

С 346.5Г

0-511

ОКОНОВ Э.

+

БЗ-2964.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

Э. ОРОНОВ.

БЗ-2964

ПРОЦЕСС РЕГЕНЕРАЦИИ  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$   
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ.

с. ф. 1506

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ  
" 5 " X 1966

БИБЛИОТЕКА

г. Дубна, 1966 г.

Цель настоящей работы посмотреть, что даст изучение регенерации  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$  при больших энергиях, особенно в связи с новыми возможностями, которые открываются (как это будет показано ниже) при исследовании интерференции амплитуд  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  и  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  распадов.

### 1. Исследование асимптотического поведения амплитуд $KN$ и $\bar{K}N$ -рассеяния

В обычной постановке опыта при изучении асимптотического поведения взаимодействия частицы и античастицы проводится сопоставление данных, полученных в различных экспериментах. Исследование регенерации  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$  позволяет избежать эту трудность. Действительно, переход  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$  определяется различным взаимодействием  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  с веществом, поэтому процесс регенерации зависит непосредственно от разности амплитуд (сечений) взаимодействия  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ . При этом одновременно могут быть получены данные как о разности амплитуд рассеяния вперед ("когерентная регенерация") так и о разности дифференциальных сечений рассеяния под разными углами ("некогерентная регенерация"). Интенсивность когерентно-регенерированных  $K_S^0$ -мезонов в толстой пластине дается выражением (см. например [1])

$$|R_L| = \frac{4 |\bar{A}(0) - A(0)| N^2 \Lambda^2 \lambda^2}{1 + 4 \Delta m^2} \left[ 1 + e^{-\ell} - 2 \cos(\Delta m \ell) \cdot e^{-\ell/2} \right] \cdot e^{-L/4} \quad (1)$$

где  $\bar{A}(0)$  и  $A(0)$  - амплитуды рассеяния на угол  $0^\circ$  для  $\bar{K}$  и  $K$  соответственно;

$N$  - число ядер в 1 см<sup>3</sup>;

$\Lambda$  - средний распадный пробег  $K_S^0$  - мезона ;

$\lambda$  - длина волны ;

$\Delta m$  - разность масс  $K_L^0$  и  $K_S^0$

$l = L/\Lambda$  - толщина поглотителя в величинах  $\Lambda$  ;

$u$  - средний ядерный пробег.

Рассмотрим теперь зависимость  $|R_K|^2$  от импульса  $K_L^0$  мезона ( $p_K$ ), ограничившись для простоты регенерацией, обусловленной различием мнимых частей амплитуд рассеяния.

Принимая во внимание связь  $\text{Im} A(0)$  с полным сечением  $\sigma$ , которую дает оптическая теорема  $\text{Im} A(0) = \frac{\sigma}{8\pi\lambda^2}$

имеем при  $l > 1$  x).

$$|R_K|^2 \sim |\bar{A}(0) - A(0)|^2 \Lambda^2 \cdot \lambda^2 \sim |\bar{\sigma} - \sigma|^2 p_K^2$$

Аналогичным образом для дифракционной регенерации:

$$\begin{aligned} |R_g|^2 &= |\bar{A}(0) - A(0)|^2 N \Lambda (1 - e^{-l}) e^{-L/4} \sim \\ &\sim |\bar{A}(0) - A(0)|^2 \Lambda \sim |\bar{\sigma} - \sigma|^2 p_K^3 \quad (2) \end{aligned}$$

Приведенные выше соотношения показывают, что чувствительность регенерации к малым  $\bar{\sigma} - \sigma$  растёт с энергией, таким образом повышается эффективность процесса регенерации, как

У) Для жидкого водорода средний ядерный пробег довольно велик  $u \sim 450$  см, поэтому опыт с толстым регенератором ( $l > 1$ ) может быть осуществлен вплоть до импульсов  $p_K \sim 100$  Гэв/с без значительных потерь на ядерное поглощение.

метода изучения асимптотических соотношений. Ещё одно важное преимущество этого метода связано с возможностью исследовать в одном эксперименте асимптотическое поведение как действительной, так и мнимой части амплитуды рассеяния. Для этого необходимо наблюдать интерференцию когерентно регенерированной  $K_S^0$ -волны с волной CP-нарушающего распада  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Как было показано в [2] могут быть выбраны такие условия эксперимента, при которых эта интерференция имеет ярко выраженный характер.

