

ПЕРЕХОД ПОЛУПРОВОДНИК—МЕТАЛЛ В FeSi В СВЕРХСИЛЬНОМ
МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю. Б. Кудасов^{a*}, А. Г. Волков^b, А. А. Повзнер^b, П. В. Баянкин^b, А. И. Быков^a,
В. Г. Гук^b, М. И. Долотенко^a, Н. П. Колокольчиков^a, В. В. Крюк^b, М. П. Монахов^a,
И. М. Маркевцев^a, В. В. Платонов^a, В. Д. Селемир^a, О. М. Таценко^a, А. В. Филиппов^a

^a Российский федеральный ядерный центр
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
607190, Саров, Нижегородская обл., Россия

^b Уральский государственный технический университет
620002, Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 21 мая 1999 г.

Исследованы магнитная восприимчивость и проводимость монокристаллического моносилицида железа в сверхсильных магнитных полях до 500 Тл при низких температурах. Обсуждаются экспериментальные методики измерения проводимости и магнитной восприимчивости. При температуре 77 К наблюдалось плавное увеличение проводимости моносилицида железа более чем на два порядка по мере нарастания магнитного поля. При температуре 4.2 К обнаружен фазовый переход первого рода в поле 355 Тл, который сопровождался скачкообразным изменением магнитного момента на $0.95\mu_B$ на атом Fe и переходом в фазу с высокой проводимостью. Полученные результаты обсуждаются в рамках спин-флуктуационной теории.

PACS: 71.30.+h; 71.28.+d

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди семейства узкозонных полупроводников моносилицид железа (FeSi) выделяется своими необычными свойствами. Например, в оптической спектроскопии широко обсуждается нарушение правила сумм в FeSi [1], металлизация при повышении температуры наступает значительно раньше, чем это можно было бы ожидать из зонных расчетов [2], и т. д. Вблизи уровня Ферми в энергетическом спектре FeSi лежит узкая трехкратно вырожденная зона, образованная *d*-электронами железа, поэтому для объяснения наблюдаемых аномалий использовались различные теоретические модели [3–7], в которых учитываются сильные электронные корреляции *d*-электронов. Эффективные массы электронов, полученные из зонных расчетов [8], хотя и довольно велики, но тем не менее оказываются существенно меньше экспериментальных значений, что указывает на сильную перенормировку массы за счет межэлектронных взаимодействий.

Поскольку зеemanовское расщепление в магнитных полях индукцией порядка несколько сотен тесла соизмеримо с шириной δ запрещенной зоны в спектре *s*-, *p*- и

*E-mail: kudasov@ntc.vniief.ru

d -электронов FeSi ($\delta = 0.11$ эВ [9]), оно может привести к кардинальной перестройке электронного спектра. Поэтому сверхсильные магнитные поля являются мощным инструментом для исследования электронной структуры узкозонных полупроводников. Недавно в ряде теоретических работ исследовалось поведение FeSi в сильных магнитных полях [10, 11]. В них предсказывался фазовый переход первого рода в металлическую фазу при нулевой температуре и значении магнитной индукции $B = 170$ Тл, сопровождающийся скачком магнитного момента порядка от 0.2 [11] до 1 [10] магнетона Бора (μ_B) на атом железа.

Часть результатов, полученных при $T = 77$ К, была опубликована в кратком сообщении [12].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА И ПОДГОТОВКА ОБРАЗЦОВ

Для создания сверхсильных магнитных полей со значением индукции до 450 Тл нами использовался магнитокумулятивный генератор типа МК-1 [13]. В настоящее время это единственная установка в мире, позволяющая получать воспроизводимые однородные магнитные поля со значениями B до 1000 Тл в больших полезных объемах [13]. В этом устройстве начальное магнитное поле ($B \approx 16$ Тл), созданное в тонкостенном многослойном многозаходном соленоиде разрядом мощной конденсаторной батареи, усиливается путем сжатия проводящего цилиндра продуктами взрыва цилиндрического заряда взрывчатого вещества. Время сжатия начального магнитного потока составляет около 16 мкс. Генератор МК-1 был использован в однокаскадном варианте, т. е. без промежуточных внутренних каскадов [13], что, с одной стороны, несколько уменьшило пиковое значение индукции магнитного поля (450–550 Тл), но, с другой стороны, позволило получить гладкий импульс магнитного поля (рис. 1а). Полезный объем при максимальном значении магнитного поля представлял собой цилиндр со следующими ориентировочными размерами: диаметр 10 мм, длина 100 мм. Большая величина полезного объема генератора МК-1 позволяла устанавливать несколько исследуемых образцов одновременно в одном эксперименте.

