

ОСТАТОЧНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ  $\mu^-$ -МЕЗОНОВ В РАЗЛИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

В. А. ДЖРБАШЯН

Выведена формула для деполаризации  $\mu^-$ -мезонов при мезоатомных переходах, в которой учитываются значения отношения тонкой структуры каждого уровня каскада к ширине. На примере двух распределений в случае углерода показано, что остаточная поляризация мало чувствительна к первоначальной заселенности. Значение  $P/P_0 = 19\%$ , полученное при использовании статистического распределения с учетом возможных каскадов, хорошо согласуется с последними измерениями [8] группы ОИЯИ. Наблюдено также уменьшение остаточной поляризации с ростом  $Z$ , связанное с тем, что для тяжелых мезоатомов больше уровней участвуют в деполаризации.

Основные положения теории деполаризации  $\mu^-$ -мезонов при мезоатомных переходах были сформулированы в работе [1]. Было показано, что  $\mu^-$ -мезон теряет основную часть своей поляризации из-за взаимодействия спина с неориентированными орбитами мезоатома (по направлениям мезоатомных излучений производится интегрирование).

Заметим, что на спин-орбитальное взаимодействие, как причину передачи поляризации, автор обращал внимание в серии своих предыдущих работ. В 1956 году [2] было показано, что взаимодействие неполяризованного спина мезона с орбитой промежуточного состояния мезоатома приводит к дезориентации последнего и, следовательно, к уменьшению угловой корреляции  $\gamma$ -лучей.

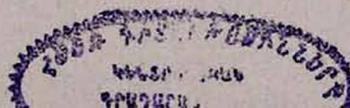
Из полученных в [1] формул, в частности, следовала оценка отношения остаточной и начальной поляризаций  $P/P_0 \approx 18\%$  в предположении, что условие

$$(\sqrt{2}\gamma)^2 \gg 1 \quad (1)$$

удовлетворяется для всех уровней каскада и что  $\mu^-$ -мезоны захватываются преимущественно на орбиты с большими значениями орбитального момента. Такая же оценка, исходя из наглядных представлений, была получена в следующей после [1] работе [3], посвященной указанному вопросу.

Это значение, как показано в книге [4] и как следует из экспериментов, выполненных позже [5—8], качественно согласуется с результатами измерений. Однако достигнутая точность позволяет делать непосредственное сравнение. Воспользовавшись выражением (2) работы [1] для матрицы плотности в случае мезоатомов с нулевым ядерным спином и подставляя выражения для волновых функций и операторов взаимодействия, после суммирования по магнитным квантовым числам получим

$$\left(\frac{P}{P_0}\right)_{l_N, l_{N-1}, \dots, l_1} = \sum_{j_N, j_{N-1}, \dots, j_1} j_N j_{N-1} \dots j_1 \left\{ \begin{matrix} j_N & j_N & 1 \\ 1/2 & 1/2 & l_N \end{matrix} \right\} \times$$



$$\times \prod_{l=0}^{N-2} \frac{B(j_{N-l}, j'_{N-l}, j_{N-l-1}, j'_{N-l-1}, l_{N-l}, l_{N-l-1})}{1 + (v_{j_{N-l}, j'_{N-l}} / 2\gamma_{N-l})^2} \times$$

$$\times \frac{(2j_1 + 1)(2j'_1 + 1)}{(2l_1 + 1) [1 + (v_{j_1, j'_1} / 2\gamma_1)^2]} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j'_1 & 1 \\ 1/2 & 1/2 & l_1 \end{matrix} \right\}. \quad (2)$$

Здесь фигурные скобки обозначают  $6j$ -символы Вигнера, каждая из  $N-1$  величин  $B$  под знаком произведения дается выражением

$$B(j_i, j'_i, j_{i-1}, j'_{i-1}, l_i, l_{i-1}) = (-1)^{l_i + l_{i-1} + 1 + j_i + j'_{i-1} + j'_{i-1}} \times$$

$$\times (2l_{i-1} + 1)(2j_i + 1)(2j'_i + 1) \left\{ \begin{matrix} j_i & j'_i & 1 \\ j'_{i-1} & j_{i-1} & 1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j'_i & j'_{i-1} & 1 \\ l_{i-1} & l_i & 1/2 \end{matrix} \right\} \times$$

$$\times \left\{ \begin{matrix} j_i & j_{i-1} & 1 \\ l_{i-1} & l_i & 1/2 \end{matrix} \right\}. \quad (3)$$

Выражения (2) и (3) определяют деполаризацию  $\mu^-$ -мезонов при захвате на орбиту мезоатома с моментом  $l_N$  и последующем каскаде  $l_N(1) l_{N-1}(1) \dots l_2(1) l_1$  в случае произвольных отношений  $v_{j_{N-l}, j'_{N-l}} : 2\gamma_{N-l}$ . При условии (1) эти выражения сводятся к результату (12) работы [1].

