

Ядерный ферромагнетизм и сверхпроводимость при отрицательных ядерных температурах

А. М. Дюгаев, И. Д. Вагнер, П. Видер

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Grenoble High Magnetic Field Laboratory, MPI-FRF and CNRS, BP166, F-38042, Grenoble, France

Поступила в редакцию 7 марта 2001 г.

Предложена количественная теория эффектов влияния ядерного ферромагнетизма на сверхпроводимость металлов с учетом спин-спинового электрон-ядерного взаимодействия. При отрицательных ядерных температурах, когда ядерная намагниченность направлена против внешнего магнитного поля, ядерный ферромагнетизм не подавляет, а способствует сверхпроводимости. Для металлов Ве и гидрата $\text{TiH}_{2.07}$ критическое магнитное поле может на порядок превышать критическое поле немагнитного сверхпроводника.

PACS: 72.15.Еь

1. Существование ядерного ферромагнетизма и сверхпроводимости обнаружено для металла AuIn_2 , имеющего малое значение критического магнитного поля $H_{c0} = 14.5$ Гц при температурах T , много меньших $T_{ce} = 0.207$ К [1]. Наблюдалось сильное уменьшение критического поля $H_c(T)$ при $T < T_{cn} = 35$ мкК, где T_{cn} – температура фазового перехода ядер в ферромагнитное состояние. На возможность подавления сверхпроводимости ядерным ферромагнетизмом указано в [2]. Теория конкуренции сверхпроводимости и электронного ферромагнетизма предложена в [3] и обобщена на случай ядерного ферромагнетизма [4, 5]. В [6] мы подчеркивали, что нет полной аналогии между электронным и ядерным ферромагнетизмом сверхпроводников. Электронный ферромагнетизм возникает при понижении T в сверхпроводящей фазе металла. При этом возникает спиральная или доменная магнитная структура, которая подстраивается под уже существующий параметр порядка сверхпроводника [7]. Однако ядерный ферромагнетизм, по самой постановке эксперимента [1], возникает при понижении температуры в нормальной фазе металла, а уже затем, при уменьшении магнитного поля, происходит переход в сверхпроводящую фазу, на фоне уже заданной ядерной магнитной структуры, время перестройки которой крайне велико. Иначе говоря, нет необходимости учитывать обратное влияние сверхпроводимости на ядерный ферромагнетизм. Интерпретация экспериментальных данных для AuIn_2 [1] затруднена, так как появление спонтанного ядерного момента для этого металла есть эффект спин-спинового ядерного взаимодействия и неясно, какая магнитная доменная структура при этом возникает. Поэтому в [6]

мы предложили экспериментальную методику, которая независимо реализована в [8, 9] для металлов Al и Sn. Ее суть состоит в возможности методом адиабатического размагничивания получить однодоменный ядерный ферромагнетик при высоких ядерных температурах $T_n > T_{cn}$, когда можно не учитывать эффекты появления спонтанного ядерного момента. Переход в сверхпроводящую фазу происходит при электронной температуре $T \gg T_n$ и магнитном поле $H_c(T)$, которое отличается от поля $H_{c0}(T)$ немагнитного металла. Это отличие в первом приближении можно определить на основе выражения [3]

$$H_c(T) = H_{c0}(T) - 4\pi(1-n)M_n(H_c), \quad (1)$$

где M_n – плотность ядерного момента, а n – размагничивающий фактор, который зависит от геометрии образца. При $T \ll T_{ce}$ поле $H_{c0}(T)$ слабо зависит от электронной температуры T :

$$H_{c0}(T) = H_{c0}(0) (1 - T^2/T_{ce}^2). \quad (2)$$

Для идеальной системы ядерных спинов в сильном магнитном поле момент M_n не меняется при адиабатическом размагничивании:

$$M_n(H_i) = M_{n0} B_s(X) \quad X = \mu_n H_i / ST, \quad (3)$$

где M_{n0} – насыщенное значение M_n ; B_s – функция Бриллюэна; μ_n , S – магнитный момент и спин ядра. Предполагается, что стартовое поле $H_i \gg h$, где h – локальное магнитное поле. Финальные значения ядерной температуры T_n и $M_n(H_f)$ в финальном поле

