

УДК 539.143.44
 © 1990

ИЗМЕРЕНИЕ АНТИЭКРАНИРУЮЩЕГО ФАКТОРА МЕТОДОМ РЕЗОНАНСНОЙ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ МЮОНОВ

В. Г. Гребинник, В. Н. Дугинов, Б. Ф. Кириллов, А. Б. Лазарев,
 Б. А. Никольский, В. Г. Ольшевский, А. В. Пирогов, А. Н. Пономарев,
 В. Г. Сторчак, С. Н. Шилов

Предложен метод измерения фактора антиэкранирования заряженной примеси в кристалле.

Исследования твердого тела методом ядерного квадрупольного резонанса позволяют определять величину градиента электрического поля (ГЭП) на ядре со спином ≥ 1 . В совершенных кубических кристаллах квадрупольное взаимодействие отсутствует, поскольку ГЭП на ядре равен нулю. В совершенных кристаллах с симметрией ниже кубической, а также в любых несовершенных кристаллах квадрупольное взаимодействие существенно влияет на положение и форму линии ядерного резонанса вследствие того, что дефекты кристалла — дислокации, вакансии, междоузельные атомы и т. д. — создают на ядре отличные от нуля ГЭП.

Гамильтониан квадрупольного взаимодействия в простейшем случае аксиальной симметрии ядерного окружения имеет следующий вид [1]:

$$H = \frac{e^2qQ}{4I(2I-1)} [3I_z^2 - I(I+1)], \quad (1)$$

где eQ — квадрупольный момент ядра, eq — градиент электрического поля, e — элементарный заряд, I — спин ядра, I_z — его проекция на ось симметрии z . Если бы поляризационными эффектами можно было пренебречь, ГЭП на ядре, создаваемый примесным точечным заряженным дефектом, определялся бы соотношением $q \sim 1/r^3$, где r — расстояние от примеси до ядра. Однако существует добавочный вклад в квадрупольное взаимодействие, обусловленный искажением электронной оболочки атома внешними зарядами (эффект Штернхеймера) [2]. В результате ГЭП на ядре выглядит следующим образом [1]:

$$qN \sim (1 + \gamma)/r^3, \quad (2)$$

где γ — антиэкранирующий фактор. Его величина подсчитывалась различными авторами (см. обзор [3]) и может достигать больших значений. В частности, в ионных кристаллах даже в отсутствие примесей γ оказывается порядка сотни.

В металлах заряженная примесь экранируется электронами проводимости и электростатический потенциал имеет известный вид [3]

$$V \sim e^{-kr}/r, \quad (3)$$

где $k = (6\pi N e^2 / E_F)^{1/2}$, N — плотность электронов проводимости, E_F — энергия Ферми. Градиент электрического поля, описываемый потенциалом (3), мал на расстояниях больше k^{-1} . Поскольку k^{-1} обычно меньше межатомного расстояния, ГЭП заряженной примеси в металлах оказывается существенно ослабленным даже на ближайших соседях.

В работе [4] было показано, что заряженная примесь в решетке меди создает ГЭП на соседних ядрах, обусловленный заряженным электронным облаком вокруг примеси. В рамках модели Томаса—Ферми расчет ГЭП примесного междоузельного мюона на ближайших соседях в меди дает величину $q=0.125 \text{ \AA}^{-3}$ [5]. В работе [6] электростатический потенциал экранированного положительного мюона в металлах описывался в виде $\gamma/(e^{kr}-1)$. В меди это приводит к величине ГЭП $q=0.068 \text{ \AA}^{-3}$. В [7] ГЭП примесного междоузельного мюона вычислялся в виде $q(r)=(8\pi/3)\alpha\delta n(r)$, где $\delta n(r)$ — возмущение электронной плотности на расстоянии r от примеси, α — фактор увеличения, связанный с поляризацией электронных оболочек. Было получено значение $q=0.26 \text{ \AA}^{-3}$. Таким образом, различные модели дают существенно разные величины ГЭП, что определяющим образом связано с различным учетом искажения электронных оболочек атомов меди.

