Доклады Академии наук СССР
1955. Том 104, № 6

ФИЗИКА

Л. Д. ПУЗИКОВ и Я. А. СМОРОДИНСКИЙ

КОРРЕЛЯЦИЯ ПЛОСКОСТЕЙ РАСПАДА V^0-ПАР И СПИН ϑ^0-МЕЗОНА

(Представлено академиком И. Е. Таммом 14 VII 1955)

§ 1. Введение. При распаде пары нейтральных частиц, родившихся при столкновении π-мезона с нуклоном, обнаружена характерная корреляция плоскостей распада обеих частиц. В работе принстонской группы [1] приведены 10 случаев таких процессов, при которых зарегистрированы оба распада вместе с первичным π^--мезоном. 8 случаев наблюдались в космических лучах (один из них взят из работы Томпсона и др. [3]) и 2 на космотроне [3]. Все случаи распада характерны тем, что плоскости распадов обеих частиц образуют между собой большой угол; в 5 случаях (из 6, для которых этот угол измерен) этот угол лежит между 62 и 88°, в одном он равен 45°. В 5 случаях авторы смогли отождествить Λ^0- и ϑ^0-частицы. Во всех 5 случаях продукты распада гиперона Λ^0 составляют с плоскостью рождения (т. е. плоскостью, образуемой следом π^--мезона и точками V^0-распадов) угол меньше 30°.

Продукты распада ϑ^0 в 4 случаях образуют угол больше 60°, и лишь в одном (тот же снимок Томпсона) этот угол равен 11°. Учитывая, что все известные случаи распада Λ^0-частицы отвечают распаду в плоскости, близкой к плоскости рождения, можно, повидимому, заключить, что ϑ^0-частица распадается в значительной доле случаев так, что образующиеся π-мезоны ($\vartheta^0 \to \pi^- + \pi^+$) вылетают в направлениях, близких к нормали к плоскости рождения. Это свойство распадов позволяет оценить спины Λ^0- и ϑ^0-частиц. К сожалению, точность оценок ограничивается неопределенностью экспериментальных данных и, в частности, отсутствием данных о распределении продуктов распада в системе координат, в которой распадающаяся частица покоится. Отсюда, естественно, следует, что очень важно получить более полные данные об этом процессе, которые позволят дать точные оценки спинов. Ниже мы последовательно рассмотрим вопрос об угловом распределении продуктов распада Λ^0 и ϑ^0 и о корреляции обоих распадов. При этом мы будем считать, что описанные характерные свойства распадов обеих частиц сохраняются и в системах координат, в которых они покоятся. Мы приведем здесь лишь результаты расчетов.

В последнее время высказывались сомнения в существовании корреляции. Л. Окунь и И. Померанчук указали, в частности, на несовместимость больших спинов Λ-частиц, а следовательно и существования корреляции с большим временем жизни Λ-ядер. Поэтому весь вопрос требует дальнейшего экспериментального исследования. Цель этой работы — подчеркнуть значение опытов по корреляции*.

§ 2. Распад Λ^0. Состояние пучка Λ^0 (со спином j) характеризуется набором $2j+1$ чисел $C(m)$ — вероятностей частице иметь проекцию

* *Примечание при корректуре.* Недавно Валькер [5] опубликовал еще два случая рождения Λ^0—ϑ^0 при π^-—p-столкновении. (Энергия π^- была 1 млрд эв). В обоих случаях угол между плоскостями распада был велик. В одном случае Λ^0-частица распадалась в плоскости рождения, а в другом в этой плоскости распадалась ϑ^0-частица.

