прогресс в теории послужил определенным толчком к небывалому росту исследований металлов в магнитных полях при низких температурах. В течение одного десятка лет были расшифрованы поверхности Ферми почти всех металлов, по крайней мере тех, которые удалось вырастить в виде монокристаллов хорошего качества [6]. Вдобавок оказалось, что осциллирующая зависимость энергии металла от магнитного поля лежит в основе

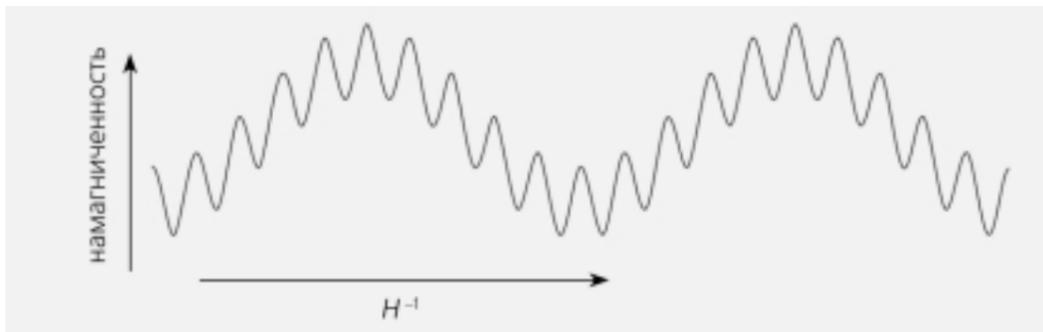


Рис.2. Пример осцилляций намагниченности в обратном магнитном поле с разной частотой. Большой и малый периоды отличаются примерно в 10 раз. Наблюдение «одновременно» сильно различающихся периодов требует на самом деле измерений в разных масштабах по магнитному полю и, порой, несколько различной техники.

многих замечательных явлений, наблюдающихся при низких температурах и имеющих самостоятельный интерес. Одно из них, безусловно, — образование диамагнитных доменов. Чтобы понять природу этого эффекта, нам не обойтись без некоторых формул.

* О поверхности Ферми подробно можно прочитать в статье Л.Б.Дубовского и А.Ю.Румянцева «Восстановление поверхности Ферми металлов и сплавов» (Природа. 1997. №11. С.13—25).

Простая гармоника или скачки?

Итак, пусть в однородном внешнем магнитном поле \mathbf{H} в образце из-за образования уровней Ландау возникает добавочная осциллирующая энергия $\tilde{\epsilon}$ и, соответственно, осциллирующая намагниченность $4\pi\mathbf{M}$. Следовательно, за счет возникающего в образце тока намагниченности магнитное поле внутри образца, или индукция \mathbf{B} , уже несколько отличается от внешнего магнитного поля \mathbf{H} :

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}.$$

Теперь кроме энергии $\tilde{\epsilon}$ мы должны учесть и энергию $(B - H)^2/8\pi$, обусловленную добавочным магнитным полем в образце $\mathbf{B} - \mathbf{H}$. Чтобы упростить граничные условия, рассмотрим предельный случай — образец в форме бесконечно длинного цилиндра, ориентированного вдоль магнитного поля. Тогда полное приращение энергии в единице объема образца выразится суммой

$$\tilde{\epsilon} + (B - H)^2/8\pi. \quad (2)$$

Поскольку $\tilde{\epsilon}$ определяется действующим на электроны магнитным полем \mathbf{B} и осциллирует в этом поле, понятно, что и \mathbf{B} будет изменяться относительно \mathbf{H} таким образом, чтобы написанная выше сумма принимала наименьшее возможное значение, т.е. ее производная по \mathbf{B} была равна нулю:

$$\frac{d\tilde{\epsilon}}{dB} + \frac{B - H}{4\pi} = 0,$$

и мы имеем для магнитного момента $\mathbf{M}(B) = -d\tilde{\epsilon}/dB$. Для $\tilde{\epsilon}$ есть точная формула теории Лифшица—Косевича, однако она очень громоздка. Вполне достаточно ограничиться простейшим приближением для $\tilde{\epsilon}$:

$$\tilde{\epsilon} = a \cos\varphi, \text{ где фаза } \varphi = 2\pi F/B. \quad (3)$$

Здесь амплитуда a задается различными условиями эксперимента, а величина F по формуле Онсагера прямо пропорциональна площади экстремального сечения поверхности Ферми (рис.3). Легко видеть, что если $a \ll 1$, то различие между B и H пренебрежимо мало по сравнению с периодом осцилляций в магнитном поле и фаза φ практически не меняется при замене B на H . Тогда и первая производная от $\tilde{\epsilon}$ — магнитный момент \mathbf{M} , и вторая производная — дифференциальная восприимчивость

$$\begin{aligned} \chi &= dM/dH \cong \chi_B = dM/dB \cong \\ &\cong -d^2\tilde{\epsilon}/dB^2 \end{aligned}$$

должны иметь форму синусоиды или косинусоиды в зависимости от магнитного поля. Обычно так оно и есть. Но не всегда.

