8
О-51
647

V5

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

Лаборатория теоретической физики

Э.О. Оконов, М.И. Подгорецкий, О.А. Хрусталев

Д - 647

К ВОПРОСУ О МАССАХ K^0 И $\tilde{K}^0$ - МЕЗОНОВ

Дубна 1961 год

Э.О. Оконов, М.И. Подгорецкий, О.А. Хрусталев

Д - 647

941/10 48'

К ВОПРОСУ О МАССАХ K^0 И $\widetilde{K}^0$-МЕЗОНОВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

Дана оценка границы разности инертных масс K^0 и $\tilde{K}^0$ мезонов. Указана возможность экспериментального изучения гравитационных свойств $\tilde{K}^0$-мезонов.

§ 1. Из общих положений современной теории следует, что массы частиц и античастиц равны. В отношении электрона и позитрона равенство масс экспериментально установлено с точностью до 0,01%, для других пар частиц и античастиц (μ^-, μ^+; π^-, π^+; $p, \tilde{p}$ и т.д.) точность не превосходит нескольких десятых долей процента. Особое место занимает пара K^0 и $\tilde{K}^0$, поскольку, исходя из самого существования и известных свойств K_1^0 и K_2^0 – частиц, естественно (хотя и не обязательно) считать, что массы K^0 и $\tilde{K}^0$ совпадают, во всяком случае с точностью до слабых взаимодействий. Представляет поэтому интерес провести соответствующую количественную оценку.

Экспериментально установлено существование долгоживущих K_2^0 – частиц в нескольких метрах от места генерации K^0-мезонов, причем известно, что на больших расстояниях отсутствуют распады на два π -мезона, характерные для короткоживущих K_1^0 – частиц. Если K^0 и $\tilde{K}^0$ имеют одинаковые массы M, то, пренебрегая в первом приближении затуханием, получим, что волновые функции K_1^0 и K_2^0 – частиц

$$\psi_1 = \frac{\psi + \tilde{\psi}}{\sqrt{2}} e^{iMt}, \qquad \psi_2 = \frac{\psi - \tilde{\psi}}{i\sqrt{2}} e^{iMt},$$

где ψ и $\tilde{\psi}$ волновые функции K^0 и $\tilde{K}^0$. Предположим теперь, что массы K^0 и $\tilde{K}^0$ равны, соответственно, M и $\tilde{M}$, причем $M \neq \tilde{M}$. В этом случае

$$\psi_2 = \frac{\psi e^{iMt} - \tilde{\psi} e^{i\tilde{M}t}}{i\sqrt{2}} = \frac{e^{iMt}\left(\psi \pm \tilde{\psi} e^{i\Delta Mt}\right)}{i\sqrt{2}}.$$

Отсюда видно, что через время $\tau = \frac{\pi}{\Delta M}$ K_2^0 – частица перейдет в K_1^0-частицу и быстро распадется. Значит, при больших ΔM существование долгоживущих K_2^0 – частиц было бы невозможным.

Для более точного рассмотрения вопроса будем исходить из уравнений, описывающих поведение K_1^0 и K_2^0-частиц с учетом затухания

$$\frac{d\psi_1}{dt} = im_1\psi_1 - \delta\psi_2 - \frac{\lambda_1}{2}\psi_1 \qquad (1)$$

$$\frac{d\psi_2}{dt} = im_2\psi_2 + \delta\psi_1 - \frac{\lambda_2}{2}\psi_2 ,$$

где $\delta = \frac{M-\tilde{M}}{2}$, а m_1 и m_2 – массы K_1^o и K_2^o – частиц, соответственно. Предположим, что время перехода K_2^o – частиц в K_1^o – частицы велико по сравнению с временем жизни K_1^o –частиц, т.е. $\frac{\delta}{\lambda_1} \ll 1$. Тогда, если в начальный момент существуют только K_2^o –частицы, то получим следующее выражение для числа долгоживущих частиц в момент t :

$$N_{K_2}(t) = N_0\, e^{-\lambda_2 t \;-\; 4\frac{\delta^2\lambda_1}{\lambda_1^2 + 4(m_1-m_2)^2}t} . \qquad (2)$$

Таким образом, затухание K_2^o– частиц происходит более быстро, чем при $\delta = 0$. Первый член показателя экспоненты соответствует обычному распаду K_2^o –частиц, второй описывает переход K_2^o–частиц в K_1^o– частицы, сопровождаемый немедленным распадом на два π –мезона.

Отношение числа распадов обоих типов за единицу времени равно

$$\frac{n_{K_1}}{n_{K_2}} = 4\frac{\delta^2\lambda_1}{\lambda_2[\lambda_1^2 + 4(m_1-m_2)^2]} . \qquad (3)$$

При исследовании распадных свойств К–мезона было показано /1,2/, что

$$\frac{n_{K_1}}{n_{K_2}} \lesssim \frac{1}{400} .$$

Считая $m_1 - m_2 \sim \lambda_1$, получаем, что $\delta \lesssim 10^7\ сек^{-1}$, т.е. $\frac{|M-\tilde{M}|}{M} \lesssim 10^{-17}$.

§ 2. Из сказанного выше следует, что пучок K_2^o– частиц может быть использован в качестве необычайно чувствительного индикатора небольших разностей энергий K^o и $\tilde{K}^o$.

Ниже излагается одно из возможных применений этого обстоятельства.

