

## Наблюдение диамагнитных доменов в бериллии

© В.С. Егоров, Е.П. Красноперов, Ф.В. Лыков, Г. Шолт\*, К. Байнс\*, Д. Герлах\*, У. Циммерманн

Российский научный центр "Курчатовский институт,  
123182 Москва, Россия

\* Институт Пауля Шеррера,  
CH-5232 Виллиген, Швейцария

(Поступила в Редакцию 9 октября 1997 г.)

На монокристалле бериллии в магнитном поле  $H \leq 3 \text{ Т}$  ( $\mathbf{H} \parallel [0001]$ ) при гелиевых температурах наблюдались диамагнитные домены (домены Кондона). Образование доменной структуры устанавливалось как по магнитопробойным квантовым осцилляциям сопроотивления и термоэдс, так и по расщеплению резонансного пика частоты свободной спиновой прецессии мюонов ( $\mu\text{SR}$ ). Чередование однородного состояния (с одним пиком  $\mu\text{SR}$ ) и состояния с доменной структурой (с двумя пиками) совпадает по периодичности с эффектом де Гааза–ван Альфена, величина периода  $\Delta H \cong 78 \text{ Ое}$ , область существования доменов и разность их намагниченности  $\Delta B = 4\pi\Delta M = B_2 - B_1 \cong 30 \text{ Ое}$ .

Вопрос о возникновении диамагнитных доменов был впервые рассмотрен Кондоном [1]. При образовании достаточно узких уровней Ландау,  $\hbar/\tau$  которых заметно меньше расстояния между ними  $\hbar\omega_c$ , т.е.  $\omega_c\tau \gg 1$ , и при низкой температуре, когда  $kT < \hbar\omega_c$ , в энергетическом спектре металла возникают осцилляции, соответствующие экстремальным сечениям поверхности Ферми. В результате энергия электронного газа  $\varepsilon(B)$  при изменении магнитного поля осциллирует, и в эксперименте наблюдаются осцилляции магнитного момента  $M = -\frac{\partial\varepsilon}{\partial B}$ , т.е. эффект де Гааза–ван Альфена (дГВА). Поскольку величина индукции  $B$  в образце с размагничивающим фактором  $N \cong 0$  отличается от внешнего магнитного поля  $H$  на величину  $4\pi M$ , в эксперименте вместо гармонического сигнала  $M(B)$ , следующего из теории Лифшица–Косевича [2], наблюдается такой же по амплитуде осциллирующий сигнал  $M(H)$ , форма которого по мере увеличения его амплитуды приближается к пилообразной. При этом восходящие участки с парамагнитным знаком дифференциальной восприимчивости ( $\frac{dM}{dH} > 0$ ) становятся круче, а участки с диамагнитным знаком ( $\frac{dM}{dH} < 0$ ) — более пологими. На это впервые обратил внимание Шенберг [3], анализируя свои измерения эффекта дГВА на благородных металлах.

Период осцилляций  $P$  в эффекте дГВА постоянен в обратном магнитном поле и определяется площадью  $A$  экстремального сечения поверхности Ферми по формуле Лифшица–Онсагера  $P^{-1} = F = (c\hbar/2\pi e)A$ , где  $F$  — магнитная частота осцилляций. В зависимости от магнитного поля  $H$  величина  $n$ -го периода осцилляций уменьшается как  $\Delta H_n = \frac{F}{n^2} = \frac{H^2}{F}$  ( $n$  — номер уровня Ландау). Поэтому дифференциальная восприимчивость  $\left| \frac{\partial^2\varepsilon}{\partial B^2} \right|$  увеличивается при уменьшении  $H$  и, начиная с некоторой величины магнитного поля (и в меньших полях), может стать больше чем  $1/4\pi$ . Это значит, что близкая к этому максимуму  $\varepsilon(B)$  область значений магнитного поля  $\Delta B$  становится областью абсолютной неустойчивости и в образце не реализуется вовсе, а в эксперименте наблюдается соответствующий скачок

$4\pi\Delta M = \Delta B$ . Сигнал  $M(H)$  становится полностью пилообразным, а в зависимости  $dM/dH$  присутствуют только острые положительные пики [3]. Другими словами, при непрерывной резвертке внешнего магнитного поля  $H$  индукция в образце "задерживается" вблизи значений  $B$ , соответствующих минимумам энергии  $\varepsilon(B)$ , а области  $\Delta B$  вблизи максимумов "проскакиваются" за счет скачкообразного изменения намагниченности.