спина на выделенную ось (нормаль к плоскости рассеяния). Вместо чисел $C(m)$ можно ввести $2j+1$ неприводимых тензоров $P^q_\varkappa$, которые связаны с ними соотношениями:

$$P^q_0 = \sqrt{\frac{(2j-q)!\,(2j+q+1)!}{[(2j)!]^2\,(2q+1)}} \sum_{m'} (-1)^{j-m'} (jjm'-m' \mid q\,0)\, C(m') \left(\sum_m C(m) = 1 \right),$$

где $(jjm-m \mid q\,0)$ — коэффициенты Клебша — Гордона. Тензор P^1_m есть вектор поляризации, P^2_m — тензор поляризации 2-го ранга и т. д. Нам, однако, удобнее пользоваться просто числами $C(m)$. Отметим только, что когда все $C(m)$ равны друг другу, все тензоры поляризации обращаются в нуль, кроме скаляра $P^0_0 = 1$. Если состояние пучка симметрично относительно плоскости рассеяния, то равны нулю все нечетные тензоры (в частности, поляризация).

Наличие асимметрии распадов свидетельствует о том, что не все вероятности $C(m)$ равны между собой. Рассмотрим, как будут распределены продукты распада для некоторых значений m.

Гиперон Λ^0 со спином j может распасться на протон и π^- с орбитальным моментом $l = j \pm {}^1/_2$ в зависимости от того, имеет ли Λ^0 ту же четность, что и π^--мезон (т. е. нечетна) или противоположную. Четность Λ^0 неизвестна, однако угловое распределение зависит только от спина Λ^0 и не зависит от четности.

При $m = \pm j$ угловое распределение (ненормированное) продуктов распада на $p + \pi^-$ (ϑ — угол между направлением разлета и нормалью к плоскости рождения) имеет вид

$$w(\vartheta) = (\sin\vartheta)^{2j-1}.$$

Это распределение характеризуется большой вероятностью больших углов ϑ, тем большей, чем больше спин j. При $j = {}^1/_2$ распределение, очевидно, не зависит от ϑ. При $m = \pm(j-1)$ распределение имеет вид

$$w(\vartheta) = (\sin\vartheta)^{2j-3}(1 + 4j(j-1)\cos^2\vartheta).$$

При $j = {}^3/_2$ это распределение имеет максимум при $\vartheta = 0°$. Приближенно оно записывается так (при $j > {}^3/_2$):

$$w(\vartheta) \simeq (\sin\vartheta)^{2j-5} \sin 2\vartheta.$$

Это распределение совершенно иначе зависит от ϑ, чем в предыдущем случае (при $m = \pm j$), и при небольших значениях j ($< {}^9/_2$) вряд ли сможет быть согласовано с экспериментом.

Таким образом, мы видим, что распределение, отвечающее большой вероятности больших углов, можно согласовать лишь с большими значениями спина Λ^0 (что неоднократно отмечалось в литературе). При этом спин Λ^0, равный ${}^3/_2$ или ${}^5/_2$, требует, чтобы практически все $C(m)$ были равны нулю, кроме значений $m = \pm j$. (Полная поляризация — все $C(m) = 0$, кроме $C(j)$ или $C(-j)$, или же все $C(m) = 0$, кроме $C(j)$ и $C(-j)$, — случай, отвечающий максимальной величине всех четных тензоров поляризации P^q_m.) При спине ${}^7/_2$ и ${}^9/_2$ могут быть отличны от нуля и $C[\pm(j-1)]$.

Интересно отметить, что оценка спина Λ^0 по времени жизни дает значение, равное ${}^{11}/_2$ ([4]).

§ 3. Распад ϑ^0. Картина распада ϑ^0 противоположна картине распада Λ^0. В этом случае практически все частицы находятся в состоянии с $m = 0$. Коэффициенты же $C(m)$ при $m \neq 0$ очень малы. При спине 1 распределение продуктов распада $w_{1,0}(\vartheta) \sim \cos^2\vartheta$ (при $m = \pm 1$ $w_{1,\pm1} \sim \sim \sin^2\vartheta$ в противоречии с опытом).

При спине 2 распределения описываются шаровыми функциями второго порядка:

$$w_{2,0} \sim (\cos^2\vartheta - {}^1/_3)^2,$$
$$w_{2,\pm1} \sim \sin^2\vartheta \cos^2\vartheta.$$

Мы видим, что в этом случае только распределение с $m = 0$ можно согласовать с опытом. Вообще, при спине j распределение при $m = 0$

$$w_{j,0} \sim |P_j(\cos\vartheta)|^2$$

с увеличением j не дает, в отличие от случая распада Λ^0, увеличения анизотропии.

