

24

**И Н С Т И Т У Т  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р**

ПРЕПРИНТ И Я Ф 122-74

О.П.Сушков, В.В.Фламбаум, И.Б.Хриплович

**ИЗУЧЕНИЕ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ в  $e^+e^-$   
СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ НЕСКОЛЬКО  
ДЕСЯТКОВ ГЭВ**

Новосибирск

1974



INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS

O.P.Sushkov, V.V.Flambaum and I.B.Khriplovich

INVESTIGATION OF WEAK INTERACTIONS

IN  $e^+e^-$  COLLISIONS

AT ENERGIES ABOUT  $10 + 100$  GEV

abstract

The paper contains an elementary explanation what means the demand of renormalizability and why it leads to the necessity of unified description of the already known weak and electromagnetic interactions and to the necessity of the introduction of new particles and new interactions. Possible checks of these theories in  $e^+e^-$  collisions are discussed. The cross-sections of the processes  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  (especially at  $s=m_Z^2$ ),  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-W^+W^-$ ,  $ee \rightarrow eW\nu$  are presented.



О.П.Сушков, В.В.Фламбаум, И.Б.Хриплович

ИЗУЧЕНИЕ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В  $e^+e^-$   
СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ НЕСКОЛЬКО  
ДЕСЯТКОВ ГЭВ

1. В В Е Д Е Н И Е

Недавние эксперименты /1/ в ЦЕРНе, Батавии и Аргонне, возможно, указывают на существование нейтральных слабых токов. Если они подтвердятся, то это, несомненно, окажется одним из самых важных результатов, полученных в физике элементарных частиц за последние годы. Дело не только в открытии нового класса слабых взаимодействий, что само по себе представляет очень большой интерес. Существование нейтральных токов предсказывается в ряде перенормируемых моделей слабых и электромагнитных взаимодействий. Создание же теории, единым образом описывающей электромагнитные и слабые взаимодействия (и, разумеется, подтвержденной экспериментально) явилось бы, по мнению энтузиастов, достижением того же класса, что и создание Максвеллом единой теории электрических и магнитных явлений.

В настоящей работе обсуждаются эксперименты по проверке перенормируемых моделей слабых взаимодействий на встречных электрон-позитронных пучках; эти опыты станут возможными при энергиях порядка нескольких десятков Гэв. Однако предварительно остановимся в следующем разделе на том, что означает требование перенормируемости теории и каким образом из этого требования следует необходимость единого описания уже известных слабых и электромагнитных взаимодействий, а также необходимость введения новых частиц и новых взаимодействий.

2. С чем связано появление новых моделей слабых взаимодействий и что они предсказывают?

Рассмотрим в обычной четырехфермионной теории слабого взаимодействия процесс  $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^-$ . Он отличается от обычного распада мюона  $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$  лишь "переносом" мюонного



нейтрино и изменением общего направления реакции. Описывается этот процесс тем же лагранжианом, что и распад мюона

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{u}_{\nu_e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_e) (\bar{u}_\mu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_{\nu_\mu}) \quad (1)$$

где  $G = \frac{10^{-5}}{m_p^2}$  - обычная фермиевская константа, индекс дираковского спинора указывает частицу, которую он описывает.

Сечение обсуждаемого процесса равно

$$\sigma = \frac{G^2 S}{3\pi} \quad (2)$$

Здесь  $S$  - квадрат полной энергии реакции в с.д.и.; предполагается, что  $S \gg m_\mu^2, m_e^2$ . Этот результат (с точностью до численного множителя  $1/3\pi$ ) следует просто из соображений размерности. Как видно из формулы (2), сечение в с.д.и. квадратично растет с энергией. Между тем, взаимодействие (1) носит локальный, точечный характер, а поэтому происходит лишь в одной парциальной волне. Но в таком случае, как следует из квантовой механики, сечение не превышает по порядку величины  $\pi/S$ . Это ограничение является следствием сохранения вероятности, или, иными словами, следствием условия унитарности. Таким образом, выражение (2) для сечения, а вместе с ним, и теория возмущений для лагранжиана (1), с помощью которой это выражение получено, неприменимы при энергиях (в с.д.и.)  $E \gtrsim \pi/\sqrt{G}$ , т.е. начиная с нескольких сот Гэв. Взаимодействия, которые приводят к нарушению унитарного предела в теории возмущений, называются неперенормируемыми.