H_f адиабатического размагничивания определяются выражениями [10]

$$M_n(H_f) = M_n(H_i) \frac{H_f}{\sqrt{h^2 + H_f^2}}, \quad T_n = T \frac{\sqrt{H_f^2 + h^2}}{H_i}. \quad (4)$$

Параметры H_c и H_{c0} измеряются на опыте, поэтому можно из (1) найти M_n и сравнить с вычисленным значением (3), (4). Для Al: $h \ll H_c$, $M_n(H_i) \cong \cong M_n(H_c)$, и в [7] определено, что существует малая, но заметная разница M_n из (1) и (3) для M_n , близких к насыщенному значению M_{n0} .

2. Покажем, что линейная связь $H_c - H_{c0}$ с M_n есть лишь первый член разложения $H_c - H_{c0}$ по степеням M_n , это и объясняет обнаруженный для Al в [8] эффект. Учтем, что кроме чисто электродинамического влияния ферромагнетизма на сверхпроводимость [3] существует и спиновый механизм разрушения куперовских пар, связанный с подмагничиванием электронов ядрами. Этот эффект был рассмотрен для неоднородного параметра порядка в сверхпроводниках [11, 12]. Ядерный ферромагнетизм снижает вырождение электронного спектра по направлению спина относительно момента M_n [11, 12]:

$$E_{\pm} = \sqrt{\Delta^2 + \xi^2} \pm J.$$

Параметр J связан с эффективным спиновым ядерным полем H_n : $J = \mu_e H_n$, где μ_e – электронный магнитный момент [6]. Поле H_n пропорционально M_n и достигает максимального значения H_{n0} при насыщении M_n :

$$H_n = H_{n0} M_n^*; \quad J = J_0 M_n^*; \quad J_0 = (\mu_e H_{n0}), \quad (5)$$

где M^* – приведенный ядерный момент: $M_n^* = M_n/M_{n0}$. Критическое поле сверхпроводника находится из общего термодинамического соотношения [13]

$$F_n - F_s = B_c^2/8\pi; \quad B_c = H_c + 4\pi(1-n)M_n. \quad (6)$$

Разницу свободных энергий нормального и сверхпроводящего металлов $F_n - F_s$ можно найти при низких $T \ll T_{ce}$ методами, развитыми в [13]:

$$F_n - F_s = \frac{1}{4} \nu \left(\Delta_0^2 - \frac{2\pi^2 T^2}{3} - 2J^2 \right), \quad (7)$$

где ν – плотность состояний электронов, $\Delta_0 = 1.76 T_{ce}$. Критическое значение $J = \Delta_0/\sqrt{2}$ отвечает фазовому переходу сверхпроводника в нормальную фазу или состояние с неоднородным конденсатом при $T = 0$ [11, 12]. Из (6), (7) получаем связь

критических магнитных полей магнитного H_c и немагнитного H_{c0} металлов:

$$\begin{aligned} [H_c(T) + 4\pi M(H_c)(1-n)]^2 &= \\ &= H_{c0}^2(T) - 2 \frac{J^2(H_c)}{\Delta_0^2} H_{c0}^2(0), \end{aligned} \quad (8)$$

где $H_{c0}(T)$ находится из (6), (7) при $M_n = J = 0$:

$$\nu \Delta_0^2 = \frac{H_{c0}^2(0)}{2\pi}; \quad H_{c0}(T) = H_{c0}(0) \left(1 - \frac{\pi^2 T^2}{3\Delta_0^2} \right). \quad (9)$$

