

ПОИСКИ АТОМА МЮНИЯ В МЕДИ

В.Г.Гребинник, И.И.Гуревич, В.А.Жуков,
И.Г.Ивантер, А.П.Маныч, Б.А.Никольский,
В.И.Селиванов, В.А.Суетин

Предложен метод определения частоты ω_0 сверхтонкого расщепления атома мюния в металле. Метод основан на измерении температурной зависимости сдвига частоты прецессии μ^+ -мезона из-за поляризации электрона мюния. Найдено, что в меди частота $\omega_0 \lesssim 0,01(\omega_0)_{\text{вак}}$, где $(\omega_0)_{\text{вак}}$ — частота сверхтонкого расщепления атома мюния в вакууме.

Одной из важных проблем физики металлов является изучение волновой функции примесного водородного атома в металле. В настоящей работе для этой цели используется легкий изотоп водорода — атом мюния и исследуется возможность существования в металле мюния в парамагнитном состоянии, т. е. с неспаренным электронным спином. Следует подчеркнуть, что использование μ^+ -мезонов вместо протонов позволяет полностью исключить взаимное влияние примесных атомов друг на друга, так как концентрация μ^+ -мезонов в исследуемом образце практически равна нулю.

Примесный парамагнитный атом мюния в веществе обычно наблюдается [1, 2] по характерной частоте $\omega_{\text{Мю}} = eH/2m_e c$ ларморовской прецессии, где H — внешнее магнитное поле, m_e — масса электрона. В металле, однако, такой метод наблюдения мюния невозможен, так как спин электрона мюния быстро релаксирует из-за взаимодействия с электронами проводимости. Качественная оценка показывает, что взаимодействие с электронами проводимости опрокидывает спин электрона мюния с частотой $\nu \sim 10^{12} T \text{ сек}^{-1}$, где T — абсолютная температура. Эта величина ν существенно превышает частоту ω_0 сверхтонкого расщепления в атоме мюния, вакуумное значение которой равно [3]:

$$(\omega_0)_{\text{вак}} = \frac{32\pi\beta_e\beta_\mu}{3\hbar} \rho_{\text{вак}}(0) = 2,8 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}. \quad (1)$$

Здесь β_e и β_μ — магнитные моменты соответственно электрона и мюна; $\rho_{\text{вак}}(0)$ — плотность электронной волновой функции на μ^+ -мезоне в вакууме. Поскольку в металле следует ожидать $\omega_0 < (\omega_0)_{\text{вак}}$, то соотношение $\nu \gg \omega_0$ выполняется при всех практически достижимых температурах T . Соотношение $\nu \gg \omega_0$ приводит к тому, что частота прецессии μ^+ -мезона в металлах практически совпадает с частотой

$$\omega = eH/m_\mu c, \quad (2)$$

прецессии свободного μ^+ -мезона (m_μ — масса μ^+ -мезона) вне зависимости от орбитального состояния системы (μ^+e^-).

Быстрая релаксация спина электрона мюония в металле может привести лишь к слабому затуханию амплитуды прецессии μ^+ -мезона по закону [4]

$$P(t) = e^{-\Lambda t}, \quad \Lambda = \omega_0^2 / 4\nu. \quad (3)$$

Соотношения (3) в принципе могут быть использованы для доказательства существования в металле атома мюония в парамагнитном состоянии и для определения характеризующей это состояние частоты ω_0 сверхтонкого расщепления. Однако для практического использования этого метода необходимо уметь достаточно надежно вычислять величину ν и быть уверенным в том, что наблюдаемая скорость релаксации Λ спина μ^+ -мезона определяется только описанным выше процессом.

В настоящем эксперименте примесный парамагнитный атом мюония в меди искался по изменению $\Delta\omega$ частоты прецессии (2) спина μ^+ -мезона из-за взаимодействия с поляризованными электронами проводимости. Изменение $\Delta\omega$ частоты прецессии μ^+ -мезона представляет собой по существу сдвиг Найта на ядре парамагнитного атома в металле. В отличие от обычного сдвига Найта, когда атомы находятся в диамагнитном состоянии, т. е. спины атомных электронов скомпенсированы, сдвиг частоты $\Delta\omega$ в парамагнитном мюонии определяется поляризацией связанного электрона и, следовательно, возрастает с уменьшением температуры.

Величина $\Delta\omega$ представляет собой увеличение частоты прецессии μ^+ -мезона из-за контактного поля B_K на μ^+ -мезоне поляризованного электрона мюония

$$B_K = \frac{8\pi}{3} \beta_e P \rho(0). \quad (4)$$

Здесь $P = \beta_e H / kT$ — поляризация электрона мюония при температуре T ; $\rho(0)$ — плотность электронной волновой функции на μ^+ -мезоне в примесном атоме мюония; k — постоянная Больцмана. Из выражения (4) следует, что

$$\Delta\omega = \frac{\omega}{T} \frac{(\omega_0)_{\text{вак}} \hbar a \beta_e}{4k \beta_\mu} = \omega a \frac{11}{T}, \quad (5)$$

