

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ Nb_3Al МЮОННЫМ МЕТОДОМ

С.Г.Барсов, А.Л.Геталов, В.Г.Гребичник, В.А.Гордеев,
И.И.Гуревич, В.А.Жуков, Б.Ф.Кириллов, А.И.Климов,
С.П.Круглов, Л.А.Кузьмин, А.Б.Лазарев,
С.М.Микиртычянци, Б.П.Михайлов, Б.А.Никольский,
А.В.Пирогов, А.Н.Пономарев, В.И.Селиванов,
В.А.Суетин, М.Н.Хлопкин, С.В.Шилов, Г.В.Щербиков

Мюонным методом измерены критическая температура $T_K^\mu = 17,4 \pm 0,05$ К и распределение внутренних магнитных полей смешанного состояния Nb_3Al во внешних магнитных полях $H_0 = 62$ Э и $H_0 = 285$ Э в интервале температур $T = 9 - 17$ К.

В работах ¹⁻⁴ была показана возможность эффективного исследования свойств сверхпроводников мюонным методом. Мюонный метод особенно удобен для исследования сверхпроводников второго рода, так как позволяет измерять распределение внутренних магнитных полей в смешанном состоянии.

В настоящей работе, выполненной на синхротронном циклотроне ЛИЯФ в Гатчине, мюонный метод использовался для исследования магнитной структуры смешанного состояния сплава Nb_3Al . Исследовался поликристаллический образец Nb_3Al , полученный электродуговой плавкой в атмосфере аргона. Химический анализ сплава показал состав, близкий к стехиометрическому: 75,4 ат. % ниобия и 24,6 ат. % алюминия.

Сверхпроводящие свойства полученного сплава исследовались методом измерения теплоемкости ⁵ в интервале температур $T = 4,5 \div 30$ К во внешнем магнитном поле $H_0 = 0 \div 8$ Тл. Определенные этим методом средние значения критических температур оказались равными $T_K = 17,3$ К при $H_0 = 0$ и $T_K = 14,4$ К при $H_0 = 8$ Тл. Полная ширина сверхпроводящего фазового перехода $\delta T_K = 0,6$ К. Из разности теплоемкостей в нормальном и сверхпроводящем состояниях был определен параметр κ теории Гинзбурга – Ландау, который в исследованной области температур $T = 14,4 \div 17,3$ К оказался равным $\kappa = 42$. Полученная температурная зависимость $c(T)$ теплоемкости Nb_3Al при $H_0 = 0$ находится в хорошем согласии с данными других авторов ^{6, 7}. Из измеренной зависимости $c(T)$ следует, что исследуемый сплав является однородным по сверхпроводящим свойствам и с точностью $\sim 20\%$ не содержит другой сверхпроводящей или нормальной фаз.

Исследуемый образец Nb_3Al представлял собой диск диаметром 80 см и толщиной 10 мм. Внешнее магнитное поле H_0 было направлено параллельно плоскости диска и перпендикулярно к направлению пучка продольно поляризованных мюонов. Напряженность внешнего магнитного поля в данном эксперименте составляла $H_0 = 62$ Э и $H_0 = 285$ Э. Переход из нормального в сверхпроводящее состояние производился при постоянном значении поля H_0 , которое не изменялось и при дальнейшем понижении температуры. Температура образца измерялась германиевыми датчиками с точностью $\Delta T \approx 0,05$ К.

