

ОБ ЭФФЕКТАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ СЛАБЫХ ТОКОВ В АННИГИЛЯЦИИ $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

О.Д. Далькаров

Оценки в модели Вайнберга — Салама показывают, что асимметрия вылета электрона в опытах с поляризованной протонной мишенью составляет величину порядка 10^{-4} .

В последние годы накоплено значительное количество экспериментальных фактов, говорящих в пользу существования нейтральных токов, предсказанных в свое время в модели Вайнберга — Салама (В. — С.) [1]. Это было проверено в различных нейтринных экспериментах при высоких энергиях [2]. Кроме того, существуют данные о наблюдении асимметрии во взаимодействии продольно-поляризованных электронов с дейтронами при сравнительно невысоких энергиях [3]. Согласно полученным данным среднее значение угла Вайнберга оказалось таким, что $\sin^2 \theta_W = 0,23$. Ситуация в области совсем малых энергий в настоящее время не является вполне однозначной. Опыты по исследованию P -нечетного эффекта вращения плоскости поляризации лазерного света в парах висмута пока привели к противоречивым результатам [4].

В настоящей работе предлагается исследовать P -нечетные эффекты в аннигиляции $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ при энергиях близких к порогу. Изучение этого процесса представляется интересным в трех аспектах. Во-первых, в качестве независимой возможности изучения структуры нейтральных токов при малых энергиях, во-вторых, как способ извлечения информации о поведении слабых аксиального и векторного формфакторов протона во времениподобной области, и, в-третьих, существенно то, что эти эффекты могут наблюдаться в опытах на антипротонном пучке на накопителя медленных антипротонов (LEAR). Обычно, эффекты такого рода рассматривались применительно к аннигиляции $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ при высоких энергиях [5]. Здесь мы хотим специально привлечь внимание к области совсем малых энергий близких к $N\bar{N}$ порогу.

Оценим P -нечетный эффект асимметрии вылета электронов в аннигиляции медленных антипротонов на поляризованной протонной мишени. Для этого рассмотрим диаграммы на рис.1, соответствующие аннигиляции в пару e^+e^- через промежуточный фотон (1, а) и Z — бозон (1, б). Величины g^w и g^e — отвечают слабому и электромагнитному формфакторам протона, соответственно. Матричный элемент, соответствующий этим диаграммам, может быть записан так:

$$M = \frac{\pi\alpha}{m^2} \left\{ j^e j^{e^+} + \frac{10^{-5}}{a\pi\sqrt{2}} j^w j^{w^+} \right\}. \quad (1)$$

В модели В.—С. нейтральный слабый ток j^w имеет следующий вид:

$$j^w = \{ \bar{p} \gamma_\alpha (C_V + C_A \gamma_5) p \} \{ \bar{e} \gamma_\alpha (f_V + f_A \gamma_5) e \}, \quad (2)$$

где

$$C_V = \left(-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W \right) g_V^w, \quad C_A = -\frac{1}{2} g_A^w$$

$$f_A = \left(-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W \right), \quad f_V = -\frac{1}{2}.$$

Здесь $g_{V,A}^w$ — векторный и аксиальный формфакторы протона, возникающие вследствие перенормировки слабой вершины за счет сильного взаимодействия в начальном состоянии.

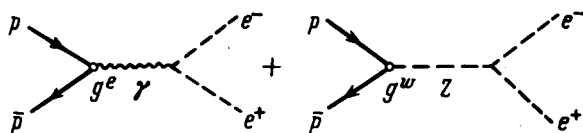


Рис.1. Фейнмановские диаграммы для аннигиляции $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$

Сечение аннигиляции на поляризованной протонной мишени может быть записано следующим образом:

$$V \frac{d\sigma}{d \cos \theta} = V \frac{d\sigma}{d \cos \theta} \left\{ 1 + \frac{10^{-5} \sqrt{2}}{\alpha\pi} F(g_A^w, g_V^w, \sin^2 \theta_W) \left(\frac{\mathbf{p}_e}{m} \cdot \vec{\xi} \right) \right\}, \quad (3)$$

где \mathbf{p}_e — импульс электрона, $\vec{\xi}$ — вектор поляризации протона мишени,

V — относительная скорость p и \bar{p} , $\frac{d\sigma^{em}}{d \cos \theta}$ — сечение аннигиляции через промежуточный фотон, θ — угол между направлением спина мишени и импульсом электрона. Величина асимметрии будет равна

$$A = \frac{\sigma_{\uparrow\uparrow} - \sigma_{\uparrow\downarrow}}{\sigma_{\uparrow\uparrow} + \sigma_{\uparrow\downarrow}} = \frac{10^{-5} \sqrt{2}}{\alpha\pi} F(g_A^w, g_V^w, \sin^2 \theta_W). \quad (4)$$

В случае остановившихся антипротонов отлична от нуля только векторная часть нуклонного тока в формуле (2) (это связано с тем, что аксиальная составляющая отвечает аннигиляции в P -волне, которая мала при нулевых энергиях). Тогда используя формулы (1) и (2) получаем для асимметрии вылета электронов следующую величину:

$$A = \frac{10^{-5} \sqrt{2}}{\alpha\pi} (1 - 4 \sin^2 \theta_W) g_V^w / g^e = 10^{-4} \quad (5)$$