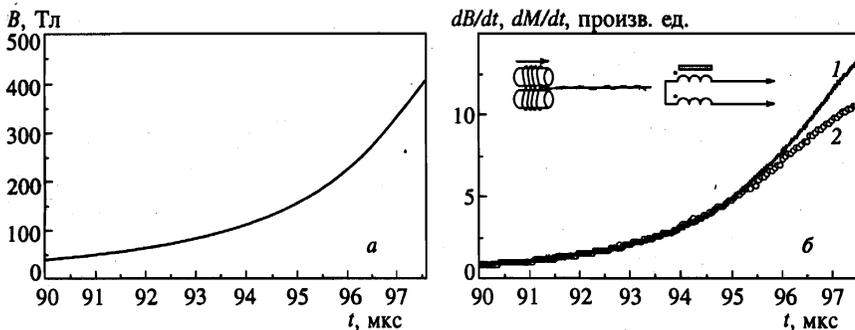


Рис. 1. Зависимость магнитного поля от времени на конечной стадии импульса (а), производная магнитного поля по индукционному датчику (б, 1) и сигнал с компенсационного датчика (б, 2) при $T = 77$ К. На вставке — схематичное изображение компенсационного датчика (стрелкой обозначено направление магнитного поля) и его электрическая схема

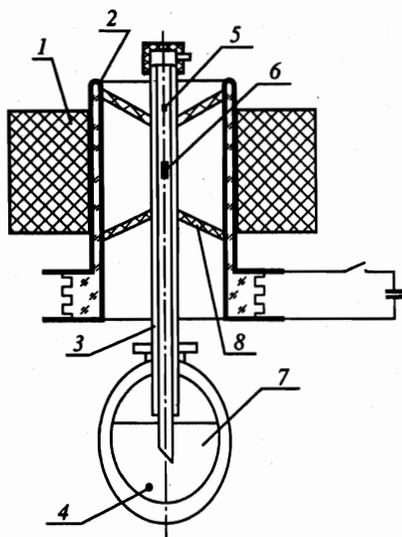


Рис. 2. Схематический вид экспериментальной установки для опыта при $T = 4.2$ К: 1 — заряд взрывчатого вещества, 2 — соленоид, 3 — стеклянный вакуумированный криостат, 4 — нагреватель для подъема гелия, 5 — угольный термометр, 6 — измерительный узел: исследуемые образцы, датчики магнитного поля, 7 — гелиевый криостат, 8 — пенопластовые держатели

Образцы и датчики магнитного поля устанавливались на стеклотекстолитовой пластине. В опытах с начальной температурой $T = 77$ К пластина погружалась в пенопластовый стакан с жидким азотом. При начальной температуре $T = 4.2$ К пластина помещалась в гелиевый криостат с вакуумированной двойной стеклянной стенкой (рис. 2). Охлаждение образца начиналось за 30–40 мин до начала эксперимента. Для этого гелий из сосуда Дьюара при помощи нагревателя подавался в гелиевый криостат. Температура в криостате контролировалась угольным термометром, изготовленным на основе калиброванного резистора ТВО-0.125. Термометр располагался в верхней части криостата.

Поскольку скорость нарастания магнитного поля сильно изменяется в процессе его генерации (от ≈ 0.5 Тл/мкс при создании начального магнитного поля до $\approx 10^2$ Тл/мкс в конце импульса), магнитное поле трудно измерять с хорошей точностью одним индукционным датчиком в течение всего импульса. Поэтому в экспериментах нами использовался набор одновитковых индукционных датчиков диаметрами от 0.8 мм до 14.0 мм, намотанных проводом ПЭТВ-2 диаметром от 71 мкм до 0.25 мм. Исследования, проводившиеся ранее (см., например, [13, 14]), показали, что таким способом можно достичь 5–10%-ной точности измерения в полях до 500 Тл. Все сигналы регистрировались четырехканальными осциллографами Tektronix-784 и Tektronix-744.

Монокристаллы FeSi, использовавшиеся в опытах, выращивались методом Чохральского в атмосфере спектрально-чистого гелия под давлением 0.4 атм в направлении $\langle 100 \rangle$. Скорость роста кристалла составляла 0.4 мм/мин при вращении тигля с расплавом и кристалла в противоположных направлениях со скоростью 3 об/мин. Исходными компонентами служили карбонильное железо чистотой 99.98% и зонно-очищенный полупроводниковый кремний. Приготовление монокристаллов FeSi детально описано в [15].