Точность выражений (8), (9) определяется лишь областью применимости теории БКШ, и из них можно найти параметр M_n по измеренным значениям H_c и H_{c0} или по вычисленному значению M_n найти сдвиг критического поля $H_c - H_{c0}$. В области сверхнизких температур можно не различать $H_{c0}(T)$ и $H_{c0}(0)$, и выражение (8) переходит в связь H_c, H_{c0} , найденную нами в [6] для цилиндрического образца ($n = 0$):

$$(H_c + 4\pi M_n)^2 = H_{c0}^2 \left(1 - 2 \frac{J^2}{\Delta_0^2} \right). \quad (10)$$

3. Ниже мы ограничимся анализом упрощенного выражения (10) и рассмотрим два случая: $M_n > 0$; $M_n < 0$. Знак ядерной намагниченности зависит от способа ее “приготовления”. Если на начальном этапе адиабатического размагничивания ядерные спины находились в термодинамическом равновесии, то знаки H и M_n совпадают независимо от знака момента ядра: M_n направлен по полю H . При динамической поляризации ядер методом Оверхаузера для отрицательных μ_n (Be, Rh, Cd) реализуется ситуация отрицательных ядерных температур и M_n направлен против поля H [14]. Знак ядерной намагниченности может быть изменен по хорошо отработанной экспериментальной методике получения отрицательных ядерных температур быстрым опрокидыванием внешнего магнитного поля [15].

При положительных ядерных температурах $M_n > 0$ и (10) имеет только одно решение для H_c :

$$H_c = H_{c0} \left(1 - 2 \frac{J^2}{\Delta_0^2} \right)^{1/2} - 4\pi M_n. \quad (11)$$

Дадим оценку для ядерного спинового поля H_{n0} и параметра J_0 (5) на основе соотношения [14]

$$H_{n0} = K M_{n0}/\chi, \quad (12)$$

где K – сдвиг Найта, а χ – электронная магнитная восприимчивость, которая известна только для двух

металлов – Li и Na: $\chi \approx 10^{-6}$. Значение χ определяется в рамках теории ферми-жидкости [13]:

$$\chi = \mu_e^2 \nu / (1 + B_0). \quad (13)$$

Из (12), (13) с учетом связи плотности состояний ν с H_{c0} , Δ_0 (9) получаем выражение для $J_0/\Delta_0 \equiv \lambda$.

$$\lambda = (1 + B_0)\lambda_0; \quad \lambda_0 = \epsilon \frac{\Delta_0 K}{(\mu_e H_{c0})}; \quad \epsilon = \frac{4\pi M_{n0}}{H_{c0}}. \quad (14)$$

Здесь все величины, кроме ферми-жидкостной постоянной B_0 , измеряемы на опыте. Параметр ϵ определен для всех известных сверхпроводников в [16]. Из (11), (14) получаем связь приведенного критического поля $H_c^* = H_c/H_{c0}$ с приведенной ядерной намагниченностью $M_n^* = M_n/M_{n0}$:

$$H_c^* = (1 - 2\lambda^2 M_n^{*2})^{1/2} - \epsilon M_n^*. \quad (15)$$

Приведенный момент M_n^* зависит от H_c и T согласно (3), (4):

$$M_n^*(H_c, T) = \frac{H_c}{\sqrt{H_c^2 + h^2}} B_s \left(\frac{\mu_n H_i}{ST} \right). \quad (16)$$

Для большинства сверхпроводников параметры λ и ϵ малы, например для Al: $\lambda_0 = 0.03$ (14), $\epsilon = 0.13$ [16], а $H_{c0} \gg h$, поэтому

$$H_c^* \cong 1 - \lambda^2 B_s^2 - \epsilon B_s. \quad (17)$$

Следовательно, измерение H_c^* дает принципиальную возможность на основе (14), (17) определить λ и значение ферми-жидкостной постоянной B_0 .