Уже из выражения (3) для фазы

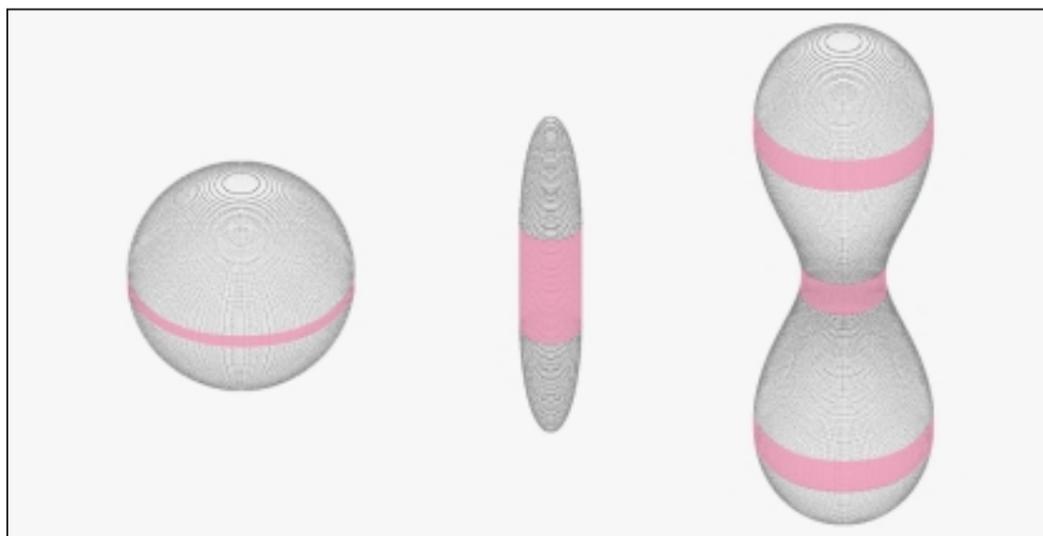


Рис.3. Схематическое изображение поверхностей Ферми различной формы — сфера, длинный эллипсоид, гантель. Цветом показан «экстремальный» пояс. Здесь площадь сечения поверхности Ферми экстремальна. Плоскость сечения нормальна \mathbf{H} . Период осцилляций обратно пропорционален площади сечения. Например, результату эксперимента от гантели отвечает картина осцилляций на рис.2. Ширина пояса определяется кривизной поверхности, чем поясок шире, тем больше электронных состояний с одинаковой энергией и тем больше осциллирующий вклад в энергию и, соответственно, амплитуда осцилляций намагниченности. Чем больше площадь сечения, тем «быстрее» осциллирует намагниченность.

имеем

$$d\phi/dH = -2\pi F/H^2,$$

т.е. период осцилляций в магнитном поле уменьшается квадратично с величиной поля. Значит, осцилляции становятся очень быстрыми, соответственно, увеличиваются производные по полю, и дифференциальная восприимчивость χ может возрасти, вообще говоря, как угодно. Разумеется, это происходит только до тех пор, пока при уменьшении магнитного поля величина $\omega\tau$ остается большой (электроны по-прежнему успевают совершить более одного оборота в магнитном поле). Легко видеть, что тогда приращение индукции при изменении магнитного поля будет существенно различным в зависимости от знака χ . В самом деле, оно

$$\delta B = \delta H + 4\pi\delta M = \delta H + 4\pi\chi_B\delta B,$$

т.е.

$$1 + 4\pi\chi = \frac{dB}{dH} = \frac{1}{1 - 4\pi\chi_B}.$$

Итак, при росте χ_B , если оно отрицательно, знаменатель растет, $dB/dH \rightarrow 0$ и $\chi \rightarrow -1$, а если χ_B положительно, знаменатель стремится к нулю, и при $\chi_B \rightarrow 1/4\pi$ получим $dB/dH \rightarrow \infty$ — индукция в образце должна увеличиваться скачком.

В результате вместо синусоподобного (гармонического) сигнала в эксперименте должна наблюдаться следующая картина. В окрестности минимума $\tilde{\epsilon}$, где χ отрицательно, индукция B остается в образце практически неизменной на протяжении почти всего периода, и $4\pi\delta M \approx -\delta H$ (подобно сверхпроводнику). В окрестности максимума $\tilde{\epsilon}$, где χ положительно, как только будет выполнено условие

$$\chi_B \geq 1/4\pi, \quad (4)$$

индукция скачком увеличивается на величину ΔB порядка величины периода (см. рис.4). Такую пилообразную зависимость $M(H)$ с практически вертикальными скачками B впервые наблюдал Д.Шенберг на образцах благородных металлов [6]. Металл в магнитном поле ведет себя очень «разумно»: индукция в образце меняется так, чтобы энергия оставалась как можно дольше вблизи своего минимального

значения, а участки ΔB , где энергия велика (строго говоря, это участки абсолютной неустойчивости), периодически преодолевает скачком (см. рис.5).