Однако на первый взгляд это не может осуществиться, если образец имеет форму пластинки и она расположена перпендикулярно магнитному полю. Такой образец уже не может однородным образом намагнититься, чтобы значения  $B$  соответствовали минимуму энергии, поскольку необходимо еще удовлетворить граничному условию  $B = H$ . Оказывается, что в отмеченной области неустойчивости  $\delta H = \Delta B$  все значения  $B$  внутри этого диапазона также отсутствуют, а металл расслаивается на домены с крайними значениями  $B_1$  и  $B_2$  этого диапазона ( $B_2 - B_1 = \Delta B$ ), так что условие  $B = H$  выполняется в среднем, т.е. при изменении  $H$  изменяется только соотношение объемов фаз с постоянными значениями  $B_1$  и  $B_2$  [1].

Первым прямым экспериментальным наблюдением такого рода доменов была работа Кондона и Вальстеда [4]. В пластинке серебра, расположенной перпендикулярно магнитному полю, измерялся ядерный магнитный резонанс (ЯМР). Возникновение доменов устанавливалось по сигналу биений, соответствующему расщеплению линии ЯМР. Величина расщепления составляла  $\Delta B = 12 \text{ Ое}$  в магнитном поле  $9 \text{ Т}$ . В этой же работе предпринималась попытка наблюдать подобный же эффект в бериллии при  $H = 1.9 \text{ Т}$ , однако полученные результаты оказались недостаточно понятными для интерпретации. Это обусловлено, по-видимому, как очень большим временем ядерной спин-решеточной релаксации, так и квадрупольным уширением линии ЯМР. Тем не менее, несмотря на этот неудачный результат, можно было считать с большой долей уверенности, что диамагнитные домены в бериллии образуются в магнитных полях меньше  $4\text{--}5 \text{ Т}$ . Такая уверенность была основана

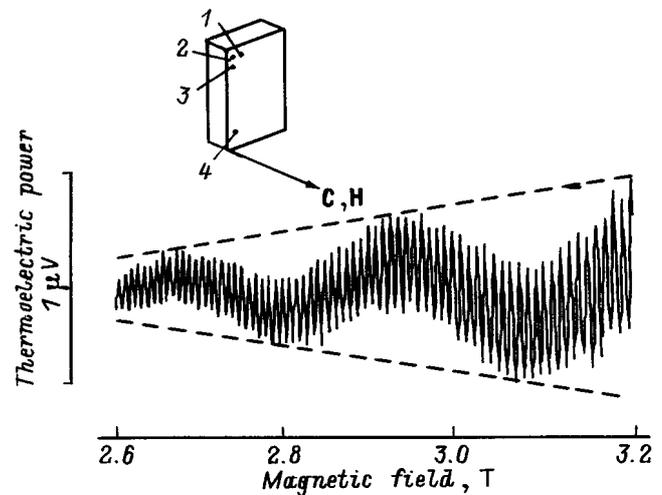
на том, что в ряде работ по наблюдению квантовых осцилляций термоэдс и сопротивления в бериллии [3,5,6] отмечалось своеобразное поведение амплитуды этих осцилляций, что свидетельствовало о возникновении доменов.

В настоящей работе описывается наблюдение образования доменов Кондона в монокристалле бериллия одновременно как по магнитопробойным квантовым осцилляциям сопротивления и термоэдс, так и по расщеплению резонансного пика свободной прецессии мюонов ( $\mu$ SR). Метод  $\mu$ SR как способ локального измерения величины магнитного поля не подвержен влиянию скин-эффекта, поэтому в чистых металлах (а только в таких и есть эффект дГВА) представляется нам принципиально более предпочтительным, чем ЯМР. Этот способ полностью свободен от отмеченных выше недостатков ЯМР, обусловленных большим временем ядерной спин-решеточной релаксации и квадрупольным уширением резонанса, если спин ядра отличен от  $1/2$  [7].

Образец для исследования представлял собой монокристалл бериллия размером  $9 \times 14 \times 1.8$  mm. Гексагональная ось кристалла перпендикулярна плоскости пластины. Отношение сопротивлений  $\rho_{300}/\rho_{4.2} \cong 300$ . Предварительные измерения мюонной прецессии на этом образце в слабых полях показали, что в области гелиевых температур благодаря квантовому туннелированию мюона затухание прецессии его спина оказывается малым [8] и соответствующая ширина линии  $\mu$ SR не превышает  $1.5$  Oe в поле  $H \sim 1$  kOe. Это определило выбор диапазона магнитных полей для настоящих исследований:  $H \approx 25 - 30$  kOe. Период осцилляций эффекта дГВА (и соответственно порядок величины разности индукций в ожидаемой доменной структуре) в этом поле составляет  $\Delta H \cong 10^2$  Oe, что уже существенно больше ширины линии. С другой стороны, частота мюонной прецессии в этом поле  $f \cong 300$  MHz, и при ширине временного канала  $0.7$  ns еще возможен анализ спектра. Это давало основания для разрешения ожидаемой доменной структуры.