Но почему мы должны беспокоиться по поводу неперенормируемости сейчас, когда до экспериментов в области унитарного предела еще далеко? Дело в том, что в теории такого рода неприятности возникают и при малых энергиях. Ведь в выражения для радиационных поправок входят суммы по промежуточным состояниям со сколь угодно большими энергиями. Соответствующие выражения оказываются, вообще говоря, расходящимися. При этом, в отличие от квантовой электродинамики в неперенормируемых теориях расходимость не удастся исключить за счет переопределения конечного числа физических параметров, скажем, свести их к перенормировке массы и заряда. Заметим, что условие неперенормируемости взаимодей-

ствия, которое приводится в учебниках, как раз и состоит в том, что число перенормировочных констант в такой теории бесконечно. Можно показать, что это определение и то, которое было приведено выше, являются эквивалентными. Однако критерий, основанный на условии унитарности, представляется нам более удобным для практического применения.

Разумеется, нельзя исключить возможность того, что неперенормируемость не является внутренним пороком теории, а просто свидетельствует о неприменимости теории возмущений. Но на этой возможности мы останавливаться не будем.

Обсудим теперь, как можно было бы сделать теорию слабых взаимодействий перенормируемой, сохранив при этом перенормируемость электродинамики. Обратим внимание на следующее важное обстоятельство. Распад нейтрона  $n \rightarrow p e \bar{\nu}_e$  и  $M$ -захват  $\bar{p} \rightarrow \bar{n} \nu_\mu$  описывается лагранжианами такой же структуры и с той же константой, что и лагранжиан (1). Естественное объяснение этого факта состоит в том, что существует заряженный векторный бозон, универсальным образом взаимодействующий с токами  $\bar{u}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_e$ ,  $\bar{u}_\mu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\mu$ ,  $\bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu$  (мы игнорируем здесь для простоты странные частицы и сильные взаимодействия, приводящие, в частности, к перенормировке аксиального адронного тока). В такой теории эффективный лагранжиан процесса  $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu M^-$  или, что то же самое, матричный элемент, соответствующий графику

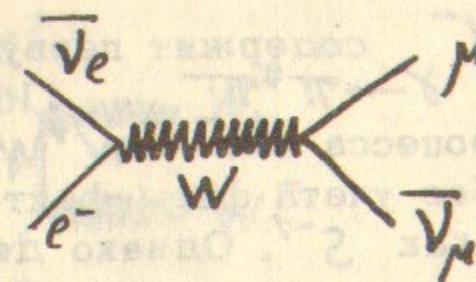


рис. 1.

равен

$$\mathcal{L}' = g^2 \frac{(\bar{u}_{\nu_e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_e) (\bar{u}_\mu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_{\nu_\mu})}{s - m^2} \quad (3)$$



Здесь  $m$  — масса заряженного векторного бозона,  $g$  — его безразмерная константа связи. Массами лептонов мы, по-прежнему, пренебрегаем. При  $S \ll m^2$  выражения (1) и (3) совпадают, если положить

$$-\frac{g^2}{m^2} = \frac{G}{\sqrt{2}} \quad (4)$$

Зато в асимптотической области, при  $S \gg m^2$ , матричный элемент (3), а вместе с ним и сечение, очевидно, ведут себя так же, как если бы речь шла о процессе  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  в обычной перенормируемой квантовой электродинамике. Таким образом, введение  $W$ -бозона позволило устранить неприятности в описании реакции  $\nu_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^-$ .

Рассмотрим теперь электромагнитный процесс  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ , описываемый обычной диаграммой

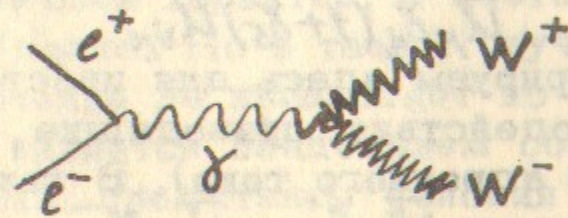


рис. 2.

Вершина перехода  $\gamma \rightarrow W^+W^-$  содержит первую степень импульса, так же как и вершина  $\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Поэтому можно было бы ожидать, что сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ , так же как и сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  (без учета форм-фактора), ведет себя в асимптотической области, как  $S^{-1}$ . Однако дело обстоит иначе.

Рассмотрим подробнее вопрос о поляризациях векторного бозона. В системе покоя независимые векторы поляризации можно выбрать так:

$$\epsilon_M^{(1)} = (0, 1, 0, 0), \quad \epsilon_M^{(2)} = (0, 0, 1, 0), \quad \epsilon_M^{(3)} = (0, 0, 0, 1) \quad (5)$$

Тогда в системе, где бозон имеет импульс  $K_M = (\epsilon, 0, 0, |\vec{K}|)$ ,

те же векторы поляризации, просто преобразованные по Лоренцу, выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \epsilon_M^{(1)} &= (0, 1, 0, 0), & \epsilon_M^{(2)} &= (0, 0, 1, 0), \\ \epsilon_M^{(3)} &= \left( \frac{|\vec{K}|}{m}, 0, 0, \frac{\epsilon}{m} \right) \equiv \frac{K_M}{m} - \frac{m}{\epsilon + |\vec{K}|} (1, 0, 0, -1) \end{aligned} \quad (5a)$$

