

НОВОЕ ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ  $K^-$ -МЕЗОНА

*А.С.Денисов, А.В.Желамков, Ю.М.Иванов, Л.П.Лапина,  
П.М.Левченко, В.Д.Малахов, А.А.Петрунин, А.Г.Сергеев,  
А.И.Смирнов, В.М.Суворов, О.Л.Федин*

*Ленинградский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова АН СССР,  
188350, Гатчина, Ленинградской обл.*

Поступила в редакцию 30 сентября 1991 г.

На протонном синхротроне ИФВЭ с помощью кристалл-дифракционного спектрометра по Кошуа измерена энергия  $4f-3d$ -перехода в  $K^-$ - $^{12}\text{C}$ -атоме и получено новое значение массы  $K^-$ -мезона ( $493,6960 \pm 0,0059$ ) МэВ, которое значительно отличается от принятого ранее.

Точное значение массы  $K^-$ -мезона существенно для правильного определения сдвига уровней  $K^-$ -атомов, обусловленного сильным взаимодействием. Принятое значение  $M_{K^-} = (493,646 \pm 0,009)$  МэВ, приведенное в обзоре <sup>1</sup>, основывается практически на одном эксперименте, в котором исследовалось рентгеновское излучение  $K^-$ -РЬ- и  $K^-$ -W-атомов с помощью полупроводникового спектрометра <sup>2</sup>. Отсутствие сопоставимых по точности независимых экспериментов затрудняет контроль систематической ошибки, который важен по следующим причинам: во-первых, расчет энергии перехода в тяжелых атомах весьма сложен, поскольку требует учета высших квантовоэлектродинамических поправок и корректного вычисления относительно большой поправки на электронное экранирование, и, во-вторых, при поглощении  $K^-$ -мезона тяжелым ядром испускается богатый спектр гамма-линий, что в случае полупроводникового спектрометра с разрешением около 1 кэВ приводит к заметной вероятности наложения гамма-линии на исследуемую мезорентгеновскую линию. Последнее обстоятельство особенно существенно для упомянутого эксперимента, поскольку основная статистика в нем накоплена практически на одном мезорентгеновском переходе. Нами проведен эксперимент, в котором впервые для исследования рентгеновского излучения  $K^-$ -атомов использован кристалл-дифракционный метод. Его применение позволило существенно повысить метрологическую точность измерений, а благодаря высокому разрешению и выбору для измерений легкого ядра существенно уменьшить вероятность наложения гамма-линий.

Работа выполнена на протонном синхротроне ИФВЭ по методике, предложенной в <sup>3</sup>. Основную часть установки составляет кристалл-дифракционный спектрометр по Кошуа, аналогичный описанному в <sup>4</sup>, в котором источником мезорентгеновского излучения служит мишень, облучаемая выведенным протонным пучком (энергия протонов 70 ГэВ, цикл ускорения 9 с, интенсивность пучка  $4 \cdot 10^{12}$  протон/цикл, растяжка 0,8 с, поперечный размер 3 мм).

Для измерения был выбран  $4f-3d$ -переход  $K^-$ - $^{12}\text{C}$ -атома, имеющий ряд преимуществ: электронное экранирование пренебрежимо мало, переход слабо возмущен сильным взаимодействием, энергия перехода ( $\approx 22,1$  кэВ) лежит в оптимальной с точки зрения соотношения эффекта и фона области рабочего диапазона спектрометра.

С целью увеличения интенсивности мезорентгеновского излучения и ослабления тормозного излучения электронов была применена слоеная мишень из графита, меди и молибдена (графит с плотностью  $2,1$  г/см<sup>3</sup> - основной