В эксперименте измерялась временная зависимость

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau_0} [1 + aP(t) \cos \omega t] + A \quad (1)$$

число позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ распада, вылетающих по направлению первичной поляризации мюонов. Здесь τ_0 – время жизни мюона; a – экспериментально измеряемый коэффициент асимметрии углового распределения позитронов распада; $\omega = \gamma \bar{B}$ – частота прецессии спина мюона; \bar{B} – среднее значение магнитного поля B на мюоне; γ – гиромагнитное отношение для мюона; A – фон. Функция $P(t)$ – описывает релаксацию спина мюона из-за неоднородности поля B . Для единообразного описания зависимости (1) во всем ис-

следованном интервале температур $T = 9 \div 23$ К было принято, что $P(t)$ имеет гауссовский вид

$$P(t) = e^{-\Lambda^2 t^2} \quad (2)$$

Гауссовский вид $P(t)$ согласуется с экспериментом. В выражении (1) не указан фон мюонов, остановившихся в стенках криостата и прецессирующих с частотой, соответствующей внешнему магнитному полю. Этот фон составлял 15 % от общего числа зарегистрированных случаев $\mu^+ \rightarrow e^+$ распада и при обработке вычитался из экспериментальной зависимости $N_{\text{эксп}}(t)$.

Из выражений (1) и (2) следует, что непосредственно измеряемыми величинами в данном эксперименте являются среднее поле \bar{B} , скорость релаксации спина мюона Λ и коэффициент асимметрии a . Температурные зависимости $\bar{B}(T)$ и $\Lambda(T)$ приведены на рис. 1 и рис. 2.

Из рис. 1 видно, что при $T < T_{\text{к}}$ поле \bar{B} монотонно уменьшается с понижением температуры. Такая зависимость $\bar{B}(T)$ соответствует частичному вытеснению магнитного потока из сверхпроводника при низких температурах. Уменьшение поля \bar{B} при охлаждении Nb_3Al от температуры $T > T_{\text{к}}$ до $T = 10$ К примерно одинаково для $H_0 = 62$ Э и $H_0 = 285$ Э и составляет ≈ 13 Гс. Мы не можем указать теоретическую интерпретацию этой закономерности. Коэффициент асимметрии $a = 0,273 \pm 0,003$ остается постоянным во всем исследованном интервале температур $T = 9 \div 23$ К, т. е. не изменяется при $T < T_{\text{к}}$. Постоянство коэффициента a указывает на отсутствие каких-либо ненаблюдаемых процессов релаксации спина мюона.

Экспериментальная зависимость $\Lambda(T)$ показана на рис. 2. Горизонтальный участок зависимости $\Lambda(T)$ при $T > T_{\text{к}}$ на рис. 2 отвечает значению $\Lambda_{\text{д}} = 0,275 \pm 0,002$ мк · с⁻¹, определяющему скорость релаксации спина мюона из-за дипольных взаимодействий магнитных моментов мюона и окружающих ядер ниобия и алюминия. Хорошее согласие с экспериментом гауссовской зависимости (2) при $T > T_{\text{к}}$ указывает на отсутствие диффузии мюонов в измеряемом интервале температур $T < 23$ К.

Из рис. 2 видно, что при $T < T_{\text{к}}$ величина Λ возрастает с уменьшением температуры. Возрастание Λ при $T < T_{\text{к}}$ связано с неоднородностью поля B в нитях смешанного состояния Nb_3Al . При $T < 14$ К скорость возрастания Λ при дальнейшем уменьшении температуры падает. Экспериментальное определение скорости дипольной релаксации $\Lambda_{\text{д}}$ позволяет исключить влияние дипольных взаимодействий в Nb_3Al при $T < T_{\text{к}}$ и найти функцию $P_{\text{н}}(t)$, описывающую деполяризацию мюона только за счет неоднородности магнитного поля $B_{\text{н}}$ в нитях смешанного состояния. Для гауссовской зависимости (2) $P(t)$ функция $P_{\text{н}}(t)$ будет иметь также гауссовский вид

$$P_{\text{н}}(t) = e^{-(\Lambda^2 - \Lambda_{\text{д}}^2)t^2}$$

Величина $\sigma^2 = (\Lambda^2 - \Lambda_{\text{д}}^2)$ пропорциональна дисперсии $(\delta B_{\text{н}})^2$ распределения

$$W(B_{\text{н}}) = Ce^{-\frac{(\bar{B} - B_{\text{н}})^2}{2(\delta B_{\text{н}})^2}} \quad (3)$$

