

ПЕРЕХОД ПОЛУПРОВОДНИК – МЕТАЛЛ В FeSi В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ДО 450 Тл

Ю.Б.Кудасов, А.Г.Волков⁺, А.А.Повзнер⁺, П.В.Баянкин⁺, А.И.Быков,
В.Г.Гук⁺, М.И.Долотенко, Н.П.Колокольчиков, М.П.Монахов, И.М.Маркевцев,
В.В.Платонов, В.Д.Селемир, О.М.Таценко, А.В.Филиппов

Российский федеральный ядерный центр
607190 Саров, Нижегородская обл., Россия

⁺Уральский государственный технический университет
620002 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 1 июля 1998 г.

После переработки 22 июля 1998 г.

Исследована магнитная восприимчивость и проводимость монокристаллического моносилицида железа в сверхсильных магнитных полях до 450 Тл при температуре 77 К. Было обнаружено плавное увеличение проводимости моносилицида железа на два порядка по мере нарастания магнитного поля. Полученные результаты могут быть интерпретированы как переход полупроводник – металл под действием магнитного поля. Зависимость проводимости от магнитного поля хорошо описывается в рамках спин-флуктуационной теории.

PACS: 71.28.+d, 71.30.+h

Необычные спектроскопические [1], термодинамические [2] и магнитные свойства моносилицида железа (FeSi) в течение долгого времени привлекают внимание исследователей. Для объяснения наблюдаемых аномалий использовались различные теоретические модели [3 - 7], в которых учитывались сильные электронные корреляции в узких зонах, образованных *d*-электронами железа. 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. Недавно в ряде теоретических работ (см., например, [9, 10]) предсказывался метамагнитный переход в FeSi при значении магнитной индукции (*B*) около 200 Тл, сопровождающийся скачком магнитного момента порядка 1 магнетона Бора (μ_B).

В данной статье мы представляем результаты исследования магнитной восприимчивости и проводимости монокристаллического FeSi в сверхсильном магнитном поле. Поскольку зеемановское расщепление в магнитных полях индукцией порядка несколько сотен тесла соизмеримо с шириной (δ) запрещенной зоны в спектре *s*, *p*- и *d*-электронов FeSi ($\delta = 0.11$ эВ [11]), оно может привести к кардинальной перестройке электронного спектра. Поэтому сверхсильные магнитные поля являются мощным инструментом для исследования электронной структуры этого вещества.

Для создания магнитных полей со значением индукции до 450 Тл нами использовался магнитокумулятивный генератор типа МК-1 [12]. В настоящее время это – единственная установка в мире, позволяющая получать воспроизводимые однородные магнитные поля со значениями *B* до 1000 Тл в больших полезных объемах [12]. Начальное магнитное поле ($B \approx 16$ Тл), созданное в тонкостенном многослойном многозаходном соленоиде разрядом мощной конденсаторной батареи, усиливается

путем сжатия проводящего цилиндра продуктами взрыва. Время сжатия начального магнитного потока составляет около 16 мкс. Генератор МК-1 был снаряжен в однокаскадном варианте, то есть промежуточных внутренних каскадов [12], что, с одной стороны, несколько уменьшило пиковое значение индукции магнитного поля (450 Тл), но, с другой стороны, позволило получить гладкий импульс магнитного поля (см. рис.1а). Полезный объем при максимальном значении магнитного поля представлял собой цилиндр с размерами, ориентировочно равными, диаметр – 10 мм, длина – 100 мм.