Индукционные измерения магнитной восприимчивости и проводимости выполнялись в компенсационном датчике (см. вставку к рис. 1б) [16]. Провод ПЭТВ-2 диаметром 71 мкм укладывался в спиральных канавках двух каркасов из капрлона диаметром

2 мм, по $N = 9$ витков. Степень компенсации катушек тестировалась в высокочастотном магните. Полные площади катушек NS , где S — площадь одного витка, различались не более чем на 2%. В одном из каркасов было просверлено отверстие диаметром 1.6 мм для установки исследуемого образца.

Полезный сигнал с индукционного датчика может быть связан с проводимостью образца и его намагниченностью. Для разделения этих факторов мы использовали два типа образцов. Монокристалл FeSi растирался в фарфоровой ступке до порошка с размером гранулы около 100 мкм. Полученный порошок плотно набивался в отверстие датчика. Плотность заполнения контролировалась взвешиванием и составляла в среднем $k = 0.41$. В сигнале с такого образца присутствовали вклады от проводимости и намагниченности.

Для получения образца второго типа монокристаллический порошок FeSi смешивался с полиметилметакрилатом, который затем полимеризовался с помощью дихлорэтана. В результате мы получали монокристаллические гранулы FeSi в диэлектрической матрице. Это позволило избежать появления дополнительного диамагнитного момента за счет индукционных токов при измерении намагниченности.

В эксперименте при $T = 77$ К с порошком FeSi в диэлектрической матрице пики на сигнале компенсационного датчика не наблюдались, и сам сигнал по форме совпадал с сигналом индукционного датчика магнитного поля. На рис. 16 показаны сигналы с индукционного датчика магнитного поля и с компенсационного датчика с чистым порошком FeSi. Здесь на фоне ЭДС раскомпенсации датчика (производная магнитного поля) отчетливо видна дополнительная индукционная ЭДС. Таким образом, в импульсном магнитном поле в порошке возникал дополнительный диамагнитный момент, связанный с его проводимостью.

В нашем эксперименте магнитное поле было аксиальным и однородным и всегда выполнялось условие $\lambda \gg R$, где λ — глубина скин-слоя, R — радиус образца. Тогда плотность индукционного тока j в образце пропорциональна r , где r — радиус, а индукция магнитного поля B пропорциональна r^2 . Из уравнения диффузии магнитного поля $\Delta B = \mu_0 \sigma \partial B / \partial t$, где μ_0 — магнитная постоянная, σ — проводимость порошка, получаем распределение магнитного поля в образце:

$$B(r) = B_0 + \frac{B \mu_0 \sigma}{4} (r^2 - R^2), \quad (1)$$

где B_0 — индукция магнитного поля вне образца. Отсюда имеем выражение для расчета зависимости проводимости от времени:

$$\sigma(t) = \frac{8}{\pi R^4 \mu_0 B N} \int_0^t \Delta U(\tau) d\tau, \quad (2)$$

где ΔU — дополнительная ЭДС, связанная с индукционными токами в порошке. Проводимость порошка, вычисленная из приведенных на рис. 16 данных и по формуле (2), представлена на рис. 3 (кружок).

В эксперименте с начальной температурой $T = 4.2$ К на образцах FeSi наблюдался резкий пик в поле 355 ± 20 Тл. К появлению острых пиков в сигнале, как известно, приводят скачки магнитного момента при метамагнитных переходах [16]. Кроме того, на датчике с чистым порошком FeSi после этого пика наблюдается появление диамаг-

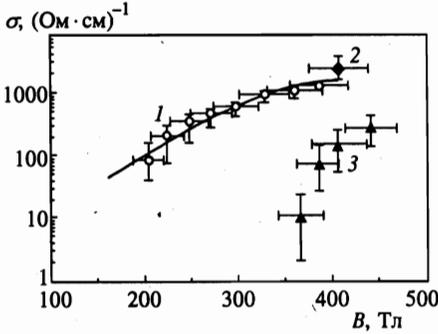


Рис. 3. Зависимости проводимости порошка FeSi (1) и монокристаллической пластинки (2) в магнитном поле при 77 К, (сплошная линия — расчетная зависимость по спин-флуктуационной теории) и проводимости в опыте с начальной температурой 4.2 К (3)