Уже тут можно было бы, в принципе, догадаться — а кто же из нас не крепок задним умом, — что если выбрать другую геометрию эксперимента, события должны разворачиваться по какому-то иному сценарию. В самом деле, если взять вместо длинного цилиндра, ориентированного вдоль поля, образец в форме пластинки, перпендикулярной полю, реализуется другой предельный случай. В данной геометрии, когда размеры поверхности пластинки гораздо больше толщины последней, из обязательного условия непрерывности нормальной к поверхности компоненты \mathbf{B} получается требование

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}. \quad (5)$$

Поскольку H меняется непрерывно, никаких скачков ΔB в образце просто не может быть в принципе. А это в свою очередь означает: «разумного» поведения металла, отмеченного выше, как будто больше нет — индукция обязана последовательно принимать все значения в окрестности максимума энергии, что, конечно, нехорошо. Забегая вперед, сразу скажем, что благодаря доменам металлу и здесь удается вести себя «разумно» и проскакать

невыгодный участок ΔB . Но прошло еще несколько лет, прежде чем Дж.Кондон сформулировал идею возникновения доменов.

Надо сказать, что этому помогли эксперименты на монокристаллах бериллия. В поверхности Ферми данного металла есть участки, весьма близкие по форме к длинному цилиндру, благодаря чему амплитуда осцилляционных эффектов очень велика. Кроме регистрации скачков магнитного момента изучались и другие свойства, в том числе поперечное магнитосопротивление (оно тоже осциллирует). Существенно, что в последнем случае измерения проводятся на длинной палочке, расположенной перпендикулярно к внешнему магнитному полю. Так вот, поведение амплитуды осцилляций магнитосопротивления удалось объяснить только возникновением диамагнитных доменов.

Вперед к доменам!

Чтобы получше в этом разобраться, обратимся к рис.6. Здесь представлен небольшой участок изменения $\epsilon_1 \equiv \tilde{\epsilon}(B)$ в окрестности заданного внешнего магнитного поля $H = H_0$, которое выбрано в максимуме $\tilde{\epsilon}$. Изменение фазы на рисунке чуть больше периода. Парабола ϵ_2 — второй член в формуле (2), обусловленный токами намагниченно-

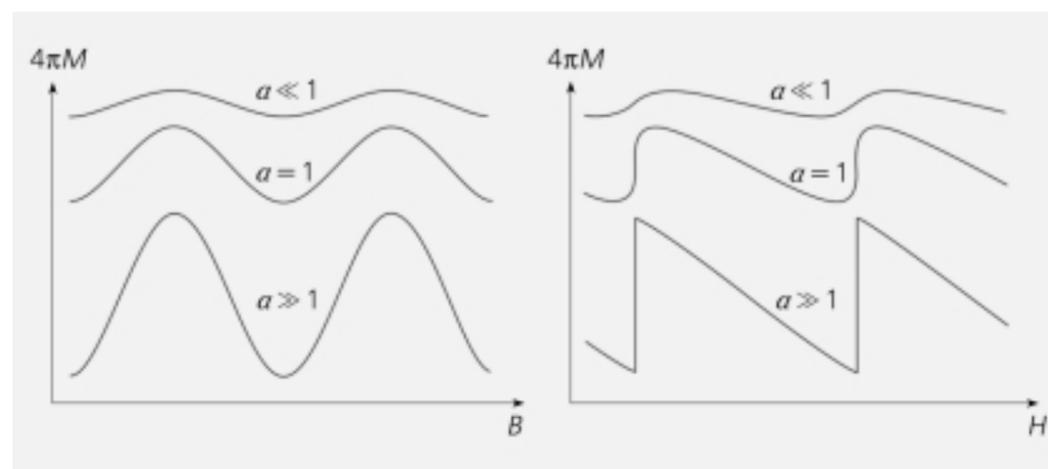


Рис.4. Осцилляции величины $4\pi M$ в зависимости от магнитного поля в образце B (слева) и от внешнего магнитного поля H (справа). Кривые изображены для разных значений параметра a (он может увеличиваться, например, при понижении температуры). Для небольшого интервала изменения поля период практически не меняется, и картинка не зависит от того, отложено по абсциссе само магнитное поле или обратная величина. Видно, что верхние кривые слева и справа почти одинаковы. На двух других точках смещаются влево ($M > 0$) или вправо ($M < 0$) соответственно величине ординаты M . На нижней кривой справа скачки $\Delta M = \Delta B$.

