

507710840

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ԵՐԵՎԱՆСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳՐԱԿԻՆԻ ԶՆԱՆՈՒԹՅԱՆ ՆԱՍԻՐԻՆԻ
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ—180(26)-(76)

В.А.ДЖРБАШЯН.

**О ВЛИЯНИИ ПАРАМАГНЕТИЗМА НА ДЕПОЛЯРИЗАЦИЮ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ**

АРՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1976



ԵՐԵՎԱՆ

В.А.ДЖРБАШЯН

О ВЛИЯНИИ ПАРАМАГНЕТИЗМА
НА ДЕПОЛЯРИЗАЦИЮ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ

В работе [1], наряду с каскадной теорией, был рассмотрен механизм дополнительной деполяризации, обусловленный взаимодействием мюона с электронной оболочкой. В настоящей работе приводится рассмотрение того же вопроса при наличии внешнего магнитного поля. Формулы для углового распределения электронов, испускаемых отрицательными мюонами, остановившимися в веществе, получены для случая, когда магнитное поле H приложено перпендикулярно плоскости, проходящей через направления излучения и поляризации мюонов. Эти формулы имеют место при произвольной конфигурации электронной оболочки мюонного атома, времени наблюдения. Частные случаи, когда: 1) внешнее поле отсутствует - $H = 0$, 2) мюон не успевает провзаимодействовать с электронной оболочкой - $\omega_F, F+1 t \ll 1$, 3) мюонный атом диамагнитен - $j = 0$ сводятся к известным выражениям.

Ереванский физический институт
Ереван 1976

Scientific Report EФИ-180(26)-(76)

V.A. DJRBASHIAN

THE INFLUENCE OF PARAMAGNETISM
ON THE DEPOLARIZATION OF NEGA-
TIVE MUONS

Earlier the mechanism of additional depolarization due to the interaction of muons with electronic shells of muonic atoms was considered together with the cascade theory. In this work the above problem is considered in the presence of external magnetic field. The formulae for the angular distribution of electrons emitted by negative muons stopped in medium are obtained for the case of the magnetic field H perpendicular to the plane made by the directions of electron emission and the muon polarization. These formulae are valid for arbitrary configuration of the electronic shell of a muonic atom and the observation time. The particular cases when i) the external field is absent - $H=0$, ii) the muon has no time for the interaction with the electronic shell $-\omega_{L,F} t \ll 1$, iii) the muonic atom is a diamagnetic $-j=0$, reduce to known expressions.

Yerevan Physics Institute

Yerevan, 1976

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ- 180(26)-(76)

В. А. ДЖРБАШЯН

О ВЛИЯНИИ ПАРАМАГНЕТИЗМА НА
ДЕПОЛЯРИЗАЦИЮ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ

Ереван 1976

© *Ереванский физический институт, 1976*

В работе [1], наряду с каскадной теорией деполяризации отрицательных мюонов ^{x)}, был рассмотрен механизм дополнительной деполяризации, который обусловлен взаимодействием мюона в состоянии $1S$ с электронной оболочкой.

Это взаимодействие отсутствует, когда полный момент электронной оболочки равен нулю. Однако в конденсированном веществе оно не будет наблюдаться также в остальных случаях. Последнее обстоятельство, как отмечено в работе [1], обусловлено тем, что в конденсированном веществе влияние соседних атомов и электронов приводит к компенсации магнитного момента электронной оболочки.

Эффект компенсации детально исследовался Яковлевой [4] для веществ с большой концентрацией электронов проводимости и Джураевым и др. [5,6] для химических соединений.

В веществах с большой концентрацией электронов проводимости, каковыми являются графит и металлы, сверхтонкая связь оказывается разорванной наличием сильных кулоновских взаимодействий с электронами проводимости. В молекулярных соединениях "выключение" связи сверхтонкой структуры происходит вследствие вступления мезоатомов в химические реакции.

^{x)} Которая затем обсуждена в работах [2-3]

Попытка обнаружить влияние оболочки в жидком гелии, предпринятая Баклом и др. [7], закончилась также безрезультатно.

Естественно наиболее благоприятными являются газообразные мишени.

Экспериментальным подтверждением возможности этого влияния является работа Варламова и др. [8], наблюдавших ларморовую прецессию полного спина мезоатома μ^-Ne .

Ниже рассматривается теория этого эффекта, являющаяся обобщением подхода [1,9] на случай наличия внешнего магнитного поля H .

В отсутствие поля H и поля электронной оболочки распределение электронов распада отрицательных мюонов, как известно [10] имеет вид

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \left(1 - \frac{P}{3} \cos \psi\right), \quad (1)$$

где P — остаточная поляризация.