Экспериментально ГЭП междоузельного мюона в меди определялся при измерении скорости деполяризации мюонов Λ в зависимости от величины поперечного магнитного поля [5]. В малых полях на скорость деполяризации существенное влияние оказывает квадрупольное взаимодействие ядер меди в электрическом поле мюона. В больших полях зеемановская энергия ядер превышает квадрупольное взаимодействие, что влечет за собой изменение Λ . Переход от области доминирования квадрупольной энергии к области доминирования зеемановской энергии имеет большую ширину (500—5000 Э), вследствие чего ошибка в полученной величине ГЭП имеет порядок самой величины: $q=(0.27 \pm 0.15) \text{ \AA}^{-3}$. Такая низкая точность определения ГЭП не позволяет отдать предпочтение той или иной модели вычисления ГЭП.

Значительно более точное, чем при измерении Λ в перпендикулярном поле, значение величины ГЭП может быть получено при использовании методики резонанса на пересекающихся уровнях (РПУ), предложенной Абрагамом [8]. Метод РПУ предполагает исследование зависимости скорости релаксации мюонов в веществе в продольном магнитном поле от величины этого поля. Тем самым осуществляется поиск резонансных условий, при которых расщепление зеемановских уровней мюона в продольном магнитном поле равняется некоторой характерной энергии системы. Такой характерной энергией может быть расщепление квадрупольных уровней ядер вещества в электрическом поле мюона. Условие резонанса, согласно (1), имеет вид

$$2\mu_{\mu}H_{\text{res}} = \frac{3e^2qQ}{8I(2I-1)}(2m-1), \quad (4)$$

где m — проекция I на направление магнитного поля, μ_{μ} — магнитный момент мюона, H_{res} — напряженность продольного поля в резонансе. Вдали от резонанса перевороты спина мюона запрещены вследствие невыполнения закона сохранения энергии и поляризация мюонов сохраняется. При условии (4) происходит эффективная деполяризация мюонов, причем скорость деполяризации в резонансе Λ_{res} определяется магнитным диполь-дипольным взаимодействием мюона с ближайшими ядрами вещества [9]

$$\Lambda_{\text{res}} = \sqrt{3/2} (\mu_{\mu}\mu/\hbar a^3). \quad (5)$$

Следует отметить, что в выражении (5) учитывается лишь малая часть полного дипольного гамильтониана, связанная с «переворачивающим» членом вида $I_+S_- + S_+I_-$ [1], которая не приводит к изменению полного магнитного числа $\Delta m_I + \Delta m_S = 0$ и связывает состояние $|m_I, m_S\rangle$ с состояниями $|m_I+1, m_S-1\rangle$ и $|m_I-1, m_S+1\rangle$, где m_I, m_S — магнитные квантовые числа ядра и мюона. Измеренные в эксперименте величины Λ_{res} и H_{res} однозначно определяют a из (5) и γ из (2), (4).

Насколько известно, к настоящему времени РПУ мюона в диамагнитных веществах наблюдался лишь в кристалле меди [9, 10].

В нашем эксперименте также исследовался крупноблочный поликристалл меди в продольном магнитном поле с целью обнаружения резонанса на пересекающихся уровнях. На рис. 1 показана зависимость скорости деполяризации мюонов от величины продольного поля при $T=95$ К. Определены величины $\Lambda_{\text{res}}=(5.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ и $H_{\text{res}}=(80 \pm 4) \text{ Э}$, которые хорошо согласуются с результатами работ [9, 10] ($\Lambda_{\text{res}}=5.7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $H_{\text{res}}=80 \text{ Э}$). На рис. 2 показана температурная зависимость скорости деполяризации мюонов в резонансе. Измерения температурной зависимости Λ_{res} позволяют независимым образом определять коэффициент диффузии мюонов. Значение $H_{\text{res}}=80 \text{ Э}$ соответствует ГЭП мюона на ближайших ядрах меди $q=(0.40 \pm 0.02) \text{ \AA}^{-3}$, что согласуется с экспериментальной величиной ГЭП, полученной в [5] в пределах ее большой ошибки, и значительно превышает ГЭП, вычисленный в [5-7]. Определенное таким образом значение