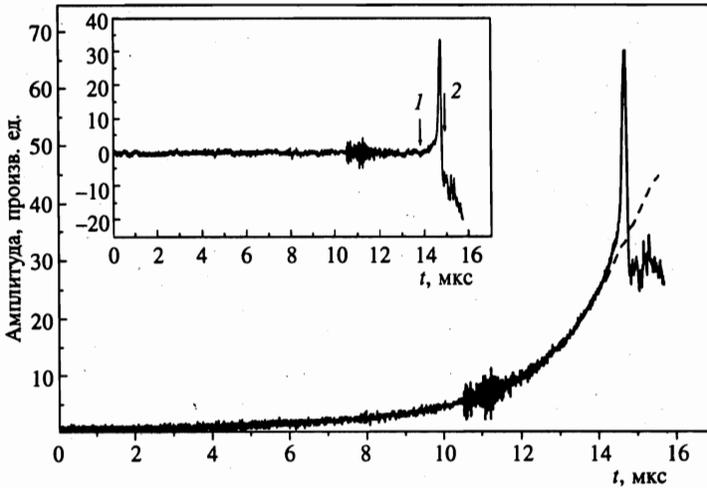


Рис. 4. Сигнал с индукционного датчика с чистым порошком FeSi при начальной температуре 4.2 К (сплошная линия) и масштабированный сигнал с индукционного датчика поля (штриховая). На вставке — сигнал после исключения фона пропорционального $\partial B/\partial t$. Стрелки указывают интервал интегрирования в уравнении (4)

нитного момента, что указывает на переход в проводящую фазу. На рис. 4 показан сигнал с чистого порошка FeSi, где отчетливо видны обе особенности.

Из сигнала рис. 4 можно вычислить проводимость по методике, описанной выше (см. рис. 3), а также величину скачка магнитного момента. «Очистим» пик от фонового сигнала (см. вставку рис. 4). Скачок удельной намагниченности вещества имеет вид

$$\Delta I = \frac{1}{\pi R^2 \mu_0 N k} \int_{t_1}^{t_2} \Delta U(\tau) d\tau. \tag{3}$$

Интегрирование выполняется между точками 1 и 2 (на вставке рис. 4). Используя это выражение, получаем скачок магнитного момента в магнетонах Бора (μ_B) на атом железа:

$$\Delta P = \frac{M}{\pi R^2 \mu_0 \mu_B N \rho k N_A} \int_{t_1}^{t_2} \Delta U(\tau) d\tau, \tag{4}$$

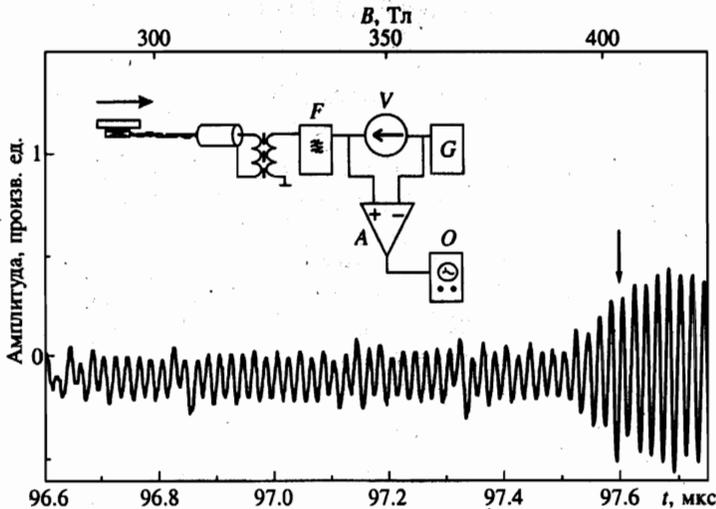


Рис. 5. ВЧ-схема измерения проводимости и ВЧ-сигнал, полученный в эксперименте при начальной температуре $T = 77$ К

где N_A — число Авогадро, ρ — плотность, M — молярная масса. Из (4) по данным рис. 4 получаем, что при начальной температуре 4.2 К происходит скачок магнитного момента $0.95 \pm 0.2 \mu_B/\text{ат. Fe}$.