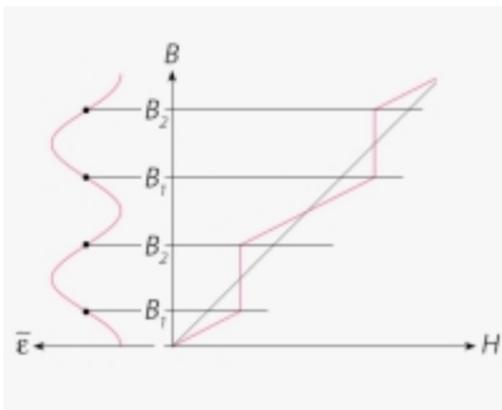


Рис. 5. Зависимость $B(H)$, соответствующая нижней правой кривой с рис. 4. Точки пересечения с диагональю $B=H$ означают, что $M=0$. Слева — функция $\epsilon(B)$. Области максимальной энергии перепрыгиваются скачком ΔB .

сти в образце. Подчеркнем, речь идет пока опять о длинном образце, расположенном вдоль магнитного поля. Верхняя кривая изображает суммарную энергию (2), т.е. $\epsilon_3 = \epsilon_1 + \epsilon_2$. Наш рисунок соответствует ситуации, при которой кривизна параболы, всегда равная $1/4\pi$, явно меньше кривизны ϵ_1 в максимуме, т.е. условие (4) выполнено. Только в таком случае ϵ_3 имеет два минимума — в точках B_1 и B_2 . (В противном случае, если $\chi < 1/4\pi$, кривая ϵ_3 всегда имеет только один минимум.) Напомним, мы выбрали H_0 точно в максимуме, поэтому ϵ_3 симметрична и значения энергии в минимумах совпадают. Если H взять левее или правее максимума ϵ_1 , сдвинется и парабола ϵ_2 , и энергия в минимуме B_1 станет соответственно меньше или больше, чем в B_2 . Поскольку состояние металла всегда отвечает минимальной энергии, при пересечении внешним магнитным полем точки $H = H_0$ данное состояние изменится скачком и индукция в образце также скачком прыгнет из B_1 в B_2 (см. рис. 5). Как следствие, отрицательная намагниченность $4\pi M_1 = B_1 - H_0$ в этой точке поменяется на положительную $4\pi M_2 = B_2 - H_0$. Другими словами, образец из диамагнитного скачком станет парамагнитным. Здесь наиболее ярко проявляется принципиально коллективный характер эффекта. Намагниченность возникает не как сумма по частям образца, а в результате кол-

лективного поведения всего электронного газа, т.е. всего металла в целом.

Посмотрим на этой же картинке, как получаются домены. Возьмем такой же монокристалл и с той же ориентацией (ϵ_1 остается без изменений). Однако придадим образцу другую форму — в виде тонкой пластинки большого размера, расположенной перпендикулярно полю, когда обязательно выполняется условие $B = H$ (5). Теперь параболу ϵ_2 можно убрать, и сумма (2) просто совпадет с ϵ_1 . Сравнивая с предыдущей кривой ϵ_3 , видим, что на протяжении большой области магнитных полей в окрестности H_0 (область неустойчивости) энергия металла оказывается выше минимального значения, которое имело место для длинной тонкой палочки. Это превышение максимально при $H = H_0$ и равно $\delta\epsilon$. Спрашивается, а если мысленно разбить нашу пластинку на множество тонких участков — «доменов», длина которых (т.е. толщина пластинки) будет гораздо больше их собственной толщины? Тогда, точно так же, как и для одного длинного образца, расположенного вдоль поля, для каждого из них справедлива формула (2), т.е. для каждого энергия опять состоит из двух слагаемых. Если теперь разбить их на два сорта и поместить половину в состояние B_1 (диамагнитное) и другую — в B_2 (парамагнитное), тщательно перемешать, чтобы «домены» разных сортов повсюду чередовались, то они, уже без кавычек, и есть домены Кондона. Поскольку размеры и количество доменов обоих сортов одинаковы, на каждом участке образца, большом по сравнению с размером одного домена, среднее значение индукции остается равным H_0 . Другими словами, условие (5) теперь выполняется в среднем по всему образцу. В каждом домене энергия (2) соответствует минимуму, как для ϵ_3 , а это значит, что и для всей пластинки выигрыш в энергии будет такой же, т.е. $\delta\epsilon$. На рис. 7 показано схематическое изображение доменной структуры. Если магнитное поле изменится в сторону B_1 или в сторону B_2 , соответственно изменяются и размеры доменов — толщина доменов одного сорта увеличивается, а другого уменьшается, и условие $B = H$ (5) всегда в среднем выполнено. Расчет показывает: разбиение на домены с постоянными значениями B_1 и B_2 в каждом их

сорта оказывается выгодным по сравнению с однородным состоянием во всем диапазоне $B_1 < H < B_2$. На рис. 6 это понижение энергии показано пунктиром.