В последнее время усилился интерес к вопросу об "антигравитации" /3-6/. Известно, что структура современной физики предполагает отсутствие "антигравитации"[x)]. Вместе с тем фундаментальная важность вопроса заставляет искать методы экспериментальной проверки этого положения. В принципе можно было бы изучать направление вертикального отклонения горизонтальных пучков частиц и античастиц. Если, например, имеется горизонтальный пучок K_2^o-частиц, то при отрицательном знаке гравитационной массы $\tilde{K}^o$-частицы исходный пучок разделится на два пучка, причем K^o-частицы отклонятся вниз, $\tilde{K}^o$-вверх. Практически этот опыт, конечно, не осуществим, поскольку речь идет о макроскопических отклонениях. Возможно, однако, изменить опыт таким образом, чтобы можно было заметить отклонения порядка длины волны де-Бройля.

Для этой цели рассмотрим вертикальный пучок K_2^o-частиц, предполагая, что знак гравитационной массы $\tilde{K}^o$ отрицателен. При прохождении разности высот H возникает разность энергий K^o- и $\tilde{K}^o$-частиц, равная $2MgH$, что вызовет соответствующий сдвиг фаз между Ψ и $\tilde{\Psi}$ и приведет в конечном счете к превращению K_2^o-частиц в K_1^o-частицы с последующим распадом[xx)].

Волновые функции K_1^o- и K_2^o-частиц по-прежнему удовлетворяют уравнению /1/, только туда следует подставить зависящее от времени $\delta = \frac{Mgvt}{\sqrt{1-\beta^2}}$, где v - скорость K_2^o-частиц в пучке. Относительное изменение энергии за единицу времени есть малая величина, равная для скоростей порядка скорости света 10^{-7} сек$^{-1}$. Поэтому будем решать /1/, пренебрегая производной δ по времени. Максимальное значение величины $\left(\frac{\delta}{\lambda_1}\right)^2$, служившей ранее параметром разложения, при пробегах K_2^o-частиц порядка нескольких метров будет порядка 10^{-4}, т.е. по-прежнему можно ограничиться членами первого порядка.

---

x) В противном случае легко придти к нарушению закона сохранения энергии /7,8/, либо к необходимости введения абсолютного потенциала /8,9/. Эти трудности можно обойти, если предположить, что принцип эквивалентности нарушается не только для античастиц, но и для связанных с ними частиц.

xx) Если ввести в рассмотрение абсолютный потенциал, то, как заметил В.А. Никитин /8/, аналогичный процесс может иметь место и для горизонтального пучка K_2^o- частиц. Впоследствии нам стало известно, что такая же точка зрения подробно развивается в /9/ (см. также /10/). Авторы благодарят М. Гуда за присылку своей работы до опубликования.

При этих предположениях для числа K_2^0-частиц на высоте H справедлива формула

$$N(H) = N_0 e^{-\lambda_2 \frac{H}{v} - 4\lambda_1 \frac{\delta^2}{\lambda_1^2 + 4(m_1 - m_2)^2} \frac{H^3}{3v^3}}, \tag{4}$$

где
$$\delta = \frac{Mgv}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Ослабление пучка K_2^0-частиц в e раз при скорости $v = \frac{2}{3}c$ произойдет на высоте $\sim$ 9м.

На высоте H отношение числа распадов на два π-мезона к числу трехчастичных распадов (если пренебречь маловероятным распадом K_1^0-частицы на три частицы):

$$\frac{n_{K_1}}{n_{K_2}} = 4\delta^2 \frac{H^2}{v^2} \frac{\lambda_1}{\lambda_2[\lambda_1^2 + 4(m_1 - m_2)^2]}, \tag{5}$$

что при $\lambda_1 = 10^{10}$ сек$^{-1}$, $\lambda_2 = 1{,}7 \cdot 10^7$ сек$^{-1}$ приводит к

$$\frac{n_{K_1}}{n_{K_2}} \sim 5 \cdot 10^{-6} H^2. \tag{6}$$

Если пучок направлен под углом θ к горизонтали, то

$$N(H) = N_0 e^{-\lambda_2 \frac{H}{v \sin\theta} - \frac{4}{3} \frac{\lambda_1 \delta^2}{\lambda_1^2 + 4(m_1 - m_2)^2} \frac{H^3}{v^3 \sin^3\theta}}. \tag{4'}$$

Отношение числа двухчастичных распадов к числу трехчастичных на единицу длины по-прежнему определяется формулой (6).

Авторы рады поблагодарить Д.И.Блохинцева, В.И.Векслера, В.А.Никитина, В.И.Огиевецкого, Л.Б.Окуня, Б.М.Понтекорво, Я.А.Смородинского и И.Е.Тамма за участие в обсуждениях и существенные замечания. Один из авторов (Э.О) благодарен сотрудникам Института Физики и Астрономии Академии наук ЭССР Х.Ыйглане и А.Сапару за общее обсуждение вопросов "антигравитации".

Рукопись поступила в издательский отдел
6 января 1960 года.

Литература

1. M.Bardon, M.Fuchs, K.Lande, L.Lederman, W.Chinowsky, J.Tinlot. Phys.Rev. 110, 780 (1958).
2. Д.Нягу, Э.О.Оконов, Н.И.Петров, А.М.Розанова, В.А.Русаков - Рочестерская конференция 1960 года.
3. P.Morrison. Am.J.Physics, 26, 358 (1958).
4. L.Schiff. Proc.Nat.Acad.Sci., 45, 69 (1959).
5. Э.Сегре. УФН, 68, 621 (1959).
6. Ю.А.Александров, В.Н.Андреев, И.И.Бондаренко. ЖЭТФ, 35, 1305 /1958/.
7. Д.И.Блохинцев - частное сообщение.
8. В.А.Никитин - частное сообщение
9. M.Good. The K_2^o and equivalence principle. Preprint.
10. M.Good. Phys.Rev.Lett., 5, 406 (1960) (A).