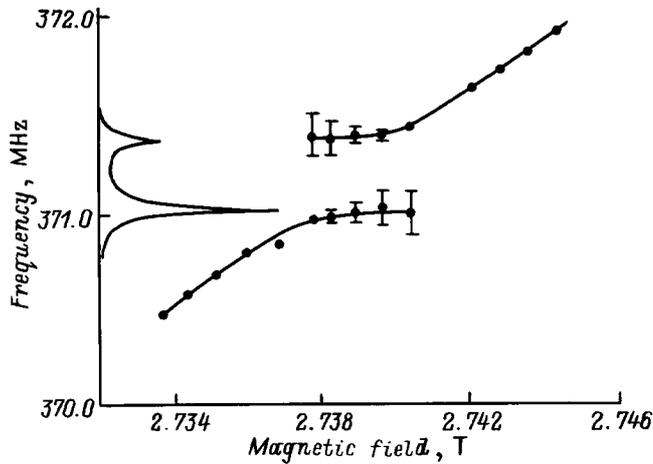
В указанной области магнитных полей при температурах  $T \cong 1.5$  K были измерены квантовые осцилляции магнитосопротивления и термоэдс, что дало возможность косвенного наблюдения доменов. Измерения проводились при помощи прижимных контактов из бериллиевой бронзы. На рис. 1 приведен участок зависимости термоэдс от магнитного поля  $\alpha(H)$  при  $T = 1.6$  K. На вставке схематически изображен образец с контактами. Локальный нагрев осуществлялся "токовыми" контактами 1-2, а эдс измерялась двумя другими 3-4. При этом для обеспечения большего градиента температуры край образца был приклеен к медному хладопроводу.

На высокочастотные магнитопробойные осцилляции термоэдс, показанные на рис. 1, наложена "низкая частота", что является следствием образования доменов. Такой результат для зависимости  $\alpha(H)$  обусловлен уникальной формой поверхности Ферми бериллия, а именно формой электронной "сигары", обладающей в данной



**Рис. 1.** Зависимость термоэдс от магнитного поля  $\alpha(H)$  при  $T = 1.6$  K. Штриховыми линиями показан ожидаемый ход амплитуды в предположении отсутствия намагниченности. На вставке — схематическое изображение образца с прижимными контактами для измерения термоэдс: 1 и 2 — "токовые", создающие локальный перегрев, 3 и 4 — потенциальные.

ориентации магнитного поля тремя экстремальными сечениями. Два нецентральных сечения с частотой  $F_1$  являются доминирующими в эффекте дГВА, а центральное сечение определяет частоту  $F_2$  осцилляций магнитосопротивления  $\rho(B)$  и термоэдс  $\alpha(B)$ , обусловленных магнитным пробоем в базисной плоскости. Сама по себе амплитуда этих осцилляций (без учета намагниченности, т.е. если бы везде было  $B \equiv H$ ) должна монотонно возрастать как функция магнитного поля, что показано на рис. 1 штриховыми линиями. Однако в случае периодического возникновения доменов картина кардинально изменяется. Из-за небольшой разницы в частотах  $F_1$  и  $F_2$  ( $F_1 = 9709 \pm 5$  kOe,  $F_2 = 9422 \pm 3$  kOe,  $F_1 - F_2 = 287 \pm 2$  kOe [9]) с интервалами  $\Delta B$  совпадают поочередно то максимумы, то минимумы осциллирующей функции. Если с этими интервалами  $\Delta B$  совпадают максимумы (или минимумы) функции, то все значения  $\rho$  (или  $\alpha$ ) вблизи этого максимума (или минимума), попадающие в интервал  $\Delta B$ , не реализуются. В результате получается своеобразная огибающая, где поочередно "вырезаются" то максимумы, то минимумы. Именно это и указывает на домены. Кроме того, по глубине "вырезания" можно судить о величине  $\Delta B$  образовавшейся доменной структуры. На приведенном на рис. 1 участке зависимости термоэдс от магнитного поля глубина "вырезания" амплитуды осцилляций составляет почти половину ее величины. Из этого можно заключить, что в области  $H \approx 3$  T на этом образце возникает доменная структура с интервалами  $\Delta B = B_2 - B_1$  чуть меньше половины периода. Точно такой же результат получается из измерений на этом же образце и магнитосопротивления, однако оказалось, что измерение термоэдс в данных



**Рис. 2.** Положение пиков  $\mu$ SR при изменении магнитного поля в пределах одного периода дГВА. В области магнитных полей  $27.38 \leq H \leq 27.41$  кОе имеются два хорошо разрешенных пика, амплитуды которых меняются: при увеличении поля амплитуда верхнего растет, а нижнего падает. Слева приведен участок отфильтрованного спектра, иллюстрирующий расщепление на два пика вблизи середины области доменной структуры.