§ 4. Корреляция плоскостей распада. Важным фактом является корреляция плоскостей распада. Она определяет схему сложения спинов обеих частиц и позволяет сделать дополнительные заключения о спине ϑ^0. Предположим для простоты, что спин ϑ^0 равен 1 (ниже мы рассмотрим и другие возможности) и обозначим спин Λ^0 через j. Тогда суммарный спин системы (без орбитального момента) J может иметь три значения: $j-1$, j, $j+1$.

Спиновые волновые функции Λ^0 и ϑ^0 мы обозначим просто через Λ_m и ϑ_m. Как показано выше, спиновая волновая функция Ψ_J^M системы из Λ^0 и ϑ^0 должна быть, во всяком случае, такова, чтобы состояние $\Lambda_{\pm j}\,\vartheta^0$ играло в ней основную роль. Нетрудно видеть, что состояние $\Lambda_{\pm j}\,\vartheta_0$ может осуществляться лишь при $M = \pm j$ и при J, равном $j+1$ или j.

$$\Psi_{j+1}^j = \sqrt{\frac{j}{j+1}}\,\Lambda_{j-1}\vartheta_1 + \sqrt{\frac{1}{j+1}}\,\Lambda_j\vartheta_0,$$

$$\Psi_j^j = -\sqrt{\frac{1}{j+1}}\,\Lambda_{j-1}\vartheta_1 + \sqrt{\frac{j}{j+1}}\,\Lambda_j\vartheta_0.$$

(Случай с $M = -j$ аналогичен.)

Отношения квадратов коэффициентов определяют относительные вероятности состояний отдельных частиц. Нас, очевидно, интересует вес состояния $\Lambda_j\vartheta_0$. Относительная вероятность этого состояния равна в приведенных случаях, соответственно, $\frac{1}{j}$ и j. Только во втором случае и при больших значениях спина вероятность состояния $\Lambda_j\vartheta_0$ может быть большой.

Это обстоятельство вместе с тем соображением, что чем меньше спин Λ^0, тем жестче должен быть отбор по его проекциям, повидимому, исключает спин Λ^0, равный $^5/_2$. Если спин ϑ^0 равен 2, то полный момент может принимать значения j, $j+1$, $j+2$.

Соответствующие вероятности равны $\frac{j}{3}$, $\frac{j}{(j-2)^2}$, $\frac{3}{4j}$. Наибольшая вероятность и здесь достигается при $J = j$, но нижние границы, устанавливаемые для j, получаются еще более высокими.

Мы рассматривали частный случай $M = j$; легко видеть, что при $M < j$ наблюдаемую корреляцию можно объяснить лишь увеличив возможный спин Λ^0.

Необходимо еще учесть, что Λ^0 и ϑ^0 рождаются с некоторым угловым моментом. Очевидно, что это обстоятельство ослабляет корреляцию. Неполнота экспериментальных данных не позволяет проанализировать этот вопрос подробнее.

§ 5. Выводы. Мы можем заключить, что наличие корреляции требует:

1. Спин Λ^0 велик ($\geqslant {}^7/_2$).
2. Спин ϑ^0 отличен от нуля.
3. Спин ϑ^0 значительно меньше спина Λ^0.

Авторы благодарны И. Гуревичу, Л. Окуню и И. Померанчуку за интересное обсуждение задачи.

Поступило
31 X 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] J. Ballam, A. L. Hodson and oth., Phys. Rev., 97, 245 (1955). [2] W. B. Fowler, R. P. Shutt and oth., Phys. Rev., 93, 861 (1954). [3] R. W. Thompson, J. R. Burwell and oth., Phys. Rev., 95, 1576 (1954). [4] И. И. Гуревич, ДАН, 105, № 1 (1955). [5] W. D. Walker, Phys. Rev., 98, 1407 (1955).