В случае нетяжелых мезоатомов для верхних уровней условие (1) не выполняется.

Пусть

$$(v_{j_{N-l}, j'_{N-l}} / 2\gamma_{N-l})^2 \ll 1, \quad i = 0, 1, \dots, n.$$

Тогда благодаря соотношению

$$\sum_{j_{N-l}, j'_{N-l}} \left\{ \begin{matrix} j_{N-l} & j'_{N-l} & 1 \\ 1/2 & 1/2 & l_{N-l} \end{matrix} \right\} B(j_{N-l}, j'_{N-l}, j_{N-l-1}, j'_{N-l-1}, l_{N-l}, l_{N-l-1}) =$$

$$l_{N-l-1} = \left\{ \begin{matrix} j_{N-l-1} & j'_{N-l-1} & 1 \\ 1/2 & 1/2 & l_{N-l-1} \end{matrix} \right\}, \quad (4)$$

являющемуся следствием формул свертывания [9]

$$\sum_x (-1)^{j_1 + j_2 + l_1 + l_2 + l_3 + l'_1 + l'_2 + l'_3 + x} (2x + 1) \left\{ \begin{matrix} l_1 & x & l'_1 \\ l_3 & j_2 & l_3 \end{matrix} \right\} \times$$

$$\times \left\{ \begin{matrix} l_2 & x & l'_2 \\ l'_1 & j_3 & l_1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l_3 & x & l'_3 \\ l'_2 & j_1 & l_2 \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ l_1 & l_2 & l_3 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ l'_1 & l'_2 & l'_3 \end{matrix} \right\}$$

и ортонормированности

$$\sum_j (2j + 1)(2j'' + 1) \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j' \\ j_3 & j_4 & j \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j_3 & j_2 & j \\ j_1 & j_4 & j'' \end{matrix} \right\} = \delta_{j j''} \quad (6)$$

$6j$ -символов Вигнера, после суммирования по соответствующим полным моментам эти уровни в выражении (2) выпадут и деполаризация будет определяться той же формулой, где вместо  $N$  будет  $N-n-1$ . Это значит, что если уровни живут недостаточно долго, чтобы спин  $\mu^-$ -мезона успевал прецессировать, то никакой деполаризации при соответствующих переходах (включая захват мезона из сплошного спектра на мезоатомный уровень) не происходит. Таким образом, в (2) мы можем переопределить  $N$ , понимая под  $l_N$ , вообще говоря, уже не начальный уровень, на который происходит захват, а первый в каскаде уровень, для которого имеет место условие деполаризации

$$(\nu/2\gamma)^2 \geq 1. \quad (7)$$

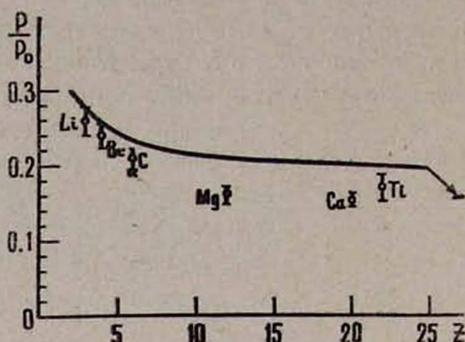
Сказанное выше не согласуется с выводом Манна и Роуза [10] о том, что механизм деполаризации обусловлен лишь способностью  $\mu^-$ -мезонов образовать мезоатомы. В их статье не упоминается спин-орбитальное взаимодействие. Остаточная поляризация для углерода искусственно уменьшается примерно в два раза привлечением Оже-переходов между высоколежащими уровнями, хотя для них условие (7) не выполняется. Манн и Роуз потратили много усилий с целью доказать, что направления мезонов становятся хаотическими в процессе замедления. Между тем это условие не является необходимым для справедливости (2) и, следовательно, формулы (12) работы [1], эквивалентной использованному ими выражению.