При включении магнитного поля перпендикулярно плоскости, проходящей через направления поляризации мюонов и наблюдения β электронов, возникает прецессия мюонов с частотой $\omega = g \frac{eH}{2m_\mu c}$ ($g = 2$). В результате картина углового распределения смещается на угол ωt :

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \left[1 - \frac{P}{3} \cos(\omega t + \psi)\right]. \quad (2)$$

Математической основой формулы (2) является появление в матрице плотности множителя $e^{-\frac{i}{\hbar}(E_{m'} - E_m)t} = e^{i\omega t(m - m')}$, на который домножается зависящая от магнитных квантовых чисел величина $e^{i\psi(m - m')}$

В работах [1,9] показано, что в отсутствие внешнего поля учет связи сверхтонкой структуры приводит к следующей модификации формулы (1)

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \left[1 - \frac{\rho}{3} \sum_F \mathcal{F}(F, J) \cos \psi \right], \quad (3)$$

где

$$\mathcal{F}(F, J) = \frac{(2F+1)^2 \left\{ \begin{matrix} F & F & 1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & J \end{matrix} \right\}^2}{2J+1} = \frac{(2F+1) \left[F(F+1) + \frac{3}{4} - J(J+1) \right]^2}{6(2J+1)F(F+1)}, \quad (4)$$

$$\sum_F \mathcal{F}(F, J) = \frac{1}{3} \left[1 + \frac{2}{(2J+1)^2} \right], \quad (5)$$

\vec{J} - полный момент электронной оболочки,

\vec{F} - полный момент мезоатома в состоянии $1S$.

Известно, что для нормальных состояний атомов существует эмпирическое правило [11] для нахождения определенного значения J . Оно заключается в следующем.

Если электронная конфигурация такова, что в не вполне заполненной оболочке находится не более половины максимально возможного для нее числа электронов, то

$J = |L - S|$. Если же оболочка заполнена более чем наполовину, то $J = L + S$

Однако в мезоатомном эксперименте [8] получено указание, что полный момент электронной оболочки может принимать несколько значений, как это имеет место согласно векторной модели. В этом случае из проведенного рассмотрения следует, что выражения (4) и (5)

для фактора \mathcal{F} в формуле (3) заменяются на выражения

$$\mathcal{F}_J(F) = \frac{(2F+1)^2 \left\{ \frac{F}{2} \frac{F+1}{2} J \right\}^2}{\sum_J (2J+1)} = \frac{2F+1}{6F(F+1)} \times$$

$$\times \frac{[F(F+1) + \frac{3}{4} - J(J+1)]^2}{\sum_J (2J+1)}$$

и

$$\sum_{F,J} \mathcal{F}_J(F) = \frac{1}{3} \left[1 + \frac{\sum_J \frac{2}{2J+1}}{\sum_J (2J+1)} \right]. \quad (7)$$

Обобщением формулы (3) на случай наличия внешнего магнитного поля является формула

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \left\{ 1 - \frac{\rho}{3} \sum_{F,J} \mathcal{F}_J(F) \cos [(\omega_{oF} + \omega_F)t + \varphi] \right\}, \quad (8)$$

где

$$\omega_{oF} = \frac{eH}{m_\mu c} \frac{F(F+1) + \frac{3}{4} - J(J+1)}{2F(F+1)}, \quad (9)$$

$$\omega_{1F} = \frac{eH}{2m_e c} g(J) \frac{F(F+1) + J(J+1) - \frac{3}{4}}{2F(F+1)}, \quad (10)$$

$g(J)$ - g - фактор электронной оболочки.

В случае векторной связи

$$g(J) = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}, \quad (11)$$

где L - полный орбитальный момент, S - полный спин электронной оболочки. Переход от формулы (3) к формуле (8) аналогичен переходу от формулы (1) к формуле (2).

Единственное отличие заключается в суммировании по значениям полного момента F . Поскольку теперь частоты (9) и (10) зависят от этой величины, мы не можем произвести независимое суммирование в коэффициенте перед косинусом, как это сделано в формулах (3) - (7). Каждое значение косинуса в выражении (8) умножается на свой определенный коэффициент (6).

Заметим, что в мезоатомной частоте в аргументе косинуса преобладающим является частота (10) , которая на два порядка превышает частоту свободного мюона.