для $\sin^2 \theta_W = 0,23$ и $g_V^w / g^e = 1$. Следовательно, в аннигиляции остановившихся антипротонов непосредственно из опыта будет извлекаться

величина слабого векторного формфактора в точке $q^2 = 4m^2$. При энергиях отличных от нуля работают обе составляющие нуклонного тока, поэтому, в принципе при энергиях близких к порогу можно получить информацию как о векторной, так и аксиальной частях нуклонного тока. Что касается величины асимметрии $A = 10^{-4}$, то она может быть измерена, учитывая возможности строящегося в настоящее время в ЦЕРН-е накопителя антипротонов (LEAR). Согласно оценкам [6], число электрон-позитронных пар в аннигиляции остановившихся антипротонов будет в $2 \cdot 10^4$ раз превышать имеющееся в настоящее время. Таким образом, предлагаемый эксперимент окажется, в принципе, не труднее выполненного опыта по измерению электромагнитного формфактора протона из данных по аннигиляции антипротонов малой энергии в паре e^+e^- [7].

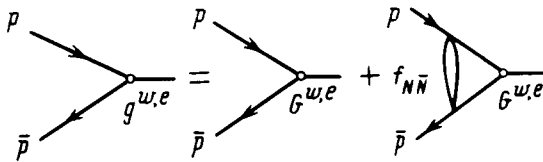


Рис.2. Вершинная часть с учетом сильного взаимодействия в начальном состоянии

Обсудим теперь возможную структуру слабого (g^w) и электромагнитного (g^e) формфактора протона. Выделяя эффект сильного t -канального взаимодействия в начальном состоянии амплитуда перехода пары $p\bar{p}$ в фотон или Z -бозон может быть преобразована так, как это показано на рис.2. Здесь $f_{N\bar{N}}$ обозначает амплитуду сильного взаимодействия, отвечающую обмену легкими бозонами в t -канале, G -формфактору протона, соответствующему переходу в промежуточный фотон (или Z -бозон) за счет аннигиляционного взаимодействия [8]. Учитывая короткодействующий характер аннигиляционного взаимодействия, формфактор протона может быть записан в следующем виде:

$$g^{w,e} = \psi^{w,e}(0) | | G^{w,e} | | . \quad (6)$$

В этом случае отношение слабого и электромагнитного формфактора протона, определяющее величину рассматриваемого эффекта записывается так

$$g_{V,A}^w / g^e = \frac{|\psi_{V,A}^w(0)|}{|\psi^e(0)|} \frac{|G_{V,A}^w|}{|G^e|}, \quad (7)$$

где $\psi_{(A)}^{w,e}$ — плотность вероятности частиц в аннигиляционной области в случае аннигиляции в фотон и Z -бозон, соответственно. Что касается поведения $\psi^{w,e}(0)$, а также формфактора G^e , то их величины могут быть извлечены независимо из совокупности данных о взаимодействии NN при малых энергиях. Поэтому, истинно неизвестными параметрами являются величины слабых аннигиляционных формфакторов $G_{V,A}^w$.

Резюмировать сказанное выше можно следующим образом: а) предлагаемый эксперимент позволит, в принципе, извлечь информацию о

поведении слабых аксиального и векторного формфакторов во времени подобной области вблизи $q^2 = 4m^2$; б) величина эффекта асимметрии вылета электронов в аннигиляции остановившихся антипротонов на поляризованной протонной мишени оказывается порядка 10^{-4} , что реально измеримо, учитывая возможности накопителя медленных антипротонов (LEAR).

Автор выражает искреннюю благодарность И.С.Шапиро, Л.Б.Окуню, Е.П.Шабалину, и В.Г.Ксензову за полезные обсуждения и ценные замечания.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
26 июня 1980 г.

Литература

- [1] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967; A.Salam in Weak and Elektromagnetic Interactions. Proceedings of the 8- th Nobel Symposium. Stockholm, 1968, p.307.
 - [2] С. Baltay. Comments Nucl. Part. Phys., 8, 157, 1979.
 - [3] С.У.Prescott et al. Phys. Lett., B77, 347, 1978.
 - [4] Л.М.Барков, М.С.Золотарев. Письма в ЖЭТФ, 27, 379, 1978; Ю.В.Вогданов, И.И.Собельман, В.Н.Сорокин, И.И.Струк. Письма в ЖЭТФ, 31, 234, 1980.
 - [5] Н.А.Гулиев, И.Г.Джафаров, Б.И.Мехтиев, Х.А.Мустафаев. Институт физики Академии наук Аз. ССР, Препринт №56, 1977.
 - [6] Proceedings of the Joint CERN-Kfk-Workshop on Physics with Cooled Low Energetic Antiprotons, Karlsruhe, March 19 – 21, 1979. Editor H. Poth, p.103.
 - [7] G.Bassompierre et al. Phys. Lett., 68B, 47, 1977.
 - [8] О.Д.Далькарров. Письма в ЖЭТФ, 28, 183, 1978.
-