условиях сопряжено с меньшим тепловыделением. Эти эксперименты оказались чрезвычайно полезными для надежного прогнозирования результатов в достаточно сложном и трудоемком мюонном эксперименте.

В  $\mu$ SR-эксперименте использован поверхностный пучок мюонов с импульсом 28 MeV/s. Пучок был параллелен магнитному полю и проникал в глубь пластины, расположенной нормально пучку, на глубину примерно 0.6 mm, т.е. достаточно далеко от границы, вблизи которой доменная структура может быть искажена. Для наблюдения прецессии спин мюона был повернут на угол  $\approx 50^\circ$  от направления его импульса. Регистрация гистограмм осуществлялась двумя детекторами, расположенными слева и справа от образца. Как оказалось [8], для этого монокристалла бериллия время ожидания перескока мюона составляет  $\tau \approx 10^{-7}$  s, и за время жизни  $\tau_\mu$  мюон диффундирует на расстояние порядка  $a\sqrt{\frac{\tau_\mu}{\tau}}$ , что составляет около десятка ангстрем. Можно считать, что на таких расстояниях динамические эффекты усредняют взаимодействие мюона с ядерными магнитными моментами, но не влияют на измерение поля в домене, размер которого существенно больше по сравнению с длиной диффузии мюона.

Измерения скорости затухания прецессии  $\mu$ SR в зависимости от магнитного поля,  $\lambda(H)$ , в интервале  $H = 27.3 - 27.5$  кОе выявили осцилляции ширины линии с периодом  $\Delta H = 76 \pm 3$  Ое [10]. Это совпадает с периодом эффекта дГВА, который для магнитной частоты  $F_1$  составляет здесь  $\Delta H = 77.4$  Ое. Фурье-анализ показал, что в области больших значений  $\lambda$  спектр  $\mu$ SR расщеплен на две линии, а в области минимума наблюдается одна линия с  $\lambda = 0.15 \mu\text{s}^{-1}$ . Зависимость положений

этих линий от магнитного поля изображена на рис. 2. С ростом  $H$  частота единичного пика  $\mu$ SR линейно растет, а при достижении значения  $H = 27.38$  кОе появляется второй пик. Дальнейшее увеличение  $H$  сопровождается уменьшением амплитуды первого пика и ростом второго, но положение пиков остается неизменным, и разница полей в них равна  $\Delta B = 30 \pm 2$  Ое. Область сосуществования двух пиков также составляет  $\delta H \approx 30$  Ое. Наблюдаемая картина полностью соответствует представлениям о доменах Кондона: поле в домене постоянно, а меняется лишь соотношение объемов фаз с различающимися индукциями. Таким образом, можно уверенно констатировать хорошее качественное и количественное согласие в факте наблюдения диамагнитных доменов в бериллии как методом  $\mu$ SR, так и при помощи квантовых осцилляций. Следует полагать, что более детальный анализ расщепленных спектров  $\mu$ SR позволит определить размер (объем) междоменной области и, возможно, характер изменения поля в ней.

Российские авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований (грант 95-02-06015) за поддержку этой работы.

## Список литературы

- [1] J.H. Condon. Phys. Rev. **145**, 526 (1966).
- [2] И.М. Лифшиц, А.М. Косевич. ЖЭТФ **29**, 730 (1995).
- [3] Д. Шенберг. Магнитные осцилляции в металлах. Мир, М. (1986).
- [4] J.H. Condon, R.E. Walstedt. Phys. Rev. Lett. **21**, 612 (1968).
- [5] W.A. Reed, J.H. Condon. Phys. Rev. **B1**, 3504 (1970).
- [6] В.С. Егоров. ЖЭТФ **72**, 2210 (1977).
- [7] Ю.М. Белоусов, В.Л. Смилга. ФТТ **21**, 7, 2459 (1979).
- [8] G. Solt, C. Baines, X. Donathm, V.S. Egorov, D. Herlach, E.P. Krasnoperov, I. Reid, U. Zimmermann. Annual Report. PSI, Villigen, Switzerland (1994). Annex I. P. 77.
- [9] В.С. Егоров. ЖЭТФ **69**, 2231 (1975).
- [10] G. Solt, C. Baines, V.S. Egorov et al. Phys. Rev. Lett. **76**, 2575 (1996).