Для металлов Ве и Rh параметр ϵ велик: $\epsilon \approx 8$ [16] и можно согласно (15) ожидать сильного подавления сверхпроводимости ядерным ферромагнетизмом. Но у Rh велико локальное поле $h \approx 7 H_{c0}$ [17], а ядро Ве имеет квадрупольный момент, что эквивалентно некоторому эффективному локальному полю [10]. Для металлов с низкими критическими полями $H_{c0} \ll h$ можно в (15) положить $\lambda = 0$, так как в этом случае приведенный момент $M_n^*(H_c)$ всегда мал (см. 16)):

$$H_c^* \cong [1 + \frac{4\pi M_{n0}}{h} B_s(X)]^{-1}. \quad (18)$$

Существует вопрос о корректности соотношения (16) в слабом поле H_c . Само понятие локального поля h , одинакового для всех наблюдаемых величин, требует уточнения. Определение эффективного поля $H_{eff} = (H^2 + h^2)^{1/2}$ противоречит экспериментам по измерению ядерной теплоемкости в нулевом поле H при $T > T_{cn}$. Для нескольких очень разных веществ –

Ne³, AuIn₂, PrNi₅ – вместо ожидаемой зависимости $c_n \sim (H^2 + h^2)/T^2$ при $H \ll h$ имеет место закон $c_n \sim 1/T$ [18]. В связи с этим актуальным является скорее не определение связи H_c с M_n , а решение обратной задачи о нахождении M_n по экспериментальной зависимости H_c от начальных условий ядерного размагничивания и определении отношения M_n^*/B_s (16). Из (15) получаем

$$M_n^* = \frac{[\epsilon^2 + 2\lambda^2(1 - H_c^{*2})]^{1/2} - \epsilon H_c^*}{2\lambda^2 + \epsilon^2}. \quad (19)$$

Область применимости (15), (19) ограничена условием $\sqrt{2}\lambda M_n^* < 1$. Для Ве параметр λ очень мал, а для Rh можно определить только λ_0 (14): $\lambda_0 = 2.5$. При $\sqrt{2}\lambda M_n^* > 1$ обычная сверхпроводимость невозможна [11, 12].

4. При отрицательных ядерных температурах внешнее магнитное поле H и ядерная намагниченность M_n имеют разные знаки. Поэтому уравнение (10) может иметь два решения $H_{c\pm}$. В приведенных переменных $H_c/H_{c0} = H_c^*$; $4\pi M_{n0}/H_{c0} = \epsilon$, $h^* = h/H_{c0}$ из (10), (16) получаем

$$H_{c\pm}^* = |\epsilon| M_n^* \pm (1 - 2\lambda^2 M_n^{*2})^{1/2},$$

$$M_n^* = \frac{H_{c\pm}^*}{\sqrt{H_{c\pm}^{*2} + h^{*2}}} B_s(X), \quad X = \frac{\mu_n H_i}{ST}. \quad (20)$$

Первое решение H_{c+}^* существует при любом соотношении между параметрами ϵ и h^* , по крайней мере для малых $X = \mu_n H_i/ST$, когда $2\lambda^2 M_n^{*2} < 1$. Область существования второго решения ограничена условием $H_{c-} > 0$. Это решение не реализуется, например, если $h^* > |\epsilon|$, так как $B_s(X) < 1$:

$$H_{c-}^* = \frac{(1 - 2\lambda^2 M_n^{*2})^{1/2}}{|\epsilon| B_s(X) / (H_{c-}^{*2} + h^{*2})^{1/2} - 1}. \quad (21)$$

Следовательно, становится важным соотношение между $4\pi M_{n0}$ и h , то есть $|\epsilon|$ и h^* . Для Rh измеренное значение $h = 0.34$ Гц [17], а $4\pi M_{n0} = 0, 4$ Гц, $H_{c0} = 0.049$ Гц [16], то есть $\epsilon \gg 1$; $h^* \gg 1$; $\epsilon \approx h^*$. На рис.1 приведены зависимости критического поля H_c^* от приведенной температуры $TS/\mu_n H_i = 1/X$ для Rh при разных значениях параметра λ .