Нами также была измерена проводимость монокристаллической пластинки FeSi размерами $4 \times 4 \times 0.3$ мм³ при $T = 77$ К. Для этого использовалась высокочастотная (ВЧ) методика. Схема измерения показана на вставке к рис. 5. Источником высокочастотных колебаний G служил генератор Г4-154. Частота колебаний составляла около 49 МГц. Сигнал через вентиль V , полосовой фильтр F и разделительный трансформатор подавался на кабель длиной около 30 м, к другому концу которого подключалась плоская катушка диаметром 3 мм, имеющая 5 витков (провод ПЭТВ-2 диаметром 71 мкм). Катушка лежала на пластинке FeSi в полости генератора МК-1. Из генератора концы катушки выводились витой парой. Ось катушки была перпендикулярна направлению внешнего магнитного поля, что уменьшало ЭДС, наводимую импульсами этого поля. При этом плоскость пластинки была параллельна внешнему магнитному полю, что предотвращало сильный разогрев образца индукционными токами (по нашим оценкам максимальный разогрев не превышал 4 К). Падающая ВЧ-волна отражалась от конца кабеля, к которому подсоединялась катушка, причем коэффициент отражения зависел от проводимости пластинки. Схема вычитания A позволяла выделить отраженный сигнал, который затем регистрировался осциллографом O . Электродинамика данной схемы измерения сходна с использованной в работе [17], однако в отличие от последней она более помехоустойчива.

Динамический диапазон ВЧ-методики измерения проводимости был ограничен снизу. Поэтому в опыте с начальной температурой $T = 77$ К эта методика позволила только зафиксировать момент появления проводимости монокристаллической пластинки FeSi на уровне $2 \cdot 10^4$ (Ом·см)⁻¹ (проводимость вычислялась по методике аналогичной использованной в работе [17]). На рис. 5 показан ВЧ-сигнал, где отчетливо видно появление сигнала от проводимости образца примерно при 400 Тл, что указывает

на превышение проводимостью уровня $2 \cdot 10^4$ (Ом·см)⁻¹.

3. СОСТОЯНИЕ ОБРАЗЦОВ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В импульсном магнитном поле в образце возникают вихревое электрическое поле и в случае металла или полупроводника проводника индукционные токи. Сами по себе вихревое поле и токи, хотя и довольно значительны (максимальное значение напряженности электрического поля на поверхности цилиндрического образца диаметром 1.6 мм достигает 400 В/см), но тем не менее недостаточны для того, чтобы заметно повлиять на электронную структуру вещества. Поэтому более существенными оказываются вторичные факторы, возникающие в проводящей среде под действием импульсного магнитного поля: магнитное давление и джоулев разогрев.

Магнитное давление в центре образца, где оно максимально, может быть вычислено из следующего выражения:

$$P = \frac{(\delta B)^2}{2\mu_0}, \quad (5)$$

где δB — разность индукции магнитного поля снаружи и в центре образца, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума. Здесь предполагается, что магнитная проницаемость среды близка к единице. Используя (5), получаем

$$P = \frac{R^4 \dot{B}^2 \sigma^2}{32\mu_0}. \quad (6)$$

Во всех случаях величина магнитного давления, оцененного по формуле (6), была менее 50 бар. Такое давление не может привести к заметной перестройке электронной структуры и с учетом малого времени импульса магнитного поля — к деформации образца.

Для оценки разогрева образца примем, что при низких температурах теплоемкость FeSi имеет кубическую зависимость от температуры: $C = \beta T^3$, где $\beta = 0.6$ Дж/(м³·К) [18]. Поскольку нас интересует верхняя оценка разогрева образца, пренебрежем всеми видами переноса тепла и будем вычислять температуру на поверхности образца, где выделение тепла максимально. Тогда из выражений (1) и (2) для цилиндрического образца получаем временную зависимость теплоты, выделившейся в единице объема:

$$Q(\tau) = \frac{1}{4} \int_0^\tau \sigma(\lambda) \dot{B}^2 R^2 d\lambda. \quad (7)$$

Отсюда верхняя оценка температуры как функции времени

$$T(\tau) = \left[\frac{.4}{k\beta} Q(\tau) + T_0 \right]^{1/4}. \quad (8)$$

На рис. 6 показана зависимость верхней оценки температуры порошкового образца в опыте с начальной температурой 4.2 К. Видно, что после перехода образца в проводящее состояние происходит очень сильный его разогрев. В опыте с начальной температурой 77 К разогрев порошкового образца не столь существен — в поле 400 Тл верхняя

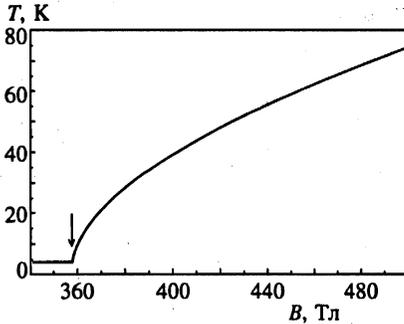


Рис. 6. Верхняя оценка температуры порошка FeSi в опыте с начальной температурой 4.2 К. Стрелка — фазовый переход при 355 Тл