От предположений к эксперименту

В 1966 г. Кондон впервые сформулировал идею возникновения таких доменов. А уже через два года он и Р.Вальстедт [7] продемонстрировали образование доменов в эксперименте по ядерному магнитному резонансу (ЯМР) в серебре. Напомним, ядерный магнитный момент прецессирует в магнитном поле и угловая скорость прецессии строго пропорциональна величине магнитного поля. Если же на ядро действует еще и переменное электромагнитное поле, то, как только частота совпадет с частотой прецессии, происходит резонансное поглощение энергии электромагнитного поля ядром. Частота переменного поля, кото-

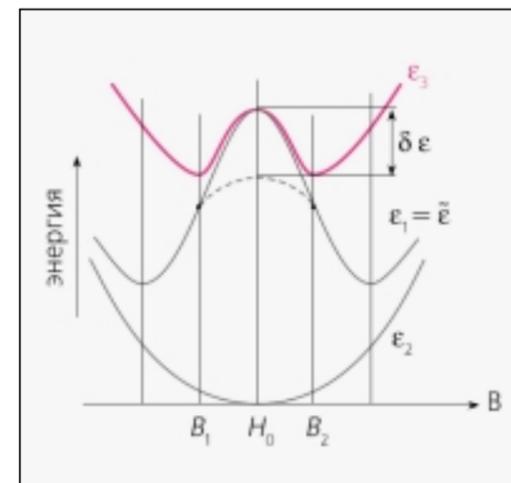


Рис. 6. Функция $\epsilon_1 \equiv \epsilon(B)$ в диапазоне изменения фазы чуть больше периода. Парабола $\epsilon_2 = (B-H_0)^2/8\pi$ — энергия намагничивания длинного образца в заданном магнитном поле H_0 , верхняя кривая — суммарная энергия $\epsilon_3 = \epsilon_1 + \epsilon_2$. При пересечении магнитным полем точки $H = H_0$ состояние металла изменяется скачком из минимума B_1 в минимум B_2 . Пунктир — энергия образца в форме пластинки, перпендикулярной полю, при образовании доменов, $\delta\epsilon$ — максимальный выигрыш энергии.

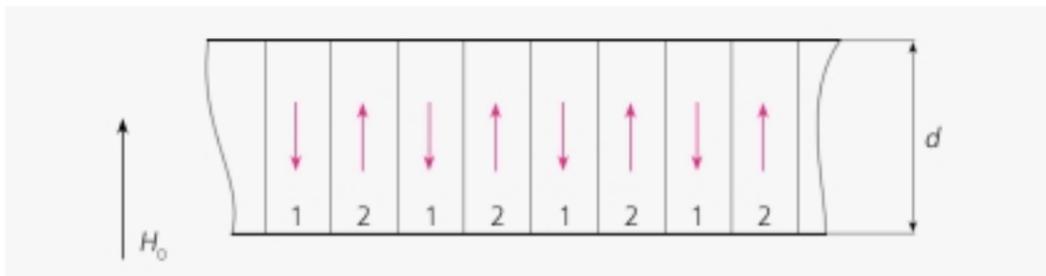


Рис.7. Схематическое изображение доменной структуры в пластинке толщиной d в поле H_0 . Стрелками показано направление намагниченности в фазах 1 и 2 со значениями индукции B_1 и B_2 . Период структуры много меньше d .

рое обычно создается при помощи небольшой катушки, намотанной иногда прямо на образец, измеряется с большой точностью, поэтому ЯМР дает возможность измерять магнитное поле в веществе с такой же точностью. Разумеется, в случае, когда удастся наблюдать само поглощение, что совсем непросто. Если магнитное поле однородно, наблюдается узкая линия ЯМР, если не очень, — линия уширяется. Кондон и Вальстедт впервые наблюдали одновременное сосуществование двух резонансных частот (*расщепление* линии), соответствующих двум значениям индукции B_1 и B_2 . При изменении внешнего магнитного поля это происходило периодически, период совпадал с таковым для осцилляций намагниченности в серебре, а величина расщепления $B_2 - B_1$ была равна примерно половине периода осцилляций.

Безусловная удача эксперимента была заслуженным результатом преодоления значительных трудностей. Кроме того, что очень сложно обеспечить необходимые условия возникновения: нужна температура $T = 1.4$ К, магнитное поле $H = 90000$ Э, очень высокая однородность поля (на фоне основного поля масштаб неоднородности должен был быть гораздо меньше величины расщепления $\Delta B = 12$ Э) и очень высокое качество монокристалла, — нелегко и наблюдать ЯМР в металле, особенно — высокой чистоты, как в данном случае. Поскольку переменное электромагнитное поле проникает в металл лишь на малую глубину скин-слоя, в поглощении может участвовать только совсем небольшое количество ядер, расположенных вблизи поверхности. С учетом вышесказанного, казалось бы, у авторов было очень мало

шансов на успех! И результат говорит сам за себя.