Для Ве: $4\pi M_{n0} = 9.1$ Гц, а $H_{c0} = 1, 1$ Гц [16], значение локального поля h для Ве неизвестно из-за неопределенности вклада квадрупольных эффектов. На рис.2 показана зависимость H_c^* от $1/X$ для Ве при $\lambda = 0$ и разных значениях h^* . Отметим, что невозможно реализовать сильное неравенство $h \ll 4\pi M_{n0}$, то есть $h^* \ll \epsilon$. В самом деле, локальное поле h не

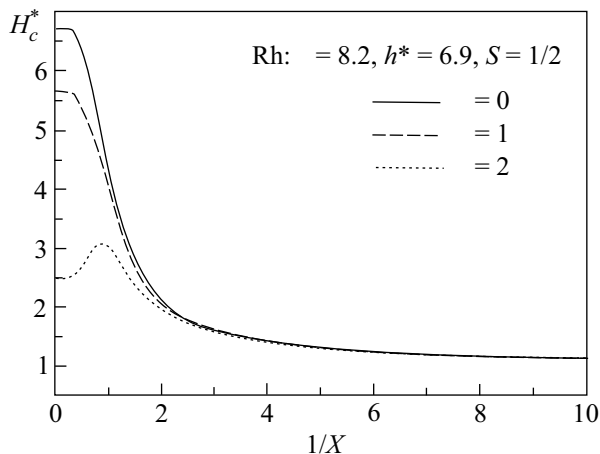


Рис.1. Зависимость приведенного критического поля H_c^* от эффективной температуры $1/X$ для металла Rh при разных значениях параметра λ . Приведенное локальное поле $h/H_{c0} = 6.9$. Параметр $\epsilon = 8.2$. Спин ядра $1/2$

может быть меньше, чем дипольный вклад h_{dip} , для которого в [10] приведено выражение

$$h_{dip}^2 = \mu_n^2 \frac{S+1}{S} \sum \frac{1}{R_i^6}, \quad (22)$$

где R_i – векторы кристаллической решетки. Например, для кубической решетки

$$h_{dip}^2 \cong \mu_n^2 \frac{S+1}{S} 6n_n^2, \quad (23)$$

где n_n – плотность ядер. Так как $M_{n0} = \mu_n n_n$,

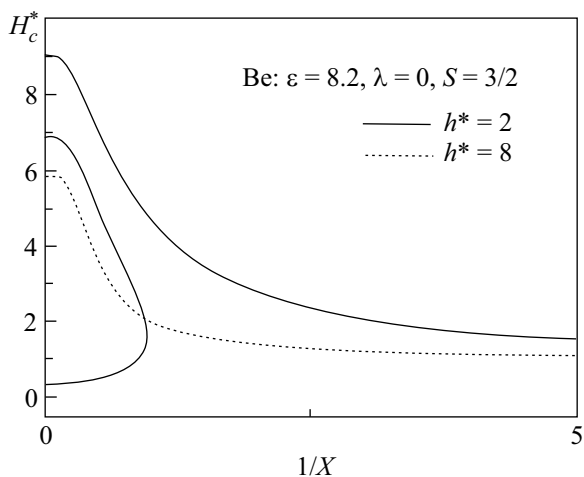


Рис.2. Зависимость критического поля $H_c^* = H_c/H_{c0}$ от $1/X$ для металла Be при разных значениях локального поля h^* ; $\lambda = 0$; $\epsilon = 8.2$. Спин ядра $3/2$

то отношение $h/4\pi M_{n0}$ может иметь только численную малость. В [16] отмечено, что экспериментальное обнаружение эффектов влияния ядерного ферромагнетизма на сверхпроводимость для Be и Rh затруднено. У Be слишком велика константа Коринги $\kappa \approx 1.8 \cdot 10^4$ К·с, что усложняет эксперимент по ядерному размагничиванию. Для Rh низко критическое поле H_{c0} и трудно получить образец с малой концентрацией магнитных примесей. В [16] аргументирована перспективность экспериментального изучения гидрата $TiH_{2.07}$, имеющего критическое поле $H_{c0} = 1$ гаусс и ядерную намагниченность $4\pi M_{n0} \approx 17$ гаусс, то есть $\epsilon = 17 \gg 1$. Так как другие характеристики $TiH_{2.07}$ нам неизвестны, мы определили для этого металла $H_c^*(1/X)$ для нескольких значений приведенного локального поля h^* при $\lambda = 0$ (рис.3). Как это видно на рис.1–3, ядерный