оценка температуры образца составляет 90 К. Динамика температуры монокристаллической пластинки, использовавшейся в ВЧ-методике, может быть также оценена по формулам (7) и (8), если вместо R подставить половину толщины пластинки. При начальной температуре 77 К верхняя оценка температуры пластинки при 400 Тл составляла 81 К.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Экспериментальные результаты, полученные в магнитных полях с индукцией до 450 Тл при $T = 77$ К, указывают на отсутствие при этом значении температуры магнитного упорядочения и скачкообразного перехода полупроводник—металл в FeSi. Вместо последнего мы наблюдали с возрастанием B плавное увеличение проводимости FeSi более чем на два порядка (при $B = 450$ Тл) по сравнению с его проводимостью в нулевом поле. Поскольку эффективные массы подвижных носителей заряда в FeSi много больше массы свободного электрона, поведение этого полупроводника в магнитном поле качественно отличается от поведения обычных узкозонных полупроводников и полуметаллов, например, InSb, PbTe, Bi и т. д. Расстояние между уровнями Ландау в FeSi должно быть очень мало, поэтому орбитальным квантованием можно пренебречь. Тогда при ширине запрещенной зоны в спектрах s -, p -, d -электронов, равной 0.11–0.12 эВ ($= 2\delta$) [10, 11, 19], «схлопывание» энергетической щели за счет зеемановского расщепления энергий (как s -, p -, так и d -) электронов должно иметь место при $B \approx 400$ Тл. Поэтому величина $\ln \sigma$ должна линейно возрастать с увеличением индукции поля при $B < 400$ Тл. Однако нами было установлено (см. рис. 3), что нелинейный характер полевой зависимости логарифма проводимости FeSi проявляется значительно раньше, начиная с $B = 250$ Тл. Последнее указывает на то, что найденное в зонных расчетах [10, 11, 19] и из экспериментов по температурной зависимости проводимости [20] значение ширины запрещенной зоны является завышенным при данной температуре.

Причиной этого несоответствия в почти ферромагнитных полупроводниках может являться расщепление энергетического спектра вследствие флуктуаций спиновой плотности d -электронов [21, 22], что и обеспечивает уменьшение энергетической щели в их спектре при увеличении температуры:

$$\delta(B, T) = \delta(0, 0) - 2U_m(B, T). \quad (9)$$

Здесь $2\delta(0, 0)$ и $2\delta(B, T)$ — щель без учета спиновых флуктуаций и перенормиро-

ванная спиновыми флуктуациями щель как функция магнитного поля и температуры, $U_m(B, T) = [\xi_0^2 + U^2 \langle m^2 \rangle]^{1/2}$ — эффективное зеемановское расщепление энергий d -электронов в магнитном поле при наличии спиновых флуктуаций, $\xi_0 = UM_0 + 2H$, H — напряженность магнитного поля (в единицах $2\mu_B$), M_0 — однородная намагниченность d -подсистемы (в единицах $2\mu_B$), U — параметр внутриаомного кулоновского взаимодействия, $\langle m^2 \rangle^{1/2}$ — амплитуда спиновых флуктуаций, определяемая флуктуационно-диссипативной теоремой и включающая в себя вклады как от тепловых, так и от нулевых флуктуаций спиновой плотности [22]. Отметим, что расщепление, обусловленное спиновыми флуктуациями, не ведет к появлению намагниченности. В рамках подхода [12, 21, 22] намагниченность возникает вследствие изменения емкостей подзон, отвечающих противоположным направлениям спина. С учетом флуктуаций зарядовой плотности она описывается уравнением [12, 22]

$$M_0 = \frac{1}{4N_0} \sum_{\sigma=\pm 1} \sigma \int d\varepsilon \left\langle \sum_{\nu, \alpha} g^0(\varepsilon + \alpha \sqrt{\xi_\nu^2(\tau)}) \left(1 + \frac{\alpha \sigma \xi_\nu^z(\tau)}{\sqrt{\xi_\nu^2(\tau)}} \right) f(\varepsilon - \mu - \eta_\nu(\tau)) \right\rangle. \quad (10)$$