магнитного поля $B_{\text{н}}$ в нитях:

$$(\delta \bar{B}_{\text{н}})^2 = 2\left(\frac{\sigma}{\gamma}\right)^2$$

Температурная зависимость $\delta B_{\text{н}}(T)$ приведена на рис. 3. Из рис. 3 видно, что степень неоднородности магнитного поля в нитях смешанного состояния Nb_3Al увеличивается с понижением температуры, достигая при $T = 10$ К $\delta B_{\text{н}} = 23$ Гс в поле $H_0 = 285$ Э и лишь немного меньшей величины $\delta B_{\text{н}} = 20$ Гс в поле $H_0 = 62$ Э. Аналогичные значения $\delta B_{\text{н}}$ были получены методом ЯМР в V_3Ga и V_3Si ⁸.

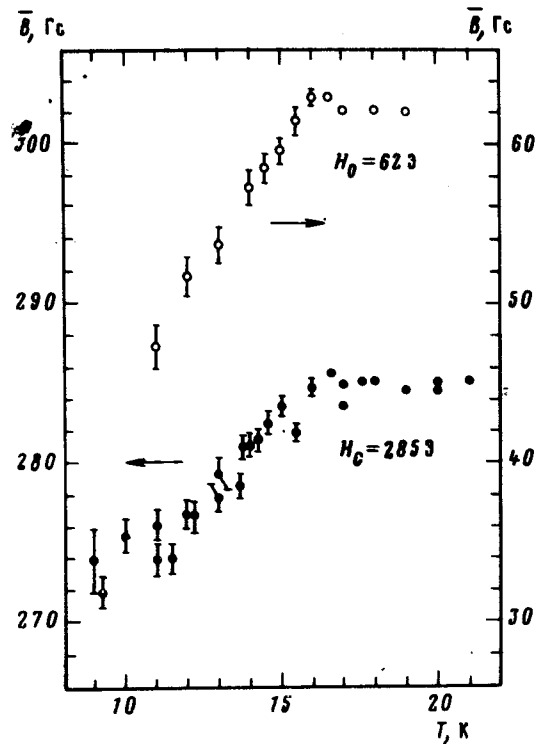


Рис. 1

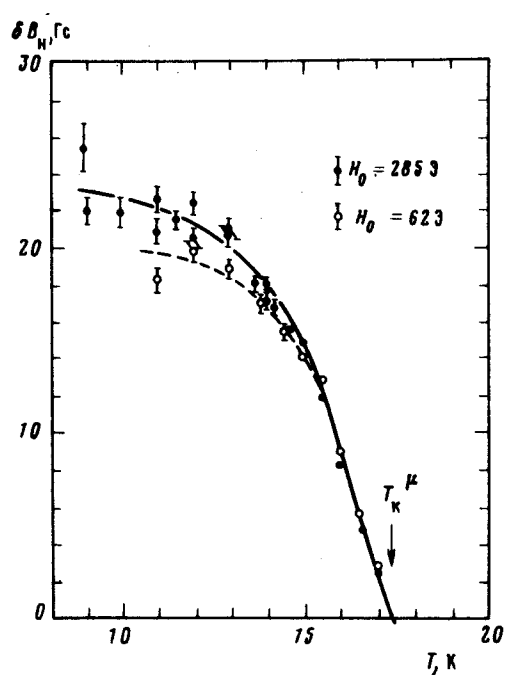


Рис. 3

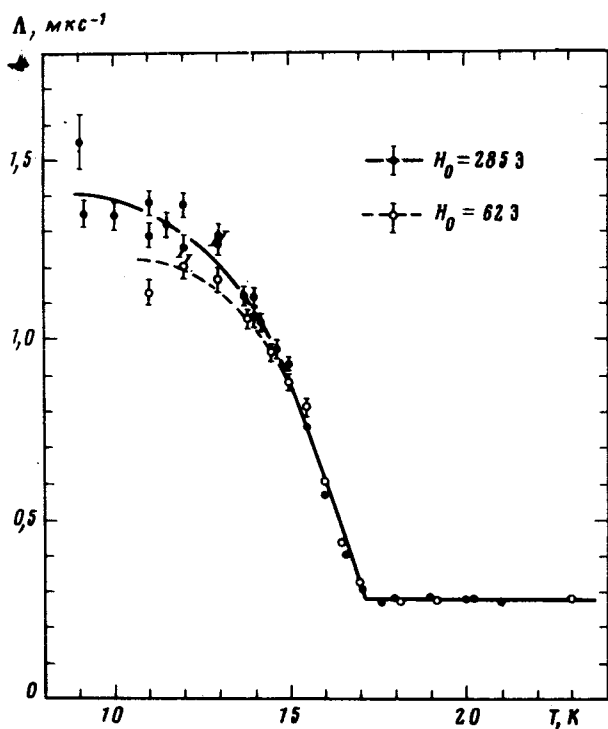


Рис. 2

Рис. 1. Температурная зависимость $\bar{B}(T)$ среднего магнитного поля на мюоне в Nb_3Al во внешних магнитных полях $H_0 = 62$ Э и $H_0 = 285$ Э

Рис. 2. Температурная зависимость $\Lambda(T)$ скорости релаксации спина мюона в Nb_3Al в полях $H_0 = 62$ Э и $H_0 = 285$ Э. Плавные линии проведены для наглядности

Рис. 3. Температурная зависимость $\delta B_N(T)$ степени неоднородности внутренних магнитных полей смешанного состояния Nb_3Al . T_K^μ — критическая температура. Плавные линии проведены для наглядности

