

ПОИСКИ АТОМА МЮНИЯ В АЛЮМИНИИ, МЕДИ, ЦИНКЕ И УГЛЕРОДЕ

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

С точностью $\sim 0,03\%$ не обнаружено температурной зависимости частоты прецессии μ^+ -мезона в Al, Cu, Zn и C при $T = 4 \div 90\text{K}$. Из этих данных следует, что частоты ω_0 сверхтонкого расщепления атома мюния (μ^+e^-) в этих веществах $\omega_0 < 10^{-4}(\omega_0)_{\text{вак}}$, где $(\omega_0)_{\text{вак}}$ — частота сверхтонкого расщепления мюния в вакууме. Такое малое значение ω_0 в исследованных веществах может интерпретироваться как отсутствие орбитально связанного парамагнитного состояния (μ^+s^-).

В работе [1] был предложен метод измерения частоты ω_0 сверхтонкого расщепления парамагнитного примесного атома мюния в металле. Следует напомнить, что в металле практически невозможно измерение ω_0 в когерентных процессах взаимодействия спинов μ^+ -мезона и электрона мюния из-за большой частоты $\nu \gg \omega_0$ опрокидывания электронного спина при обменном рассеянии на атоме мюния электронов проводимости. Предложенный метод [1] основан на наблюдении зависящего от температуры сдвига $\Delta\omega$ частоты ларморовской прецессии μ^+ -мезона в поперечном магнитном поле B :

$$\Delta\omega = \frac{e}{m_\mu c} B_k = \frac{e}{m_\mu c} \frac{8\pi}{3} \beta_e P \rho(0) = \omega a \frac{11}{T}, \quad (1)$$

где

$$B_k = \frac{8\pi}{3} \beta_e P \rho(0) \sim \frac{a}{T} \quad (2)$$

контактное магнитное поле поляризованного электрона мюния на μ^+ -мезоне. Здесь $P = \beta_e B / kT$ — поляризация электрона мюния в металле во внешнем поле B ; β_e — магнитный момент электрона; T — абсолютная температура; $\rho(0)$ — плотность электронной волновой функции мюния на μ^+ -мезоне; $a = \rho(0) / [\rho(0)]_{\text{вак}}$, где $[\rho(0)]_{\text{вак}}$ — плотность электронной волновой функции на μ^+ -мезоне мюния в вакууме; $\omega = eB / m_\mu c$ — частота прецессии свободного μ^+ -мезона в поле B , m_μ — масса μ^+ -мезона.

Величина $P = \beta_e B / kT$ представляет собой равновесную поляризацию электрона парамагнитного атома мюния в металле. Время установления этой поляризации равно $t_e \sim 1/\nu$, где $\nu \sim 10^{11} \cdot T \text{сек}^{-1}$,

т. е. существенно меньше времени наблюдения, определяемого обычно временем жизни μ^+ -мезона $\tau_0 = 2,2 \cdot 10^{-6}$ сек. Указанная величина ν следует из выражения (3):

$$\nu = \sigma v n \frac{kT}{E_f} \sim 10^{-11} T \text{ сек}^{-1}, \quad (3)$$

где $\sigma \approx 10^{-15}$ см² — сечение обменного рассеяния; $v \approx 10^8$ см/сек — скорость электронов проводимости; $n \approx 10^{23}$ см⁻³ — плотность коллективизированных электронов; kT/E_f — доля электронов, которые могут испытывать рассеяние с переворотом спина; E_f — энергия Ферми.

Плотность $\rho(0)$ следующим образом связана с частотой сверхтонкого расщепления атома мюония [2]:

$$\omega_0 = \frac{32\pi}{3\hbar} \beta_\mu \beta_e \rho(0), \quad (4)$$

где β_μ — магнитный момент μ^+ -мезона. Значение $[\omega_0]_{\text{вак}}$ для атома мюония в вакууме равно $[\omega_0]_{\text{вак}} = 2,8 \cdot 10^{10}$ сек⁻¹.

Выражение (1) для $\Delta\omega$ приводит к следующей наблюдаемой зависимости $\omega_{\text{набл}}(T)$ частоты прецессии μ^+ -мезона во внешнем поле B :

$$\omega_{\text{набл}}(T) = \frac{e}{m_\mu c} (B + B_k) = \omega + \Delta\omega = \omega \left(1 + a \frac{11}{T} \right). \quad (5)$$

Сравнение теоретической зависимости (5) $\omega_{\text{набл}}(T)$ с экспериментом позволяет найти параметр a . Отличие a от нуля означает, что в данном металле существует связанное парамагнитное состояние (μ^+e^-), т. е. атом мюония. Величина $a = \rho(0)/[\rho(0)]_{\text{вак}} = \omega_0/[\omega_0]_{\text{вак}}$ определяет плотность $\rho(0)$ электронной волновой функции или частоту ω_0 сверхтонкого расщепления этого связанного состояния. В выражении (5) не учтено изменение наблюдаемой частоты $\omega_{\text{набл}}$ из-за сдвига Найта. Учет этого эффекта приводит только к малому $\sim 0,01\%$ возрастанию величины ω и практически не влияет на измерение интересующего нас значения a , так как сдвиг Найта не зависит от температуры.