Здесь $g^0(\varepsilon)$ — плотность состояний невзаимодействующих d -электронов, $\xi_\nu(\tau)$ — вектор флуктуирующего обменного поля, ν — вектор кристаллической решетки, $\nu = (\nu, \tau)$, τ — мнимое мацубаровское время,

$$\sum_{\nu} (\dots) = T \sum_{\nu} \int_0^{1/T} (\dots) d\tau,$$

N_0 — число узлов решетки, фурье-образ локального обменного поля $\xi_\nu(\tau)$ имеет вид $\xi_q^{(\gamma)} = r_{q, \gamma} \exp(i\vartheta_{q, \gamma})$ (при $\mathbf{q} = 0$ $\vartheta_{q, \gamma} = 0$ и $r_{q, \gamma}$ имеет вещественное значение),

$$\langle m^2 \rangle = \frac{1}{U^2 N_0} \sum_{\nu} \xi_\nu^2(\tau),$$

$\langle m_\gamma^2 \rangle$ — среднеквадратичная амплитуда γ -ой компоненты спиновых флуктуаций, $\gamma = x, y, z$, $f(\varepsilon - \mu)$ — функция Ферми, μ — химический потенциал,

$$\langle (\dots) \rangle = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \prod_{\gamma, q(\neq 0)} dr_{q, \gamma} d\vartheta_{q, \gamma} (\dots),$$

$\eta_\nu(\tau)$ — флуктуирующее в пространстве и во времени случайное зарядовое поле, связанное с продольными флуктуациями локального магнитного момента:

$$\eta_\nu^2(\tau) = \sum_{\alpha=\pm 1} \alpha g^0(\mu + \alpha U_m) (\xi_\nu^2(\tau) - U_m^2) / \sum_{\alpha=\pm 1} g^0(\mu + \alpha U_m).$$

Для полупроводникового состояния d -электронов FeSi ($5 < T < 100$ K) [22] амплитуда спиновых флуктуаций может быть рассчитана по формуле $\langle m^2 \rangle^{1/2} = bT$, где

$b = 7/U$, $U = 0.8$ эВ. Численные оценки значения индукции магнитного поля, отвечающего схлопыванию запрещенной зоны в спектре d -электронов при начальной температуре 77 К, дают $B_d = 275$ Тл. Таким образом, наблюдаемое отклонение экспериментальной зависимости $\ln \sigma(B)$ от линейного закона выше 250 Тл может быть обусловлено спин-флуктуационным сужением запрещенной зоны в d -спектре. При этом в силу пренебрежимой малости амплитуды спиновых флуктуаций в системе s -, p -электронов и вследствие малости параметра ($s, p-d$)-обменного взаимодействия ($I = 0.1U$ [3]) энергетическая щель в спектре s -, p -электронов исчезает при $B_s = 389$ Тл. Поэтому вклад в проводимость FeSi от этой группы носителей исчезающе мал в области низких значений индукции магнитного поля ($B < 400$ Тл) и заметно увеличивается лишь при $B > 400$ Тл. Рассчитанная в рамках спин-флуктуационной теории полевая зависимость проводимости FeSi при начальной температуре $T = 77$ К представлена на рис. 2.

В заключение анализа этой части эксперимента отметим также работу [10], в которой была показана возможность фазового перехода первого рода между синглетным полупроводником и ферромагнитным металлом с критической точкой $(B_c, T_c) = (170 \text{ Тл}, 280 \text{ К})$ при значении параметров $U = 3.4$ эВ и $\delta = 0.02$ эВ. Однако, согласно выводам авторов этой работы, возникновение в FeSi металлического состояния должно сопровождаться ферромагнитным упорядочением, которое при $T = 77$ К (< 280 К) нами не наблюдалось.

При начальной температуре эксперимента 4.2 К нами отчетливо наблюдался скачок магнитного момента FeSi на $0.95 \mu_B/\text{ат. Fe}$ при $B = 355$ Тл. Следует подчеркнуть, что при этом разогрев образца и магнитное давление отсутствовали (см. рис. 6).

Сравнивая полученный результат с теоретическими оценками из работы [19], можно сделать вывод, что найденное в ней значение индукции поля фазового перехода занижено примерно в два раза (как и в [10]). Кроме того, величина скачка намагниченности, полученная в [11, 19], меньше наблюдаемой в эксперименте примерно в четыре раза. Это показывает, что плотность состояний FeSi отличается от установленной в [11, 19] (в работе [10] для проведения оценок использовалась модель прямоугольной полосы). Следует отметить, что в этой работе упоминалась возможность скачка магнитного момента порядка $1 \mu_B/\text{ат. Fe}$, но в очень сильных магнитных полях — выше 1000 Тл.