материал, медь и молибден - вспомогательные для усиления мезорентгеновского и ослабления тормозного излучения соответственно). Для проверки отсутствия наложения  $K^-$ -атомной линии и мгновенных гамма-линий от радионуклидов, образующихся в молибдене и меди, использовалась контрольная мишень из углерода. Отсутствие наложения гамма-линий от долгоживущих радионуклидов, образующихся в мишени, проверялось путем накопления в каждом угловом положении двух спектров: во время пучковых сбросов и между ними. На дополнительной мишени была укреплена фольга из серебра, характеристическое излучение которого использовалось при калибровочных измерениях. Для этой же цели применялся гамма-источник  $^{182}\text{Ta}$ . Энергии  $K_{\alpha 1}$ - и  $K_{\alpha 2}$ -линий серебра были пересчитаны, как описано в <sup>5</sup>, из измеренных ранее <sup>6,7</sup> отношений  $\lambda(\text{Cu}K_{\alpha 1})/\lambda(\text{Ag}K_{\alpha 1})$  и  $\lambda(\text{Ag}K_{\alpha 1})/\lambda(\text{Ag}K_{\alpha 2})$  с новыми значениями физических констант из <sup>8</sup>:  $hc = 12,398424(4) \cdot 10^{-10}$  кэВ·м и  $xu(\text{Cu}K_{\alpha 1}) = 1,00207789(70) \cdot 10^{-13}$  м. В результате получены значения  $E(\text{Ag}K_{\alpha 1}) = 22,163022(30)$  и  $E(\text{Ag}K_{\alpha 2}) = 21,99043(16)$  кэВ.

Результаты вычислений энергий переходов с  $M_K = 493,6960$  и  $M_{\pi^-} = 139,5688$  МэВ.

Вид вклада в энергию перехода	Величина вклада, эВ	
	$4f-3d K^- -^{12}\text{C}$	$4d-2p \pi^- -^{12}\text{C}$
кулоновское взаимодействие	22033,941	24782,721
поляризация вакуума, $\alpha(Z\alpha)$	71,110	42,790
$\alpha^2(Z\alpha)$	0,496	0,314
$\alpha(Z\alpha)^3$	-0,012	-0,009
сильное взаимодействие	0,009	2,850
релятивистская поправка	0,085	0,047
электронное экранирование*	-0,016	-0,373
поляризация ядра	0,018	0,009
конечные размеры мезона	-0,004	-0,002
лэмбовский сдвиг	0,000	-0,001
отдача ядра	-0,022	-0,028
сумма	22105,605	24828,318

\* поправка вычислена для одного  $1s$  электрона

Измеряемое излучение проходило через сходящийся многощелевой коллиматор, дифрагировало на изогнутой кварцевой пластинке, фокусировалось на линейной щели и регистрировалось расположенным за ней детектором, которым служил  $\text{Ge}(\text{Li})$ -спектрометр с рабочим объемом  $4 \times 5 \times 160$  мм и разрешением 1,8 кэВ. Щели коллиматора и промежуток между кристаллом и детектором заполнялись гелием. Кварцевая пластинка была вырезана так, что отражающие плоскости (130) и оптическая ось были перпендикулярны большим граням. При толщине пластинки 1,1 мм и радиусе изгиба 5 м такая вырезка соответствовала упругой квазимозаике, равной  $12''$ . Рабочая поверхность изогнутого кристалла имела площадь  $80 \times 80$  мм, изгиб обеспечивался зажатием пластинки между двумя стальными цилиндрическими зеркалами. При ширине приемной щели 0,35 мм и высоте 160 мм угловое разрешение спектрометра равнялось  $14''$ , что соответствовало энергетическому разрешению 6,3 эВ для излучения с энергией 22,1 кэВ, светосила установки при этой энергии составляла примерно  $2 \cdot 10^{-9}$ . Определение углового положения кристалла осуществлялось с помощью оптического интерферометра, имевшего цену отсчета около  $0,04''$ .