Экспериментально измеренные частоты $\omega_{\text{эксп}}$ прецессии μ^+ -мезона в алюминии, меди, цинке и углероде при двух значениях температуры T приведены в табл. 1. Для сравнения аналогичные измерения были выполнены в веществе, где нет свободных электронов (в тефлоне); результаты также указаны в табл. 1. Работа выполнена на синхротроне ОИЯИ в Дубне.

Зависимость $\omega_{\text{эксп}}(T)$ измерялась в поперечном по отношению к спину μ^+ -мезона магнитном поле $B \approx 700$ э методом регистрации позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ распада. Стабильность внешнего поля B измерялась по частоте протонного резонанса в воде и была лучше, чем $0,01\%$. Более подробное описание постановки эксперимента см., например, в работе [3].

Значения $\omega_{\text{эксп}}$ в алюминии, меди, цинке, углероде и тефлоне при $T_1 = 4,2\text{K}$ и $T_2 = 60-90\text{K}$ ¹⁾

Вещество	$\omega_{\text{эксп}}(T_1), \text{мксек}^{-1}$	$\omega_{\text{эксп}}(T_2), \text{мксек}^{-1}$
Алюминий	$59,26 \pm 0,01$	$59,26 \pm 0,01$
Медь	$59,28 \pm 0,01$	$59,30 \pm 0,01$
Цинк	$59,29 \pm 0,01$	$59,29 \pm 0,01$
Углерод	$59,33 \pm 0,02$	$59,36 \pm 0,01$
Тефлон	$59,29 \pm 0,03$	$59,29 \pm 0,02$

¹⁾ Значения T_2 измерялись с точностью $\delta T_2 = 1\text{K}$, но были различны для указанных веществ в пределах $T_2 = 60 - 90\text{K}$.

Параметры ω и α , полученные при сопоставлении теоретической зависимости (5) и экспериментальных данных табл. 1, приведены в табл. 2.

Разумеется, вычисление с помощью формулы (5) параметра α в тефлоне представляет собой только формальную процедуру, так как в этом веществе нет свободных электронов, и мы не можем утверждать, что равновесная поляризация $P = \beta_e V / kT$ электрона мюония установится достаточно быстро.

Т а б л и ц а 2

Экспериментальные значения параметров ω и α в выражении (5)

Вещество	$\omega, \text{мксек}^{-1}$	$\alpha \cdot 10^4$
Алюминий	$59,26 \pm 0,01$	0 ± 1
Медь	$59,30 \pm 0,01$	$-1,5 \pm 1$
Цинк	$59,29 \pm 0,01$	0 ± 1
Углерод	$59,36 \pm 0,01$	-2 ± 2
Тефлон	$59,29 \pm 0,02$	0 ± 3

Из табл. 2 видно, что параметр $\alpha = \rho(0) / [\rho(0)]_{\text{вак}}$ в исследованных металлах равен нулю с точностью 0,01%, т. е. плотность электронной волновой функции мюония в металле $\rho(0) < 10^{-4} [\rho(0)]_{\text{вак}}$. При водородоподобной волновой функции в S-состоянии радиус $r \sim [\rho(0)]^{-1/3}$ такого атома мюония существенно превосходит размеры кристаллической ячейки металла или, тем более, размеры тетра- или октапор, в которых он мог бы находиться: $r = \alpha^{-1/3}$, $r_0 \approx 10\text{Å}$, где $r_0 = 0,5\text{Å}$ — борковский радиус мюония в вакууме. Столь "рыхлый" атом мюония представляется маловероятным и поэтому полученные результаты можно интерпретировать, как отсутствие связанного парамагнитного состояния ($\mu^+ e^-$) в исследованных металлах.

В заключение следует подчеркнуть, что электронная волновая функция примесного атома мюония в веществе должна быть подобна электронной волновой функции водорода (pe^-). Поэтому сделанный в этой работе вывод об отсутствии парамагнитного атома мюония в исследованных металлах означает также и отсутствие орбитально связанного парамагнитного состояния (pe^-).

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

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
30 октября 1975 г.

Литература

- [1] В.Г.Гребинник, И.И.Гуревич, В.А.Жуков, И.Г.Ивантер, А.П.Маныч, Б.А.Никольский, В.И.Селиванов, В.А.Суетин. Письма в ЖЭТФ, 22, 36, 1975.
 - [2] E. Fermi, E. Segre. Zs. Phys., 82, 729, 1933.
 - [3] В.Г.Гребинник, И.И.Гуревич, В.А.Жуков, А.П.Маныч, Е.А.Мелешко, И.А.Муратова, Б.А.Никольский, В.И.Селиванов, В.А.Суетин. ЖЭТФ, 68, 1561, 1975.
-