Вероятность распада на  $\pi^+ \pi^-$  после регенератора с учётом интерференции будет:

$$P(\pi^+ \pi^-) \sim \left[ |R|^2 e^{-\lambda_S t} + 2|R||\epsilon| \cdot \text{Sin}(\Delta m \cdot t - \varphi_R + \varphi_{CP}) \cdot e^{-(\lambda_S + \lambda_L)t} / 2 + |\epsilon|^2 \cdot e^{-\lambda_L t} \right] \quad (3)$$

где  $|\epsilon| \cdot e^{i\varphi_{CP}} = \frac{A_L(\pi^+ \pi^-)}{A_S(\pi^+ \pi^-)}$

$\lambda_S - \lambda_L$  - постоянные распада  $K_S$  и  $K_L$  мезонов соответственно

$$\varphi_R = \text{arctg} \frac{\text{Im}[\bar{A}(0) - A(0)]}{\text{Re}[\bar{A}(0) - A(0)]}$$

( в случае толстого регенератора к этой величине следует прибавить член „ -  $\text{arctg}(2\Delta m/\lambda_S)$  )

В настоящее время величины  $|\epsilon|$  и  $\varphi_{CP}$  - измерены [3].

Таким образом по наблюдаемой интерференционной картине можно определить  $R \rightarrow |\bar{A}(0) - A(0)|$  и  $\varphi_R \rightarrow \frac{\text{Im}[\bar{A}(0) - A(0)]}{\text{Re}[\bar{A}(0) - A(0)]}$

т.е. реальные и мнимые части амплитуд рассеяния.

Это обстоятельство позволяет, например, проверить асимптотическое соотношение, выведенное при довольно общих предположениях об аналитичности и непрерывности [4], согласно которому амплитуда регенерации  $K_L^0 + p \rightarrow K_S^0 + p$  при передаваемом импульсе  $t=0$  (т.е. амплитуда когерентной регенерации) должна быть действительной в асимптотике ( $s \rightarrow \infty$ ). Особенно полезной отмеченная возможность может оказаться при изучении дисперсионных соотношений, которые связывают реальную и мнимую части амплитуды рассеяния вперед. Как уже подчеркивалось, процесс регенерации определяется разностью амплитуд  $K N$  и  $\bar{K} N$  - рассеяния. В терминах редуктики это означает зависимость этого процесса только от нечетных полюсов, что существенно облегчает изучение их асимптотического поведения.

Регенерация даёт, по-видимому, единственный прямой способ проверки одного из предсказаний расширенной  $SU(6)$  симметрии для амплитуд рассеяния вперед: [5]

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} [A(K^+ p) - A(K^- p)] &= A(K^0 p) - A(\bar{K}^0 p) = \\ &= A(\pi^+ p) - A(\pi^- p) \end{aligned}$$

До сих пор это соотношение проверялось косвенным образом с привлечением данных по  $K^+ n$  и  $K^- n$  - рассеянию и с использованием изотопинвариантности [6], которая, строго говоря, сама нуждается в проверке при больших энергиях.

## 2. Изучение резонансных состояний в системе $\bar{K} N$

Сравнение энергетических зависимостей сечений  $K^- N$  и  $K^+ N$  - взаимодействий показывает, что эти кривые имеют тенденцию к сближению в соответствии с общим характером асимптотических соотношений. Вместе с тем обращает на себя внимание существенное

различие в характере этих зависимостей:  $\sigma(K^+N) = f(E)$  -  
- гладкая монотонная функция, в то время как в кривой  
 $\sigma(K^-N) = f(E)$  имеет место нерегулярности и "горбы", что  
обусловлено в основном рождением "странных" барнионных резо-  
нансов. Поскольку число каналов различных реакции растёт с  
энергией, относительный вклад в  $\sigma(K^-N)$  рождения определённо-  
го резонансного состояния уменьшается. Таким образом, при  
исследовании  $\sigma(K^-N) = f(E)$  с ростом энергии становится  
всё труднее выделить резонанс среди растущего с энергией  
"нерезонансного" фона. Поиски новых  $\bar{K}N$ - резонансов по энер-  
гетической зависимости процесса регенерации могут проводиться  
в более благоприятных фоновых условиях. Действительно, общие  
( " нерезонансные" ) части сечения  $KN$  и  $\bar{K}N$  сближаются по ве-  
личине с ростом энергии, так что процесс регенерации, завися-  
щий от разности сечений ( амплитуд ), становится все более  
чувствительным к резонансам, вследствие уменьшения " нерезонан-  
сного" фона. Здесь следует также иметь в виду, что регенера-  
ция растёт с энергией по абсолютной величине.