Разумеется, авторы попытались добиться такого же результата и для бериллия. Ведь бериллий, своего рода «чемпион» среди металлов по амплитуде осцилляций. Но тут авторов ждала полная неудача, метод не сработал. В отличие от серебра, где спин равен $1/2$ и есть только две возможности для проекции момента на направление магнитного поля: по полю или против него, — у бериллия спин равен $3/2$, и возможностей больше. В итоге, вместо узкой линии ЯМР, как для серебра, в бериллии наблюдается *квадрупольное* расщепление линии даже без всяких доменов. Это еще одна трудность в обнаружении доменов во многих металлах методом ЯМР. Не удивительно, что после удачи с серебром и фиаско с бериллием в литературе больше не было ни одной работы по выявлению диамагнитных доменов методом ЯМР. Все последние достижения в поисках диамагнитных доменов связаны с использованием нового метода исследования — метода спиновой прецессии мюона (μ SR) [8].

Мюоны приходят на помощь

Метод μ SR развился на стыке двух областей науки — ядерной физики и физики конденсированного состояния. Он в определенном смысле аналогичен методу ЯМР. В 1979 г. Ю.М.Белоусов и В.П.Смилга предложили использовать его для наблюдения доменов Кондона [9]. Однако в то время техника была не готова, стыка еще не произошло, и их работа, увы, осталась незамеченной. Прошло целых 16 лет,

и идея использовать метод μ SR для наблюдения доменов родилась заново, на сей раз в Швейцарии в Институте им.П.Шеррера. Эксперименты на бериллии увенчались успехом в 1995 г., и образование диамагнитных доменов так же, как и в методе ЯМР, проявлялось в виде расщепления пика μ SR [10].

Метод μ SR имеет и отличия от метода ЯМР. Мюоны — короткоживущие элементарные частицы, продукт деятельности мощного ускорителя, их время жизни составляет около 2 мкс. Обладая достаточной начальной энергией, положительный мюон может довольно глубоко внедриться в образец и остановиться в каком-нибудь из междоузлий, задерживаясь там до распада. Поскольку он обладает спином (который прецессирует в соответствии с величиной локального магнитного поля), позитрон, который образуется при распаде, вылетает преимущественно в направлении спина. Это событие фиксируется тем или иным детектором. В образце все мюоны начинают вращаться строго с одного положения, и в эксперименте регистрируется большое число мюонов. Если все мюоны оказываются в одинаковом магнитном поле, в каждом детекторе число отмеченных событий будет осциллирующей во времени функцией, частота которой и есть частота прецессии. В данном методе уже нет необходимости в переменном магнитном поле, частота прецессии измеряется напрямую, и поэтому отпадает первая трудность измерения ЯМР, обусловленная скин-слоем. Точно так же отсутствует и вторая, поскольку в любом образце «работает» один и тот же пробный снаряд со спином $1/2$. Мюоны проникают в вещество достаточно глубоко, поэтому контролируются объемные свойства. В результате, как и в ЯМР, ширина пика μ SR соответствует величине неоднородности магнитного поля в образце. Если же в образце произойдет расслоение на домены с величинами магнитного поля B_1 и B_2 , то одна часть мюонов окажется в поле B_1 , а другая в поле B_2 . В результате получатся две частоты прецессии и, соответственно, пик μ SR расщепится на два.

На рис.8 показаны результаты μ SR-эксперимента для монокристаллической пластинки бериллия. Когда

H изменяется в диапазоне $B_1 < H < B_2$, в спектре наблюдается расщепление на два пика с неизменными значениями частот, соответствующими величинам B_1 и B_2 . По мере роста поля амплитуда одного пика уменьшается, а второго увеличивается, что отражает перераспределение долей образца, принадлежащих той или иной фазе. Анализ полученных данных подтверждает, что соотношение (5) всюду точно выполняется. При любых других значениях магнитного поля вне указанного диапазона наблюдается стандартный узкий пик с частотой, отвечающей этому полю.

Теперь можно сказать, что успех экспериментов на бериллии вполне закономерен, ведь бериллий «чемпион» по осцилляциям. В магнитном поле 30000 Э диамагнитные домены в нем существуют вплоть до температуры $T \sim 3$ К. Однако у большинства металлов амплитуда осцилляций гораздо меньше. На первый взгляд, может показаться, что домены Кондона — весьма редкое явление природы. Однако это не так. Дело в том, что при очень низких температурах форма осцилляций уже сильно отличается от синусоиды. Анализ показывает: для любого металла, как ни мала была бы амплитуда эффекта, при достаточно низкой температуре условие (4) обязательно выполнится. Правда, величина ΔB окажется очень малой, и расщепление пика μSR наблюдать гораздо сложнее. Для этого требуются и предельно совершенные кристаллы, и более тонкая техника измерений.

Именно такие эксперименты и были проведены недавно в Институте им. П. Шеррера. Была использована разработанная в институте новая методика измерений, так называемая MORE, которая позволяет значительно понизить уровень шума. На всех исследованных монокристаллах олова, индия, алюминия и свинца, выращенных в Институте физических проблем им. П. Л. Капицы еще около 30 лет назад, было обнаружено образование диамагнитных доменов. Область их существования ограничивается несколькими десятками долями кельвина. Безусловно, в успехе данной работы (она была доложена на международной конференции в Виллиамсбурге в 2002 г.) заключен труд многих и многих физиков за долгие годы. Те-

перь можно с уверенностью сказать, что диамагнитные домены, или домены Кондона, так же, как и эффект де Хааза—ван Альфена, присущи всем без исключения металлам, только наблюдать их несравненно сложнее.