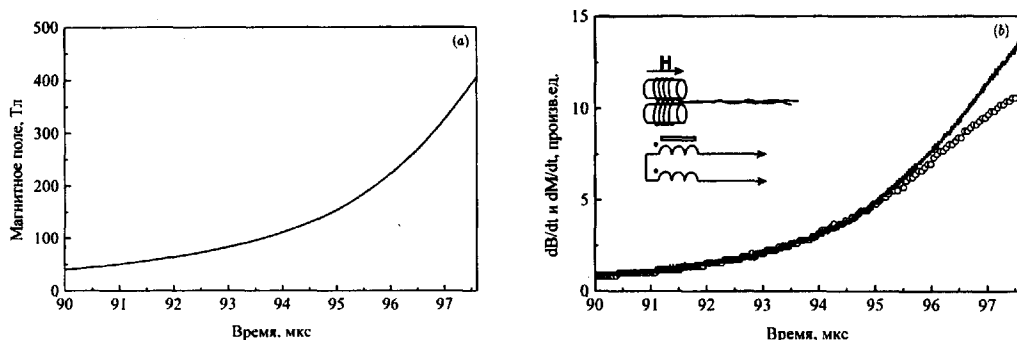


Рис.1. а) Зависимость магнитного поля от времени на конечной стадии импульса, б) производная магнитного поля по индукционному датчику (сплошная линия) и сигнал с компенсационного датчика (о). На вставке схематичное изображение компенсационного датчика (стрелкой обозначено направление магнитного поля) и его электрическая схема

Образцы и датчики магнитного поля устанавливались на стеклотекстолитовой пластине и погружались в пенопластовый стакан с жидким азотом. 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 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, [12, 13]), показали, что таким способом можно достичь 5 – 10% точности измерения в полях до 500 Тл. Сигналы регистрировались четырехканальными осциллографами 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 зонноочищенный полупроводниковый кремний. Приготовление монокристаллов FeSi детально описано в [14].

Измерение магнитной восприимчивости выполнялось в компенсационном датчике (см. вставку к рис.1б) [15]. 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, отличались не более чем на

2%. В одном из каркасов было просверлено отверстие диаметром 1.6 мм для установки исследуемого образца. Монокристалл FeSi растирался в фарфоровой ступке до порошка с размером гранулы около 100 мкм, смешивался с полиметилметакрилатом, который затем полимеризовался с помощью дихлорэтана. В результате мы получили монокристаллический порошок FeSi в диэлектрической матрице. Это позволило избежать появления дополнительного диамагнитного момента образца за счет индукционных токов при измерении намагниченности. Скачки магнитного момента при метамагнитных переходах приводят к появлению острых пиков в сигнале, снимаемом с датчика [15]. Чувствительность методики составляла около $0.5 \mu В$. В эксперименте с порошком FeSi в диэлектрической матрице пики на сигнале компенсационного датчика не наблюдались.

Индукционное измерение проводимости выполнялось в компенсационном датчике, аналогичном описанному выше, только отверстие для образца плотно заполнялось чистым порошком FeSi. В импульсном магнитном поле в порошке возникал дополнительный диамагнитный момент, связанный с его проводимостью. В нашем случае магнитное поле было аксиальным и однородным, и всегда выполнялось условие $\lambda \gg r$, где λ – глубина скин-слоя, r – радиус проводящего цилиндра; тогда из уравнения диффузии магнитного поля $\Delta B = (1/\mu_0\sigma)\partial B/\partial t$, где μ_0 – магнитная постоянная, σ – проводимость порошка, получаем выражение для расчета зависимости проводимости от времени:

$$\sigma(t) = 4 \int \Delta U d\tau / a^4 \mu_0 B(t) N, \quad (1)$$

где ΔU – дополнительная ЭДС, связанная с индукционными токами в порошке. На рис.1б показаны сигналы с индукционного датчика магнитного поля и с компенсационного датчика с порошком FeSi, при этом на фоне ЭДС раскомпенсации датчика (производная магнитного поля) отчетливо видна дополнительная индукционная ЭДС. Проводимость порошка, вычисленная из данных рис.1б и по формуле (1), представлена на рис.2. Оценка разогрева порошка индукционными токами к моменту максимального значения индукции магнитного поля составляет ~ 5 К.