В случае углерода первая в каскаде циркулярная орбита, для которой имеет место условие (7), характеризуется квантовыми числами  $n=5$ ,  $l_N=4$ . Если предположить, что  $\mu^-$ -мезоны захватываются в основном на циркулярную орбиту мезоатома, то будет иметь место нисходящий каскад. Согласно формуле (15) работы [1] отношение  $P/P_0$  в этом случае равно 23,4%.

Как следует из данных для интенсивностей  $\gamma$ -лучей [8, 11], более реалистическим является статистическое распределение ( $\sim(2l+1)$ ) начального уровня с  $n=14$ . Используя это распределение [12], подставляя конкретные значения  $\nu/2\gamma$  на мезоатомных уровнях в формулу (2) и учитывая всевозможные каскады, приходим к значению  $P/P_0=19\%$ . Таким образом теоретическое значение остаточной поляризации, как это отмечено в [1], мало чувствительно к первоначальной заселенности, не поддающейся пока точному расчету. Некоторое уменьшение по сравнению с первым случаем (несмотря на то, что на уровне с  $n=5$  распределение по  $l$  становится более равномерным) обусловлено тем, что: а) во втором случае наряду с нисходящим каскадом важны осциллирующие каскады, б) условие деполаризации (7) для нециркулярных орбит наступает раньше, чем для циркулярных.

Из приведенного рисунка и последнего результата Джураева и др. [8] ( $P/P_0=19,4 \pm 1,1\%$ ) следует, что значение 19% согласуется с экспериментом. Кривая вычислена в предположении, что первоначально заселена лишь циркулярная орбита.

Учитывая, что в этом случае происходят переходы между циркулярными орбитами ( $n, l=n-1$ ) и ( $n-1, l=n-2$ ), и подставляя значения



Зависимость отношения поляризаций  $\mu^-$ -мезонов после и до мезоатомного каскада от  $Z$ . Кривая описывает случай, когда заселена лишь циркулярная орбита. Для углерода приведена также точка ( $\times$ ), вычисленная при использовании начальной статистической заселенности. Экспериментальные заселенности заимствованы из работы [8].

$\nu_{jj'}$  =  $\frac{1}{2\pi\hbar} (E_j - E_{j'})$  и полной ширины  $2\gamma$  [13], получим

$$\frac{\nu}{2\gamma} = \frac{\nu_{l+\frac{1}{2}, l-\frac{1}{2}}}{2\gamma_{\text{изл.}} (1 + \beta_1^{(1)})} = \frac{3C}{4\alpha (1 + \beta_1^{(1)})}, \quad (8)$$

где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры, а множитель  $C$  мало отличается от единицы

$$C = \frac{n - \frac{1}{2}}{n - 1} \left\{ \left(1 - \frac{1}{2n}\right)^n \left[1 + \frac{1}{2(n-1)}\right]^{n-1} \right\}^2, \quad (9)$$

принимая значения от 1,068 при  $n=2$  до 1 при  $n \rightarrow \infty$ . Коэффициент конверсии  $\beta_1^{(1)}$  приближенно равен

$$\beta_1^{(1)} = \frac{64(Z-1)^3}{\alpha^3 Z^7} \left[ \frac{n^2 (n-1)^2}{2n-1} \frac{m_e}{m_\mu} \right]^{7/2}. \quad (10)$$

Точные значения отношения  $\nu/2\gamma$  для произвольных переходов можно получить, используя формулы работы [12]. Из рисунка видна тенденция к уменьшению остаточной поляризации с ростом  $Z$ , связанная согласно (7), (8) и (10) с тем, что для тяжелых мезоатомов больше уровней участвуют в деполаризации  $\mu^-$ -мезонов.

Малое отличие от средних взвешенных значений по ряду экспериментальных работ (см. [8]), как это видно на примере углерода, может быть устранено выбором более подходящей заселенности уровней захвата.