Исходным выражением при получении формулы (8) является гамильтониан взаимодействия.

$$\vec{W} = 2\beta_u \vec{s} \vec{H} + \alpha \vec{s} \cdot \vec{J} + g(J) \beta_e \vec{J} \vec{H}. \quad (12)$$

Учитывая, что

$$\langle F, M | \vec{W} | F, M \rangle = \hbar \omega_{oF} M + \hbar \omega_{1F} M + \hbar \omega_F, \quad (13)$$

где ω_{oF} и ω_{1F} даются формулами (9) и (10), а

$$\omega_F = \frac{\alpha}{2\hbar} \left[F(F+1) - \frac{3}{4} - J(J+1) \right], \quad (14)$$

получим

$$\begin{aligned} \langle FM | \vec{W} | F, M \rangle - \langle F, M' | \vec{W} | F, M' \rangle &= \hbar (\omega_{oF} + \omega_{iF}) (M - M') = \\ &= \hbar (\omega_{oF} + \omega_{iF}) (m - m') \end{aligned} \quad (15)$$

и, согласно сказанному выше в связи с формулой (2), придем к формуле (8).

В частности, для наблюдаемого [8] случая деполяризации отрицательного мюона в газе неон, электронная оболочка мезоатома имеет конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^5$ и, с учетом (6), (9)–(11), из формулы (8) получается

$$\begin{aligned} N = N_0 e^{-\lambda t} \left\{ 1 - \frac{P}{3} \left\{ \frac{1}{6} \cos [(\omega_0 + \frac{1}{3} \omega_1) t + \varphi] + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{24} \cos [(-\frac{1}{2} \omega_0 + \frac{5}{3} \omega_1) t + \varphi] + \frac{5}{24} \cos [(\frac{1}{2} \omega_0 + \omega_1) t + \varphi] \right\} \right\}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\text{где } \omega_0 = \frac{eH}{2m_\mu c}, \quad \omega_1 = \frac{eH}{2m_e c}.$$

При $J = 0$ из (9), (10) и (7) вытекает, что $\omega_{oF} = \omega_0$, $\omega_{iF} = 0$, $\sum_F F(F) = 1$ и, как и следовало ожидать, формула (8) сводится к формуле (2).

Приведенное рассмотрение годно для времен намного превышающих время прецессии из-за сверхтонкой связи

$$t \gg \frac{1}{\omega_F - \omega_{F+1}} \equiv \frac{1}{\omega_{F, F+1}} = \frac{1}{\omega_{J - \frac{1}{2}, J + \frac{1}{2}}} = \frac{\hbar}{-a(J + \frac{1}{2})}, \quad (17)$$

где ω_F , ω_{F+1} даются формулой (14), α - константа связи сверхтонкой структуры. В приближении водородоподобных атомов

$$\frac{\hbar}{-\alpha \left(J + \frac{1}{2} \right)} = 0,94 \cdot 10^{-10} \frac{\mu_e^3 (2L+1) J(J+1)}{Z^3 (2J+1)} \text{ сек. (18)}$$

Здесь атомный номер Z , главное квантовое число электрона μ_e и отмеченные выше остальные квантовые числа относятся к атому, в котором ядро с зарядом Ze экранировано отрицательным мюоном. То есть номер Z и электронная конфигурация определяются элементом, предшествующим в таблице Менделеева элементу мишени.

Из-за большого времени жизни мюона соблюдается условие $\lambda \ll \omega_{F, F+1}$, обеспечивающее существование интервала времени $\left[\frac{1}{\omega_{F, F+1}}, \frac{1}{\lambda} \right]$, интересного с точки зрения экспериментального исследования.

Используя теорию деполяризации отрицательных мюонов при мезоатомных переходах [9] и теорию влияния внеядерных полей на угловые корреляции [12], можно показать, что в случае произвольного t имеет место формула

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \sum_{F, F'} e^{i\omega_{F, F'} t} \left[\delta_{F, F'} \frac{\sum_J (2F+1)}{2 \sum_J (2J+1)} - \right.$$

$$\left. - \frac{P}{3} \frac{1}{\sum_J (2J+1)} \sum_J (2F+1)(2F'+1) \left\{ \begin{matrix} F & F' & 1 \\ 1/2 & 1/2 & J \end{matrix} \right\}^2 \right]$$

$$\times \sum_{M, M'} \sum_{N=\pm 1} \frac{3}{2} \left(\frac{F F' 1}{-M M' N} \right)^2 e^{i[N\psi - (\omega_{OF} M' - \omega_{OF} M + \omega_{IF} M' - \omega_{IF} M)t]} \quad (19)$$