Исключительный интерес представляет исследование интерфе-  
ренции распада  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  с распадом  $K_S^0$  - мезонов, коге-  
рентно регенерированных при энергиях, близких к резонансной.  
Как было показано выше ( стр. 3 ) это даёт возможность опре-  
делить разность как реальных так мнимых частей амплитуд рас-  
сечения т.е. позволяет в случае преобладания резонансной  
 $\bar{K}N$ - амплитуды определять её фазу. Это обстоятельство может  
быть использовано для разделения перекрывающихся резонансов:  
для этого необходимо исследовать изменение фазы  $\varphi_R$

$$\varphi_R = \arctg \frac{\text{Im} [\bar{A}(0) - A(0)]}{\text{Re} [\bar{A}(0) - A(0)]}$$

с энергией. Обнаружение в пределах широкого пика нескольких максимумов в величине  $\sigma_R$  послужило бы указанием на "тонкую структуру" этого резонанса<sup>x)</sup>. Сведения о  $\bar{K}N$ -резонансах могут быть получены также при исследовании регенерации "назад" (на  $180^\circ$  в сцм - системе). При этом "нерезонансный" фон будет меньше, чем в обычной постановке опыта.

### 3. Изучение электромагнитной структуры $K^0$ -мезонов

Исследование регенерации  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$  редкую возможность получить информацию об электромагнитном формфакторе  $K^0$ -мезонов [6]. При прохождении  $K_L^0$ -мезонов через вещество помимо "ядерной" регенерации возникает регенерация, обусловленная различным взаимодействием  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  с электронами и зависящая существенным образом от электромагнитной структуры каонов и их энергии.

Одна из особенностей регенерации на электронах состоит в том, что она дает  $K_S^0$ -мезоны под очень малыми углами, так что выделить их простым способом из когерентного пика не представляется возможным. Имеется, однако, способ определить когерентную ядерную регенерацию: для этого необходимо экстраполировать дифракционную регенерацию на ядре в область малых углов вылета регенерированных  $K_S^0$ -мезонов. Тем самым можно оценить вклад, который дает регенерация на электронах.

Рассмотрим отношение числа когерентно регенерированных  $K_S^0$  к числу  $K_S^0$ -мезонов, возникших за счёт дифракционной регенерации на ядре на угол близкий к  $0^\circ$ . (см. выражения (1) и (2)).

x) Известно, что в наиболее благоприятных условиях фаза амплитуды рассеяния проходит через  $90^\circ$  в точке резонанса (см., например [7]).



Вероятности этих обоих процессов пропорциональны квадрату амплитуды ядерной регенерации  $|f_{21}|^2 = |\bar{A}(0) - A(0)|^2$  и их отношение не зависит от этой величины:

$$\mathcal{L}_0 = \frac{|R_k|^2}{|R_g|^2} = 4 \lambda^2 N \Delta \cdot \frac{[1 + e^{-l} - 2 \cdot e^{-\frac{l}{2}} \cos(\Delta m l)]}{(1 + 4 \Delta m^2) \cdot (1 - e^{-l})} \quad (4)$$

Если же учесть регенерацию на электронах отношение  $\mathcal{L}$  будет иметь вид

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 \left( 1 + \frac{2 \operatorname{Re} f_{21} f_{21}^*}{|f_{21}|^2} + \frac{|f_{21}|^2}{|f_{21}|^2} \right) \quad (5)$$

где амплитуда регенерации на электронах  $f_{21} = \frac{Z}{6} \frac{e^2 E_k}{\hbar^2 c^2}$

растёт с энергией  $E_k = \sqrt{p_k^2 + m_k^2}$  и существенным образом

зависит от электромагнитных "размеров"  $K^0$ - мезонов ( $Z$ ) и материала регенератора ( $Z$ )

Сравнивая экспериментально полученное значение  $\mathcal{L}$  с величиной  $\mathcal{L}_0$ , которая может быть без труда рассчитана, можно определить вклад регенерации на электронах и величину  $Z$  (если известны значения  $\operatorname{Re} f_{21}$  и  $|f_{21}|$ ).

Этот метод был использован в работе [9], в которой на основании имеющихся данных по регенерации при  $p_k \sim 1,1$  Гэв/с была сделана первая (и пока единственная) оценка верхнего предела электромагнитного радиуса нейтрального каона. Согласно этой оценке  $Z \leq 2,6 f$  (с 95% ой достоверностью).