На закуску

Хочется затронуть еще два вопроса. Во-первых, вполне закономерен вопрос о механизме электрического тока, протекающего в доменной стенке. В обычных магнитных доменах этот механизм понятен. Циркуляционные токи, обусловленные противоположным направлением спинов в соседних доменах и текущие по часовой стрелке и против нее, на границе складываются, образуя ток намагниченности. В диамагнитных же доменах ларморовское вращение электронов по обе стороны границы совершенно одинаково, и в этом смысле граница никак не выделена. Тем не менее, магнитный момент по обе стороны границы направлен в противоположные стороны, и, например, в бериллии при величине ΔB около 30 Э плотность тока в весьма тонкой, порядка одного микрона, доменной стенке должен составлять $\approx 3 \cdot 10^5$ А/см² (очень большая величина!). Ответ заключается в том, что

в эффекте де Хааза—ван Альфена изменяется не только намагниченность, но и размеры кристалла — происходит так называемая *стрикция*. Ведь фаза осциллирующей энергии $\varphi = 2\pi F/B$ (3), т.е. состояние металла, определяется не только индукцией B , но и величиной F , пропорциональной сечению поверхности Ферми, которое зависит от размеров кристаллической ячейки. Поэтому в формуле (2) следует, строго говоря, учесть и упругую энергию. При росте магнитного поля металл меняет состояние, оставаясь в минимуме энергии не только за счет намагниченности, но и за счет изменения сечения F , должным образом подстраивая размеры. (Стрикция и намагниченность — близнецы-братья, но не совсем. Стрикция не зависит от формы образца, тогда как пластинку, нормальную направлению поля, невозможно намагнитить.) При скачке из B_1 в B_2 переход от одних размеров к другим также происходит скачком, и в соседних доменах с противоположной намагниченностью деформация тоже в определенном смысле «противоположна». Изменение ее должно происходить более или менее плавно в доменной стенке. Соответственно изменяется и величина F , и плотность зарядов. А как известно, градиент плотности зарядов в магнитном поле

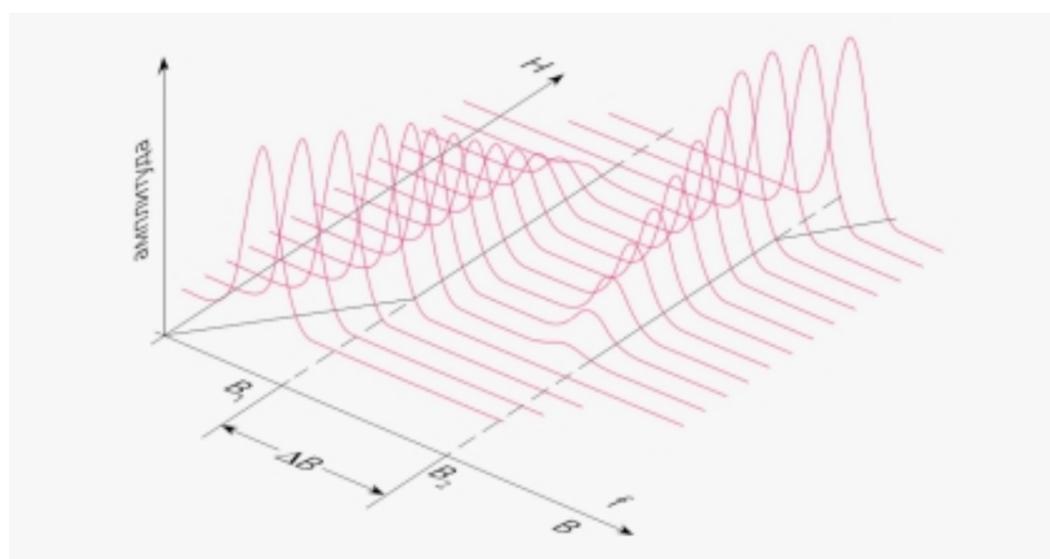


Рис.8. Трехмерное изображение нескольких спектров μSR -измерений. Ось H — внешнее магнитное поле, при котором измеряется частота прецессии мюона в образце. На другой оси — частота или индукция, поскольку $f = gB$ и константа g известна для мюона с большой точностью. Спектральные пики при отсутствии доменов всегда располагаются вдоль диагонали $B = H$. Здесь, в отличие от реальных результатов, приведены несколько сглаженных спектры.