Как видно из рис. 3, зависимость $\delta B_N(T)$ в интервале температур $T = 15,5 - 17,0$ К хорошо аппроксимируется прямой линией, которая при $\delta B_N \rightarrow 0$ определяет критическую температуру Nb_3Al $T_K^\mu = 17,41 \pm 0,05$ К. Приведенная ошибка T_K^μ представляет собой точность калибровки германиевых датчиков, с помощью которых измерялась температура образца. Статистическая ошибка определения T_K^μ указанным выше методом составляет

$(\Delta T_K^\mu)_{\text{стат}} = 0,02\text{К}$. Это определенное мюонным методом значение T_K^μ критической температуры совпадает с приведенной выше температурой $T_K = 17,3 \pm 0,3\text{ К}$, полученной методом измерения теплоемкости.

Авторы благодарны О.И.Сумбаеву и А.А.Воробьеву за содействие и поддержку этой работы, М.Т.Березову, А.Ф.Бурцеву, А.Н.Заикаеву за помощь в работе.

Литература

1. Гребинник В.Г., Гуревич И.И., Журков В.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 82.
2. Gladisch M., Herlag D., Metz H. et al. Hyperfine Inter., 1979, 6, 109.
3. Гребинник В.Г., Гуревич И.И., Жуков В.А. и др. ЖЭТФ, 1980, 79, 518.
4. Gygax F.N., Hintermann A., Ott H.R. et al. Hyperfine Inter., 1981, 8, 623.
5. Хлопкин М.Н., Черноплеков Н.А., Черемных П.А. Препринт ИАЭ-3549/10, 1982.
6. Willens R.H., Geballe T.H., Gossard A.C. Solid State Comm., 1969, 7, 837.
7. Junod A., Staudenmann J.L., Muller J. et al. J. Low Temp. Phys., 1971, 5, 25.
8. Pincus P., Gossard A.C., Jaccarino V. Phys. Lett., 1964, 23, 21.

Институт атомной энергии
им. И.В. Курчатова

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10 июля 1985 г.