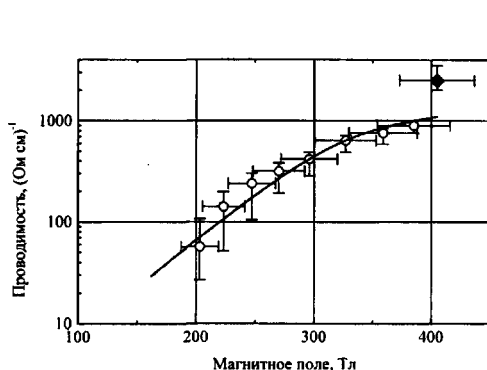


Рис.2. Проводимость порошка FeSi (○) и монокристаллической пластинки (◆) в магнитном поле, расчетная зависимость по спин-флуктуационной теории (сплошная линия)

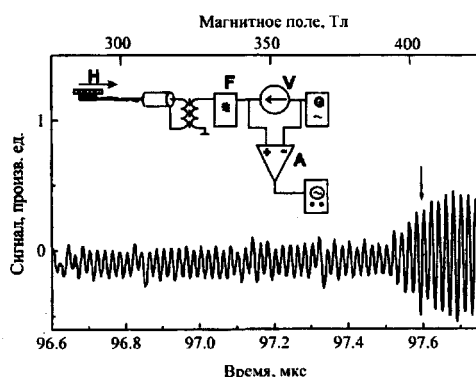


Рис.3. ВЧ схема измерения проводимости и ВЧ сигнал, полученный в эксперименте

Нами также была изменена проводимость монокристаллической пластинки FeSi размерами $4 \times 4 \times 0.3$ мм. Для этого использовалась высокочастотная (ВЧ) методика. Схема измерения показана на рис.3. Источником высокочастотных колебаний G служил генератор Г4-154. Частота колебаний составляла около 49 МГц. ВЧ сигнал через вентиль V , полосовой фильтр F и разделительный трансформатор подавался на кабель длиной около 30 м, на другом конце которого подключалась плоская катушка диаметром 3 мм, состоящая из 5 витков (провод ПЭТВ-2 диаметром 71 мкм). Из генератора МК-1 концы катушки выводились витой парой. Ось катушки была перпендикулярна направлению внешнего магнитного поля, что уменьшало ЭДС, наводимое импульсом этого поля. При этом плоскость пластинки была параллельна внешнему магнитному полю, что предотвращало сильный разогрев образца индукционными потоками (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. Электродинамика данной схемы измерения сходна с использованной в работе [16], однако в отличие от последней она более помехоустойчива. Детально ВЧ схема измерения проводимости будет опубликована отдельно.

Динамический диапазон ВЧ методики измерения проводимости был ограничен снизу. Поэтому эта методика позволила нам только зафиксировать момент появления проводимости монокристаллической пластинки FeSi на уровне $2 \cdot 10^4$ (Ом \cdot см) $^{-1}$ (вычисление проводимости проводилось по методике, аналогичной использованной в работе [16]). На рис.3 показан ВЧ сигнал, где отчетливо видно появление проводимости при 400 Тл.

Результаты, полученные в данной работе, указывают на отсутствие скачкообразного перехода синглетный полупроводник – ферромагнитный металл в FeSi, который предсказывался в работах [9, 10], по крайней мере до 450 Тл при $t = 77$ К. Вместо этого мы наблюдали плавное увеличение проводимости FeSi примерно на два порядка в поле индукцией 450 Тл по сравнению с нулевым полем. Поскольку эффективные массы подвижных носителей заряда в FeSi весьма велики (много больше массы свободного электрона), то в отличие от обычных узкозонных полупроводников и полуметаллов, например, InSb, PbTe, Bi и т.д., поведение этого полупроводника в магнитном поле довольно необычно. Расстояние между уровнями Ландау в FeSi очень мало и орбитальным квантованием можно пренебречь. Тогда ширина запрещенной зоны должна линейно уменьшаться по полю за счет зеемановского расщепления валентных зон и зон проводимости.