Для каждой линии измерялись два рефлекса (правый и левый), отвечающие симметричному относительно плоскостей кварца отражению. Приборная форма линии была определена путем измерения формы рефлекса гамма-линии 67,75 кэВ от  $^{182}\text{Ta}$ . Эталон для фитирования был получен сворачиванием приборной линии с лоренцевским распределением, имевшим табличную ширину в случае рентгеновских линий, и расчетную в случае мезорентгеновской. Постоянная прибора, равная произведению энергии линии на расстояние между правым и левым рефлексами в отсчетах интерферометра (оптических единицах, сокращенно о.е.), была определена взвешиванием значений, полученных для  $K_{\alpha 1}$ - и  $K_{\alpha 2}$ -серебра, и равнялась  $(53143857 \pm 133)$  кэВ·о.е.. Контрольные измерения линий серебра, возбуждаемых с помощью гамма-источника  $^{182}\text{Ta}$ , дали значение постоянной прибора, согласующееся со случаем возбуждения протонным пучком. Расстояние между правым и левым рефлексом  $K^-$ -атомной линии (рис.1) составило  $(2404089 \pm 27)$  о.е., что соответствует энергии  $(22105,61 \pm 0,26)$  эВ. Линия фитировалась как одиночный пик, поскольку приборное разрешение было, по крайней мере, на порядок меньше величины тонкого и изотопического расщепления, а наложение гамма-линий не наблюдалось.

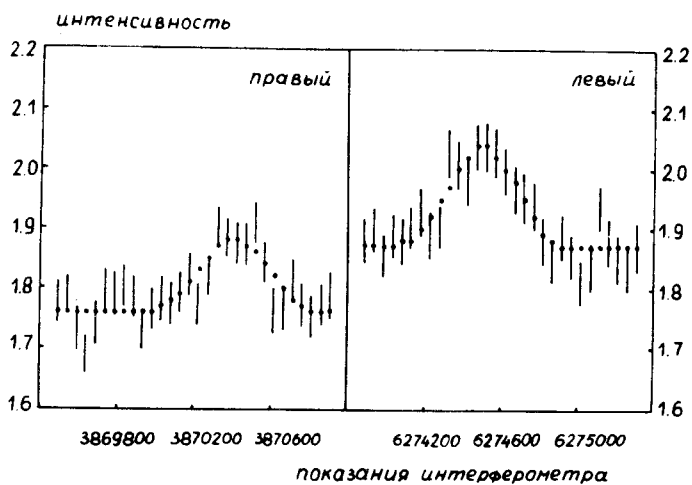


Рис. 1. Правый и левый рефлексы  $4f - 3d$ -перехода  $K^- - ^{12}\text{C}$ -атома. По оси абсцисс отложены показания интерферометра, по оси ординат счет детектора на  $10^{12}$  протонов. Вертикальными штрихами показаны экспериментальные значения с ошибкой, жирными точками - результат фита.

Масса  $K^-$ -мезона была определена подгонкой расчетной энергии перехода под экспериментальное значение. Расчетная энергия находилась численным интегрированием уравнения Клейна-Гордона с потенциалом для ядра конечных размеров, включавшим кулоновское взаимодействие, потенциал поляризации вакуума вплоть до третьего порядка и оптический потенциал сильного мезон-ядерного взаимодействия с параметрами из <sup>9</sup>. Для описания ядерной плотности использовалось двухпараметрическое распределение Ферми. Были учтены также релятивистская поправка на приведенную массу и поправки на ядерную поляризацию, электронное экранирование, отдачу ядра и лэмбовский сдвиг. Результаты вычислений представлены в таблице. Погрешность расчета составляет примерно 0,02 эВ, что существенно меньше экспериментальной ошибки, и определяется в основном неопределенностью числа  $1s$ -электронов ( $\pm 1$  электрон), а также погрешностями параметров зарядового распределения ядра и потенциала сильного взаимодействия. В итоге для массы  $K^-$ -мезона получено значение  $m_{K^-} = (493,6960 \pm 0,0059)$  МэВ, которое существенно отличается от мирового среднего из <sup>1</sup>.

Для контроля одновременно с  $K^-$ -атомным измерен  $4d - 2p$ -переход  $\pi^- - ^{12}\text{C}$ -

атома (рис.2). Измеренная энергия равна  $(24828,36 \pm 0,15$  эВ, расчетная определена для массы  $\pi^-$ -мезона из <sup>10</sup> и приведена в таблице. Погрешность расчетного значения не превышает 0,4 эВ и обусловлена главным образом неопределенностью числа  $1s$ -электронов. Хорошее согласие измеренного и расчетного значений подтвердило корректность методики.