Проведенные нами в рамках спин-флуктуационной теории расчеты полевой зависимости намагниченности на основе плотности состояний d -электронов, заимствованной из [11, 19], при начальной температуре $T = 4.2$ К показали, что для столь низких температур амплитуда тепловых спиновых флуктуаций пренебрежимо мала (в сравнении с δ). Поэтому величина критического поля при учете только тепловых флуктуаций спиновой плотности оказывается порядка 1000 Тл. В то же время, согласно [21, 22], в FeSi при низких температурах существуют нулевые спиновые флуктуации с амплитудой $\langle m^2 \rangle_0^{1/2} = 0.14 \mu_B/\text{ат. Fe}$. Получаемое при этом значение магнитной индукции, отвечающее пику на полевой зависимости функции отклика (см. рис. 3), оказывается равным 320 Тл, что согласуется с экспериментальным значением. Это же значение магнитного поля, $B_c = 320$ Тл, согласно уравнению магнитного состояния (10), отвечает скачку намагниченности $1.02 \mu_B/\text{ат. Fe}$.

Таким образом, обнаруженные нами метамагнитный переход при $T = 4.2$ К и его отсутствие при $T = 77$ К в моносилициде железа, а также установленное значение магнитного поля исчезновения энергетической щели в спектре d -электронов не согласуются (в рамках приближения среднего поля) с результатами зонных расчетов. Одной из причин этого несоответствия, возможно, является перенормировка энергетического

спектра d -электронов FeSi в результате спиновых флуктуаций (в том числе и нулевых) с одновременным перераспределением числа состояний между противоположными направлениями спина.

В дальнейшем представляется важным исследование температурной зависимости фазового перехода первого рода при низких температурах и экспериментальное определение критической точки.

Исследование в сверхсильных магнитных полях выполнено в рамках серии экспериментов «Капица» при поддержке Министерства по атомной энергии РФ и Министерства по науке и технологиям РФ.

Литература

1. D. van der Marel, A. Damascelli, and K. Schulte, E-prints archive, cond-mat/9701005 (1997).
2. V. Jaccarino, G. R. Wertheim, and J. H. Wernic, Phys. Rev. **160**, 476 (1967).
3. П. В. Гельд, А. Г. Волков, А. А. Повзнер, В. Ю. Иванов, ДАН СССР **320**, 1097 (1991).
4. M. B. Hunt, M. A. Chernikov, E. Felder, and H. R. Ott, Phys. Rev. B **50**, 14933 (1994).
5. C. M. Varma, Phys. Rev. B **50**, 9952 (1994).
6. П. В. Гельд, А. А. Повзнер, А. Г. Волков, ДАН СССР **283**, 358 (1985).
7. C. Fu, M. Krijn, and S. Doniach, Phys. Rev. B **49**, 2219 (1994).
8. L. F. Mattheiss and D. R. Hamann, Phys. Rev. B **47**, 13114 (1993).
9. Л. И. Винокурова, А. В. Власов, Э. Т. Кулатов, Труды ИОФАН **32**, 26 (1991).
10. V. I. Anisimov, S. Yu. Ezhov, and I. S. Elfimov, Phys. Rev. Lett. **76**, 1735 (1996).
11. E. Kulatov, H. Ohta, T. Arioka et al., in *Proc. 5th Int. symposium on research in high magnetic fields* (Sydney, Australia, 1997).
12. Ю. Б. Кудасов, А. Г. Волков, А. А. Повзнер и др., Письма в ЖЭТФ **68**, 326 (1998).
13. А. И. Павловский, Р. З. Людаев, в сб. *Вопросы современной экспериментальной науки и техники*, под ред. А. П. Александрова, Наука, Ленинград (1984), с. 206.
14. B. A. Boiko, G. V. Boriskov, A. I. Vykov et al., in *Proc. 11th IEEE Int. pulsed power Conference*, ed. by G. Cooperstein and I. Vitkovsky, IEEE Inc. (1997), p. 1486.
15. А. А. Фролов, Труды ИОФАН **32**, 3 (1991).
16. И. С. Дубенко, А. К. Звездин, А. С. Лагутин и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 188 (1996).
17. T. Sakakibara, T. Goto, and N. Miura, Rev. Sci. Instrum. **60**, 444 (1989).
18. T. Arioka, E. Kulatov, H. Ohta et al., Physica B **246-247**, 541 (1998).
19. П. В. Гельд, А. А. Повзнер, Ш. Ш. Абельский, Л. Ф. Ромашева, ДАН СССР **313**, 1107 (1990).
20. А. Г. Волков, А. А. Повзнер, П. В. Гельд, ФТТ **26**, 1675 (1984).
21. А. А. Повзнер, А. Г. Волков, П. В. Баянкин, ФТТ **40**, 1437 (1998).
22. А. А. Повзнер, А. Г. Волков, П. В. Баянкин, ФНТ **23**, 1054 (1997).