Обращает на себя внимание тот факт, что ~~результат~~ ~~быстрее чем  $f_{21}$~~ , т.е. с увеличением энергии увеличивается относительный вклад регенерации на электронах и, следовательно, повышается чувствительность к малым  $Z$ . Как показывают оценки [10] при  $p_e \sim 30$  Гэв/с в случае регенерации на свинце:  $|f_{21}| \sim f_{21}$  при  $Z \approx 1f$ , что делает вполне возможными измерения на уровне  $Z \sim 0.1f$ .

В формулах (4) и (5) не учитывались члены зависящие от амплитуды распада  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- (\epsilon)$ . Однако при малых  $Z$  эти члены могут оказаться сравнимыми с вкладом регенерации на электронах. Характерной особенностью, членов содержащих  $\epsilon$  является их острая зависимость <sup>от расстояния,</sup> от точки распада до регенератора, а также от его толщины ( $l$ ). Это позволяет отделить члены содержащие  $\epsilon$ ; в частности, можно выбрать такое  $l$ , при котором эти члены очень малы вблизи регенератора. Строго говоря, в опытах по определению  $Z$  следует использовать изотонически чистые вещества, потому что  $K_S^0$  - волны когерентно регенерированные на различных по изотоническому составу ядрах не когерентны между собой [9] x). Для регенераторов с большим  $Z$  эти поправки пренебрежимо малы. Отмеченное обстоятельство может оказаться полезным при изучении регенерации в различных веществах. В смеси 2-х разных веществ с относительно малым  $Z$  (когда можно пренебречь регенерацией на электронах):

$$\mathcal{L}_{AB} = \mathcal{L}'_0 \left[ 1 \pm \frac{N_A N_B |f_A| |f_B| \cos(\varphi_A - \varphi_B)}{N_A^2 |f_A|^2 + |f_B|^2 \cdot N_B^2} \right]$$

x) На это обратил внимание также И. Киселевич (частное сообщение).

где  $f_A$ ,  $f_B$  и  $\varphi_A$ ,  $\varphi_B$  - соответственно амплитуды и фазы регенерации в веществах А и В. Таким образом, измеряя отношение  $\alpha$  и сравнивая его с  $\alpha_0$ , можно определить  $\varphi_B$ , если известны  $|f_A|$ ,  $|f_B|$  и  $\varphi_A$ .

До сих пор фаза регенерации при переходе к другому веществу рассчитывается обычно по оптической модели (см., например, [3]).

В заключение я хотел бы выразить благодарность М. Подгорецкому, И. Кобзареву, Я. Киселевичу, В. Ставнскому, А. Струнову, Г. Тахтамышеву, С. Хорозову за полезные обсуждения рассмотренных здесь вопросов.

*Оганов*

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Окунь "Слабое взаимодействие элементарных частиц"  
Физматгиз (1963).
2. В.Лубомиц, Э.Оконов, М.Подгорецкий, У Цзун-фань.  
Д.Ф. 1, 497 (1965)
3. I. Ball. J. Steinberger. Oxford Inter. Conference on  
Elementary Particles (1965)  
C. Rubbia J. Steinberger, preprint CERN (1966)  
Ann. of Phys. 31, 203 (1965)
4. А. Логунов, Нгуен Ван Льэу, М. Тодоров  
K. Johnson, S. Treiman. Phys. Rev. Lett 14, 189 (1965)
5. R. Good, H. Khong Phys. Rev. Lett. 14, 191 (1965)
6. R. Tripp preprint CERN (1965)
7. Я. Зельдович. ДТФ ЗИ, 1381 (1959)  
G. Feinberg. Phys. Rev. 109, 1381 (1958)
8. М. Подгорецкий (~~частное сообщение~~)
9. Л. Киселевич, Э. Оконов, Г. Тахтамышев, С. Хорозов  
"Оценка электромагнитного формфактора  $K^0$ -мезонов". Отчёт  
Б-4-2923.
10. Э. Оконов "Исследование асимптотического поведения амплитуд  
рассеяния и оценка электромагнитного формфактора  $K^0$ -мезонов  
в опытах по регенерации с  $K^0_2$ - мезонами высоких энергий  
(20-40 Гэв) / Краткое содержание проекта эксперимента/.
11. H. Good Phys. Rev. 106, 591 (1957)