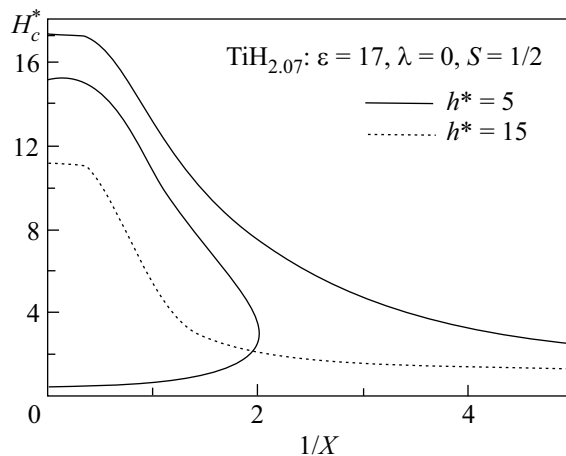


Рис.3. Температурные зависимости критического поля H_c^* для гидрата $TiH_{2.07}$ при двух значениях локального поля h^* : 5 и 15; $\lambda = 0$, $\epsilon = 17$. Спин ядра $1/2$

ферромагнетизм при отрицательных ядерных температурах не подавляет, а “усиливает” сверхпроводимость. Это главный результат нашей работы.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 00-02-17729.

1. S. Rehmann, T. Herrmannsdörfer, and F. Pobel, Phys. Rev. Lett. **78**, 1122 (1997).
2. A. M. Dyugaev, I. D. Vagner, and P. Wyder, Pis'ma ZhETF **64**, 193 (1996).
3. V. L. Ginzburg, Sov. Phys. JETP **4**, 153 (1957).
4. M. L. Kubic, A. I. Buzdin, and L. N. Bulaevskii, Phys. Rev. **B56**, 11415 (1997).
5. E. B. Sonin, J. Low Temp. Phys. **110**, 411 (1998).

6. A. M. Dyugaev, I. D. Vagner, and P. Wyder, *Pis'ma ZhETF* **65**, 772 (1997).
7. L. N. Bulaevskii, A. I. Buzdin, M. L. Kubic, and S. V. Panyukov, *Agv. Phys.* **34**, 175 (1985).
8. M. Seibold, T. Herrmannsdörfer, and F. Pobell, *J. Low Temp. Phys.* **110**, 363 (1998).
9. T. Herrmannsdörfer, *Physica* **B280**, 368 (2000).
10. L. C. Hebel, *Solid State Physics*, **15**, Academic Press, New York, London, 409 (1963).
11. A. I. Larkin and Y. N. Ovchinnikov, *Sov. Phys. JETP* **20**, 762 (1965).
12. P. Fulde and R. A. Ferrell, *Phys. Rev.* **135**, 1550 (1964).
13. A. A. Abrikosov, L. P. Gor'kov, and E. I. Dz'yaloshinski, *Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1963.
14. A. Abragam, *The Principles of Nuclear Magnetism*, Oxford Univ. Press, London and New York, 1961.
15. A. S. Oja and O. V. Lounasmaa, *Rev. Mod. Phys.* **69**, 1 (1997).
16. T. Herrmannsdörfer, S. Rehnmann, M. Seibold, and F. Pobell, *J. Low Temp. Phys.* **110**, 405 (1998).
17. P. J. Hakonen, R. T. Vourinen, and J. E. Martikainen, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2818 (1993).
18. T. Herrmannsdörfer and F. Pobell, *J. Low Temp. Phys.* **100**, 253 (1995).