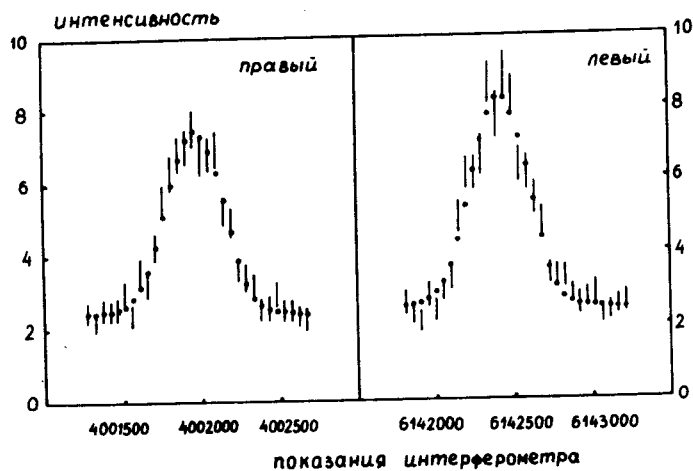


Рис. 2. Правый и левый рефлекс  $4d - 2p$ -перехода  $\pi^- - {}^{12}\text{C}$  атома. Обозначения те же, что и на рис.1

Если использовать полученное нами значение массы  $K^-$ -мезона при анализе  $K^-$ -атомных данных, это приводит к увеличению расчетной электромагнитной энергии переходов и уменьшению величины сдвигов, определяемых как разность между измеренной и электромагнитной энергиями. Для большинства сдвигов эффект от изменения массы мал по сравнению с их экспериментальными ошибками, поэтому параметры оптического потенциала, найденные в <sup>9</sup>, существенно не изменятся. Однако в случае тяжелых  $K^-$ -атомов переопределение массы позволяет разрешить проблему, возникшую в работе <sup>11</sup>, где для  $8-7$  переходов в  $K^- - W$  и  $K^- - \text{Pb}$  получены положительные сдвиги, которые, как установили авторы работы, находятся в противоречии с расчетами в рамках оптической модели со стандартными параметрами. В результате переопределения массы положительные сдвиги для указанных переходов уменьшаются до уровня ошибки экспериментальных энергий.

Авторы благодарны Ю.П.Платонову и М.П.Гурьеву за изготовление кварцевых пластин, изгибающего устройства, оснастки для оптического контроля изгиба, интерферометра угловых перемещений и отдельных узлов спектрометра, Л.М.Тухконен за изготовление  $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора, С.С.Герштейну, С.П.Денисову и А.П.Бугорскому за поддержку работы, С.А.Вавилову, И.А.Рыкову и С.Н.Таранцу за участие в измерениях, Л.Н.Кондуровой и Л.П.Кабиной за помощь в расчетах и обработке, В.С.Селезневу и С.Н.Лапицкому за предоставление мониторов пучка и консультации.

1. Aguilar-Benites M. et al., Phys. Lett. B, 1990, 239, 1.
2. Gall K.P. et al., Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 186.
3. Марушенко В.И. и др., Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, 80.
4. Григорьев Б.В. и др., Препринт ЛИЯФ-1232, Ленинград, 1986.
5. Deslattes R.D. et al., Phys. Lett. A, 1979, 71, 411.
6. Bearden J.A. et al., Phys. Rev. A, 1964, 135, 899.

7. Bearden J.A., *Rev. Mod. Phys.*, 1967, 39, 78.
8. Cohen E.R., Taylor B.N., *Rev. Mod. Phys.* 1987, 59, 1121.
9. Batty C.J., *Nucl. Phys. A*, 1981, 372, 418.
10. Beer W. et al., *Phys. Lett. B*, 1991, 261, 16.
11. Batty C.J. et al., *Phys. Rev. C*, 1989, 40, 2154.