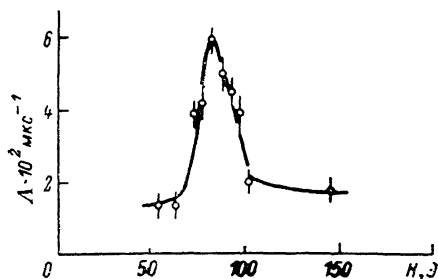


Рис. 1. Зависимость скорости деполяризации мюонов в меди от продольного магнитного поля.

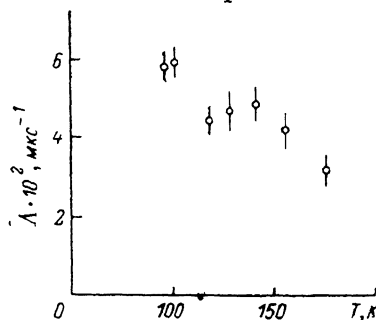


Рис. 2. Температурная зависимость скорости деполяризации мюонов в резонансе Λ_{res} .

ГЭП междоузельного мюона на ядрах меди соответствует величине антиэкранирующего фактора $\gamma=0.4 \pm 0.02$. Полученное значение не противоречит отмеченному в [2] обстоятельству, что антиэкранирующий фактор заряженной примеси в металлах значительно меньше γ в ионных кристаллах.

Измерение фактора антиэкранирования позволяет проверить модели расчета искажения электронных оболочек атома заряженной примесью [11].

Необходимо отметить еще одну возможность метода РПУ. Выражение (5) получено путем суммирования вкладов только ближайших соседей в решетке, для которых выполняется условие (4). Учет в сумме лишь ближайших соседей позволяет точно измерить расширение решетки металла в присутствии междоузельного мюона. Определение расширения решетки при измерении Λ в поперечном поле [5] связано с суммированием по всей решетке кристалла, при котором следующие за ближайшими соседями составляют $\sim 20\%$, что сильно увеличивает ошибку определения Δa , где a — константа решетки. Используя (5), можно получить значение $a=1.9 \pm 0.03 \text{ \AA}$, соответствующее мюону, расположенному в октапоре решетки меди при расширении решетки $\Delta a|a=0.05$. Этот результат находится в хорошем согласии с выводами работы [5].

Авторы выражают благодарность И. И. Гуревичу за поддержку и внимание к работе, Н. В. Прокофьеву за обсуждение затронутых в статье вопросов.

Список литературы

- [1] Абрагам А. Ядерный магнетизм. М., 1963. 546 с.
- [2] Сверхтонкие взаимодействия в твердых телах. Избранные лекции и обзоры / Под ред. Е. А. Турова. М., 1970. 368 с.
- [3] Cohen M. H., Reif F. // Sol. St. Phys. 1957. V. 5. P. 321—438.
- [4] Jensen D. L., Nevald R., Williams D. Ll. // J. Phys. F. 1972. V. 2. P. 169—179.
- [5] Camani M., Gygax F. N., Ruegg W., Schenck A., Schilling H. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. N 13. P. 836—839.

- [6] Meier P. F. // *Phys. Acta.* 1975. V. 48. P. 227—241.
- [7] Jena P., Das S. G., Singwi K. S. // *Phys. Rev. Lett.* 1978. V. 40. N 4. P. 264—266.
- [8] Abragam A. // *Hyperfine Interactions.* 1986. V. 31. P. 3—10.
- [9] Kreitzman S. R., Brewer J. H., Harshman D. R., Keitel R., Williams D. Ll., Crowe K. M., Ansaldo E. J. // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 56. N 2. P. 181—184.
- [10] Kreitzman S. R. // *Hyperfine Interactions.* 1986. V. 31. P. 13—28.
- [11] Beri A. S., Lee T., Das P., Sternheimer R. M. // *Phys. Rev. B.* 1983. V. 28. N 5. P. 2335—2351.

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
29 января 1990 г.