Таким образом, из сравнения теории с экспериментом следует, что

1) V-A теория объясняет угловое распределение электронов в распадах  $\mu^-$ -мезонов, рождающихся при распадах  $\pi^-$ -мезонов;

- 2) влияние соседних атомов и электронов в конденсированном веществе приводит к компенсации магнитного момента электронной оболочки\*;
- 3) при низких температурах, а также в тех случаях, когда в качестве мишеней используются химические соединения, помимо рассмотренных [8, 15] должны быть учтены и другие взаимодействия.

Автор благодарен В. С. Евсееву, В. С. Роганову и А. А. Джураеву за полезное обсуждение ряда вопросов.

Ереванский физический  
институт

Поступила 11.IX.1973

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Джрбашян. ЖЭТФ, 36, 277 (1959).
2. В. А. Джрбашян. ЖЭТФ, 31, 1090 (1956).
3. I. M. Shtushkevich. Nucl. Phys., 11, 419 (1959).
4. А. О. Вайсенберг. Мю-мезон, Изд. Наука, 1964.
5. D. C. Buckle, J. R. Kane, R. T. Stegel, R. J. Wetmore. Phys. Rev. Lett., 20, 705 (1968).
6. В. С. Евсеев, Ф. Кильбингер, В. С. Роганов, В. А. Черногорова, М. Шимчак ЯФ, 4, 545 (1966).
7. А. И. Бабаев, В. С. Евсеев, Г. Г. Мясничева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, В. А. Черногорова. ЯФ, 10, 965 (1969).
8. А. А. Джураев, В. С. Евсеев, Г. Г. Мясничева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, ЖЭТФ, 62, 1424 (1972).
9. А. Эдмондс. Сб. Деформация атомных ядер, ИЛ, 1958.
10. R. A. Mapp, M. E. Rose. Phys. Rev., 121, 293 (1961).
11. D. Kessler et al. Phys. Rev. Lett., 18, 1179 (1967).
12. Y. Eisenberg, D. Kessler. Nuovo Cim., 19, 1195 (1961).
13. G. R. Burbidge, A. H. De Borde. Phys. Rev., 89, 189 (1953).
14. И. И. Гуревич. Труды IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра, Дубна, 1972, стр. 411.
15. А. А. Джураев, В. С. Евсеев. Препринт ОИЯИ Р14-6023, 1971.

#### ՏԱՐԲԵՐ ԷԼԵՄԵՆՏՆԵՐՈՒՄ $\mu^-$ -ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՄՆԱՑՈՐԴԱՑԻՆ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԸ

Վ. Հ. ԶՐԲԱՇՅԱՆ

Մեզոատոմային անցումների ժամանակ  $\mu^-$ -մեզոնների ապարեկոացման համար դուրս է բերված բանաձև, որը հաշվի է առնում կասկադի յուրաքանչյուր մակարդակի նույն ստրուկտուրայի և լայնության հարաբերությունը, Երկու բաշխումների օրինակով, ածխածնի դեպքում ցույց է արված, որ մնացորդային բեկոացումը զգալուն չէ սկզբնական բնակեցվածության նկատմամբ: Իրականին մոտ ստատիստիկ բաշխումը օգտագործելիս ստացված  $P/P_0=19\%$  արժեքը լավ համաձայնվում է Դուբնայի խմբի վերջին չափումների հետ [8]: Դիտված է նույնպես մնացորդային բեկոացման փոքրացումը Z-ի աճի հետ: Վերջինս պայմանավորված է նրանով, որ ծանր մեզոատոմների դեպքում շատ մակարդակներ են մասնակցում ապարեկոացմանը:

\* Недавно получено экспериментальное подтверждение возможного при некоторых условиях влияния [1] электронной оболочки в газе [14].

## RESIDUAL POLARIZATION OF MESONS IN VARIOUS ELEMENTS

V. A. DJRBASHYAN

A formula for the depolarization of  $\mu^-$ -mesons in mesic atom transitions, which takes into account the values of the ratio of fine structure of each cascade level to its width, is deduced. Starting from two initial distributions for carbon, it was shown that the residual polarization of  $\mu^-$ -mesons was low sensitive to the initial population. The value of  $P/P_0 = 19\%$ , obtained when utilizing the statistical distribution with due regard for possible cascades, is in good agreement with late measurements of Dubna group [8]. The decrease of the residual polarization with the increase of  $Z$  is observed as well. This is due to the fact, that for heavier mesic atoms more energetic levels take part in depolarization.