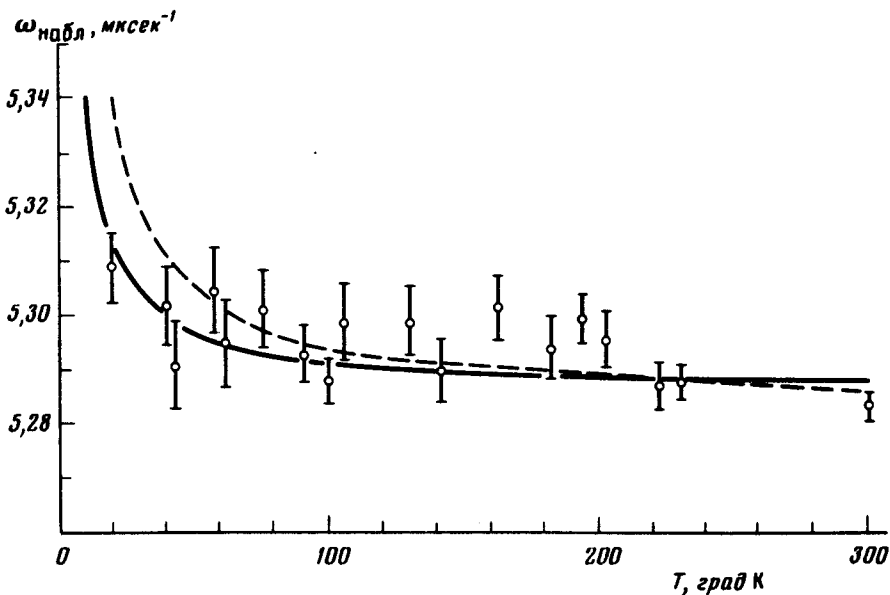
где $a = \omega_0 / (\omega_0)_{\text{вак}}$ и T — абсолютная температура. Таким образом наблюдаемая частота прецессии спина μ^+ -мезона в металле запишется

$$\omega_{\text{набл}} = \omega \left(1 + a \frac{11}{T} \right). \quad (6)$$

Сравнение теоретической зависимости $\omega_{\text{набл}}(T)$ (6) с экспериментом позволяет найти параметр a . Отличие a от нуля означает, что в данном металле существует связанное парамагнитное состояние (μ^+e^-). Величина a определяет частоту ω_0 сверхтонкого расщепления этого связанного состояния.

Экспериментальная зависимость $\omega_{\text{эксп}}(T)$ частоты прецессии спина μ^+ -мезона в меди от температуры показана на рисунке. Зависимость $\omega_{\text{эксп}}(T)$ измерялась в поперечном магнитном поле $H = 62 \text{ э}$ методом регистрации позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ распада. Стабильность внешнего поля H во время опыта проверялась по частоте протонного резонанса в воде. Постановка опыта описана в работе [5].

Из рисунка следует, что частота $\omega_{\text{эксп}}$ в меди не обнаруживает достаточно определенного с учетом ошибок изменения с температурой при $T = 20 - 300 \text{ К}$. Приведенная на рисунке зависимость $\omega_{\text{эксп}}(T)$ отвечает значению параметра a теоретической зависимости (6), равному: $a = (9 \pm 3) \cdot 10^{-3}$ (ошибка статистическая). Это значение a показывает, что связанное парамагнитное состояние ($\mu^+ e^-$) в меди, если и существует, то является достаточно рыхлым: $a = \omega_0 / (\omega_0)_{\text{вак}} = \rho(0) / \rho_{\text{вак}}(0) \approx 10^{-2}$. На рисунке приведена также теоретическая зависимость (6) $\omega_{\text{набл}}(T)$ при $a = 2 \cdot 10^{-2}$. Эта зависимость уже явно не согласуется с экспериментом при $T = 20 \text{ К}$ и демонстрирует, таким образом, чувствительность экспериментальных данных к возможным значениям параметра a .



Зависимость частоты $\omega_{\text{набл}}$ прецессии спина μ^+ -мезона в меди от температуры T . Сплошная кривая представляет собой зависимость (6) с параметрами ω и a , подобранными по методу максимального правдоподобия: $\omega = 5,286 \pm 0,001 \text{ мксек}^{-1}$; $a = (9 \pm 3) \cdot 10^{-3}$ (ошибка статистическая). Пунктирная кривая соответствует $a = 2 \cdot 10^{-2}$

Важной задачей является дальнейшее повышение точности определения a . Наиболее эффективно это может быть сделано при измерении зависимости $\omega_{\text{эксп}}(T)$ в области более низких температур. Из рисунка видно, что если параметр a действительно отличен от нуля на уровне $a \approx 0,01$, то следует ожидать существенного, вне пределов ошибок, изменения частоты $\omega_{\text{эксп}}$ при $T < 10 \text{ К}$.

Авторы благодарны Ф. С.Джепарову, А.И.Климову, В.Н.Майорову, И.А.Муратовой, А.В.Пирогову, В.С.Роганову за помощь в работе.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
27 мая 1975 г.

Литература

- [1] Г.Г.Мясищева, Ю.В.Обухов, В.С.Роганов, В.Г.Фирсов. ЖЭТФ, 53, 451, 1967.
- [2] И.И.Гуревич, И.Г.Ивантер, Е.А.Мелешко, Б.А.Никольский, В.С.Роганов, В.И.Селиванов, В.П.Смилга, Б.В.Соколов, В.Д.Шестаков. ЖЭТФ, 60, 471, 1971.
- [3] E.Fermi. Zs. Phys., 60, 320, 1930; E.Fermi, E.Segre. Zs. Phys., 82, 729, 1933.
- [4] В.Г.Носов, И.В.Яковлева. ЖЭТФ, 43, 1750, 1962.
- [5] В.Г.Гребинник, И.И.Гуревич, В.А.Жуков, А.П.Маньч, Е.А.Мелешко, И.А.Муратова, Б.А.Никольский, В.И.Селиванов, В.А.Суетин. ЖЭТФ, 68, 1561, 1975.
-