и есть ток намагниченности, т.е. ток есть результат стрикции. Теперь понятно, что большей плотности зарядов соответствует диамагнитная фаза, меньшей — парамагнитная, а разница плотности зарядов в доменной стенке обеспечивает нужный ток намагниченности. Величина стрикции очень мала — в приведенном выше примере относительная деформация составляет всего одну миллионную. Таким образом, формирование доменной структуры приводит еще и к рельефу на поверхности образца, к сожалению, очень слабому. Поэтому увидеть его даже очень вооруженным глазом весьма непросто.

Образование доменов Кондона как фаз различной плотности порождает еще одно интересное явление. При измерениях поперечной относительно \mathbf{H} стрикции в бериллиевой пластинке было обнаружено поразительное свойство доменной структуры, которое иначе как сверхмягкостью и не назовешь [11]. Надо сказать, что бериллий сам по себе является чрезвычайно жестким металлом, выше его по этому свойству только вольфрам и иридий. Его жесткость, или модуль Юнга, гораздо больше, чем у меди. И вот, медное острие регулировочного винтика, прижимающего бериллиевую пластинку с минимальным усилием к измерительному устройству, периодически, при возникновении доменной структуры, проваливается в образец на весьма заметную глубину. Глубина образующейся под острием ямки, которая, разумеется, тут же зарастает, как только образец становится однофазным, предполагает по крайней мере *стократно* уменьшение модуля Юнга. Такое уникальное поведение можно объяснить только при помощи соответствующей перестройки доменной структуры вблизи острия.

И другой вопрос. На наш взгляд, существует прямая аналогия между диамагнитными доменами и чередованием нормальной и сверхпроводящей фаз при возникновении известного *промежуточного состояния* в сверхпроводнике 1-го рода. В самом деле, возьмем опять образец в форме длинного цилиндра, ориентированного вдоль \mathbf{H} . При достижении полем критического значения H_c он переходит скачком из сверхпроводящего состоя-

ния (с $B_1 = 0$) в нормальное (с $B_2 = H_c$). Разумеется, оба состояния отвечают минимуму энергии. А теперь возьмем образец из того же металла, только в форме тонкой пластинки, расположенной нормально к \mathbf{H} . Из чисто геометрических соображений необходимо выполнение условия (5). Но при изменении магнитного поля в диапазоне между нулем и H_c никакого однородного решения нет, так как любое обладает избыточной энергией. Минимум энергии соответствует разбиению образца на чередующиеся домены

с индукцией $B_1 = 0$ и $B_2 = H_c$, т.е. на сверхпроводящую и нормальную фазы. При этом условие (5) опять выполняется в среднем по образцу за счет пропорционального изменения объемов разных фаз. Еще 30 лет тому назад физики научились не только получать изображение промежуточного состояния, но и рассматривать его в движении. А можно ли увидеть диамагнитные домены? Из теории следует, что периоды обеих доменных структур могут быть очень близки в одинаковых по толщине образцах. К сожалению, на этом сходство и заканчивается. Количественное отличие оказывается кардинальным. Если «магнитный контраст» (0 и H_c) в изображении промежуточного состояния фактически стопроцентный, то для доменов Кондона контраст (B_1 и B_2) в лучшем случае всего 0.1%. Кроме того, здесь сама величина магнитного поля почти в сто раз больше, что представляет дополнительное препятствие. Однако принципиальная возможность для получения изображения диамагнитных доменов остается, что дает основания для определенного оптимизма.

Остается вопрос — а представляют ли столь экзотические эффекты какой-то практический интерес? Ответ — да: благодаря им удастся подойти к проблеме сжимаемости металла с совершенно неожиданной стороны. Можно показать, что если весь ток намагниченности, протекающий в стенке между доменами, есть результат градиента плотности зарядов, то сжимаемость металла полностью определяется только конструкцией его поверхности Ферми. Но это уже предмет отдельного разговора. ■

Литература

1. *Condon J.H.* // Phys. Rev. 1966. V.145. P.526—535.
2. *Landau L.* // Zeitschrift für Phys. 1930. V.64. P.629—637 / Пер.: Ландау Л.Д. Собр. трудов. Т.1. М., 1969.
3. *Haas W.J. de, Alphen P.M. van* // Proc. Netherlands Roy. Acad. Sci. 1930. V.33. P.1106—1111.
4. *Onsager L.* // Phil.Mag. 1952. V.43. P.1006—1011.
5. *Лифшиц И.М., Косевич А.М.* // ЖЭТФ. 1955. Т.29. С.730—752.
6. *Шенберг Д.* Магнитные осцилляции в металлах. М., 1986.
7. *Condon J.H., Walstedt R.E.* // PRL. 1968. V.21. P.612—615.
8. *Schenck A.* Muon Spin Rotation Spectroscopy. Hilger; Bristol, 1986.
9. *Белоусов Ю.М., Смилга В.П.* // ФТТ. 1979. Т.21. С.2459—2462.
10. *Solt G., Baines C., Egorov V.S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V.76. P.2575—2578.
11. *Егоров В.С., Лыков Ф.В.* // ЖЭТФ. 2002. Т.94. С.162—171.