Суммируя по магнитным квантовым числам и по F' из выражения (19) получим

$$\begin{aligned} N = N_0 e^{-\lambda t} & \left\{ 1 - \frac{\rho}{3} \left\{ \sum_{F, J} \sqrt{J} (F) \cos [(\omega_{OF} + \omega_{IF})t + \psi] + \right. \right. \\ & + \frac{1}{\sum_J (2J+1)} \sum_J \frac{4}{(2J+1)^2} \cos \omega_{J-1/2, J+1/2} t \frac{\sin J\psi}{\sin \frac{1}{2}\psi} \times \\ & \times \left\{ \left[\left(J + \frac{1}{2} \right)^2 + \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \frac{\psi}{2} \left(J \operatorname{ctg} J\psi - \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \frac{\psi}{2} \right) \right] \cos \phi + \right. \\ & \left. \left. + 2(J+1) \left(J \operatorname{ctg} J\psi - \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \frac{\psi}{2} \right) \sin \phi \right\} \right\}. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь

$$\psi = \frac{4}{2J+1} \left[\omega_0 - \frac{1}{2} g(J) \omega_1 \right] t, \quad (21)$$

$$\phi = \frac{2}{2J+1} \left[\omega_0 + J g(J) \omega_1 \right] t + \psi. \quad (22)$$

Формула (13) годна при условии, что внешнее поле H не настолько сильно, чтобы разорвать связь сверхтонкой структуры. То есть основным членом является $\hbar\omega_F$. Учитывая это обстоятельство выражение (19) (ср. с (20)) можно усреднить по t в небольшом интервале $[t - \frac{\Delta t}{2}, t + \frac{\Delta t}{2}]$. Таким образом, при выполнении условия (17), выбрав $\Delta t \gg \frac{1}{\omega_{F, F+1}}$, из (19) приходим к (8). В обратном предельном случае малых времен $t \ll \frac{1}{\omega_{F, F+1}}$, когда микрон не успевает взаимодействовать с электронной оболочкой, положив $\Delta t \ll \frac{1}{\omega_{F, F+1}}$, выражение (19) сведется к (1). Это следует из выполнения соотношения

$$\frac{\sum_{F, F'} (2F+1)(2F'+1) \left\{ \begin{matrix} F & F' & 1 \\ 1/2 & 1/2 & J \end{matrix} \right\}^2}{\sum_J 2J+1} = 1 \quad (23)$$

Естественно, измерения, проведенные при низких температурах, а также в химических соединениях не могут претендовать на сравнение с теорией без учета дополнительных взаимодействий [5,13].

Автор благодарен Г.М.Гарибяну, А.Ц.Аматуни и Р.А.Эрамжану за обсуждение и А.Т.Филиппову за замечания, послужившие стимулом при выполнении настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Джрбашян. ЖЭТФ, 36, 277, 1959.
2. J.M.Shmushkevich. Nucl.Phys., 11, 419, 1959.
3. В.А.Джрбашян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 9, 187, 1974. Препринт ЕФИ-41(73).
4. И.В.Яковлева. ЖЭТФ, 35, 968, 1958. Диссертация, 1962.
5. А.А.Джураев, В.С.Евсеев. ЖЭТФ, 62, 1166, 1972.
6. А.А.Джураев. Диссертация, 1974.
7. D.C.Buckle, J.R.Kane, R.T.Siegel, R.J.Wetmore. Phys.Rev.Lett., 20, 705, 1968.
8. В.Г.Варламов, Ю.П.Добрецов, Б.А.Долгошеин, В.Г.Кирилов-Угрюмов. Письма в ЖЭТФ, 17, 186, 1973.
9. В.А.Джрбашян. Диссертация, 1972.
10. T.D.Lee, C.N.Yang. Phys.Rev., 105, 1671, 1957.
11. Л.Ландау, Е.Лифшиц. Квантовая механика, Гостехиздат, Москва-Ленинград, 1948.
12. Р.М.Стеффен, Г.Фрауэнфельдер в сб. Возмущенные угловые корреляции, под.ред. Э.Карлссона, Э.Маттиаса, К.Зигбана, Атомиздат, Москва, 1966.
13. А.А.Джураев, В.С.Евсеев, Г.Г.Мясишева, Ю.В.Обухов, В.С.Роганов. ЖЭТФ, 62, 1424, 1972.

Рукопись поступила 28-го ноября 1974 г.

Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 558 Т-18533 Тираж 299

Подписано к печати 17/У-76 г. Формат издания 30х40

0,7 уч.изд.л. Ц. 5 к.

Отпечатано на ротапринте
Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Мар-
каряна 2