Однако следует обратить внимание на нелинейный характер зависимости $\ln \sigma(B)$. Измерение наклона кривой $\ln \sigma(B)$ может быть связано с перенормировкой электронного спектра спиновыми флуктуациями в системе сильнокоррелированных d -электронов и со схлопыванием щели в энергетическом спектре. В рамках спинфлуктуационной теории [3, 6] нами было показано, что зеемановское расщепление спектра d -электронов усиливается за счет спиновых флуктуаций, описываемых флуктуирующими обменными ξ -полями:

$$E(k) = E_0(k) \pm U_m(\xi, H), \quad (2)$$

где $E_0(k)$ – спектр невзаимодействующих d -электронов, $U_m(\xi, H) = [(UM_0 + H)^2 + \xi^2]^{1/2}$ – эффективное зеемановское расщепление энергетического спектра

d -электронов в магнитном поле напряженностью H (выраженной в единицах $2\mu_B$) при наличии спиновых флуктуаций, M_0 – однородная намагниченность d -подсистемы, U – параметр внутриатомного кулоновского взаимодействия, а величина флуктуационного расщепления ξ , в соответствии с [3, 6], определяется соотношением $\xi = U < m^2 >^{1/2}$.

При этом амплитуда тепловых спиновых флуктуаций для полупроводникового состояния d -электронов FeSi может быть рассчитана по формуле $< m^2 >^{1/2} = bT$, где $b = 0.9/U$, $U = 0.8$ эВ. Численные оценки значений индукции магнитного поля, отвечающих схлопыванию запрещенной зоны в спектрах d - и s, p -электронов при температуре, равной 77 К, дают следующие значения: $B_d = 275$ Тл и $B_s = 389$ Тл, соответственно. Таким образом, наблюдаемое отклонение экспериментальной зависимости $\ln \sigma(B)$ от линейного закона выше 250 Тл может быть связано с возникновением металлического состояния в системе d -электронов. Рассчитанная в рамках спин-флуктуационной теории полевая зависимость проводимости FeSi представлена на рис.2. В заключение отметим, что вклад s, p -электронов в проводимость, малосущественный в области низких значений индукции магнитного поля, заметно усиливается при $B > 40$ Тл.

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

-
1. D.van der Marel, A.Damascelli, and K.Schulte, E-preprint LANL, COND-MAT 9701005.
 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.V.Hunt, M.A.Chernikov, E.Felder, and H.R.Ott, Phys. Rev. **B50**, 14933 (1994).
 5. C.M.Varma, Phys. Rev. **B50**, 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. **49**, 2219 (1994).
 8. L.F.Mattjeiss and D.R.Hamann, Phys. Rev. **B47**, 13114 (1993).
 9. V.I.Anisimov, S.Yu.Ezhov, and I.S.El'fimov, Phys. Rev. Lett. **76**, 1735 (1996).
 10. E.Kulakov, H.Ohta, T.Arioka et al., 5th Intern. symp. on research in high magnetic fields, ydney, Australia, 4–6 August, 1997.
 11. Л.И.Винокурова, А.В.Власов, Э.Т.Кулатов, Труды ИОФАН **32**, 26 (1991).
 12. А.И.Павловский, Р.З.Людаев, *Магнитная кумуляция*, в сб. *Вопросы современной экспериментальной науки и техники*, под ред. А.П.Александрова, Л.: Наука, 1984, с.206.
 13. В.А.Boiko, G.V.Boriskov, A.I.Bykov et al., 11th IEEE Intern. Pulsed Power Conf. Eds. G.Cooperstein and I.Vitkovsky, IEEE Inc., 1997, p.1486.
 14. А.А.Фролов, Труды ИОФАН **32**, 26 (1991).
 15. И.С.Дубенко, А.К.Звездин, А.С.Лагутин и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 188 (1996).
 16. T.Sakakibara, T.Coto, and N.Miura, Rev. Sc. Instrum. **60**, 444 (1989).