Таким образом, волновая функция, соответствующая одной из поляризаций, линейно растет с энергией. Нетрудно видеть, что, благодаря этому, сечение рождения  $W^+W^-$  с такими поляризациями не падает  $\sim S^{-1}$ , а растет  $\sim S$ . Но это нарушение условия унитарности. Действительно, электромагнитный процесс  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  идет лишь в одном состоянии  $1^-$  (таковы квантовые числа виртуального фотона), и поэтому, как указывалось выше, его сечение может лишь убывать, причем не медленнее, чем  $S^{-1}$  (на самом деле, можно так подобрать величину магнитного момента  $W$ -бозонов, чтобы в этой реакции лишь один из них мог иметь растущую поляризацию. В таком случае сечение асимптотически стремится к константе, что также является нарушением условия унитарности).

Однако положение еще не безнадежно. Ведь процесс  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  идет также за счет следующего механизма:

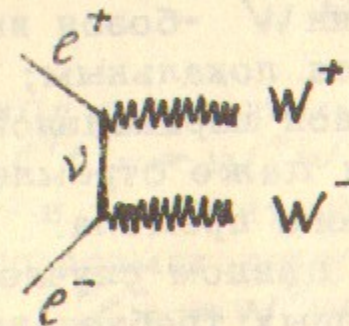


рис. 3

Такой матричный элемент качественно отличается от матричного элемента обычной двухквантовой аннигиляции (сечение которой падает с энергией) лишь растущими с энергией поляризациями  $W$ -бозонов. Нетрудно видеть поэтому, что при одинаковых поляризациях конечных частиц матричные элементы, соответствующие диаграммам 2 и 3, ведут себя одинаково при больших энергиях. Но тогда, в принципе, существует возможность такого взаимного сокращения между



ними, благодаря которому асимптотическое поведение суммарного матричного элемента оказалось бы хорошим, несмотря на растущие с энергией поляризации векторных частиц. Разумеется, необходимым условием такого сокращения является определенное соотношение между электрическим зарядом  $e$  (см. диаграмму 2) и полуслабой константой  $g$  (см. диаграмму 3). Таким образом, требование перенормируемости приводит к необходимости единого описания электромагнитных и слабых взаимодействий.

Но и этого еще недостаточно. Рассмотрим теперь процесс  $\bar{\nu}_e \nu_e \rightarrow W^+ W^-$ . Он описывается графиком

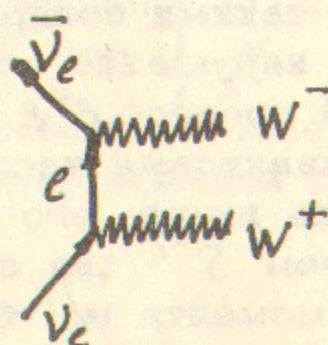


Рис. 4

вполне аналогичным изображенному на рис. 3 и, подобно ему, приводящим к растущему полному сечению. Аналог графика 2 здесь, конечно, отсутствует, так как электрический заряд нейтрино равен нулю. Нетрудно показать, что эффективный лагранжиан, соответствующий диаграмме 4, когда хотя бы один  $W$ -бозон имеет растущую с энергией поляризацию, оказывается локальным; иными словами, взаимодействие происходит в одной парциальной волне, так что асимптотический рост сечения (или даже стремление его к константе) является нарушением унитарного предела.

Чем же скомпенсировать этот рост в данном случае? Здесь имеются две возможности, каждая из которых требует введения новых частиц. Можно ввести тяжелую нейтральную векторную частицу ( $Z$ -бозон), взаимодействующую как с нейтрино, так и с  $W$ -бозоном. При этом возникает новый вклад в реакцию  $\bar{\nu}_e \nu_e \rightarrow W^+ W^-$ , описываемый графиком

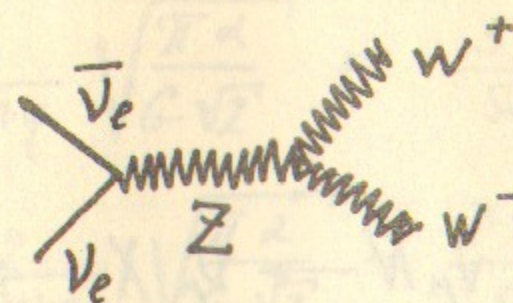


Рис. 5

График такого же типа, возникающий благодаря взаимодействию  $Z$ -бозона с электроном

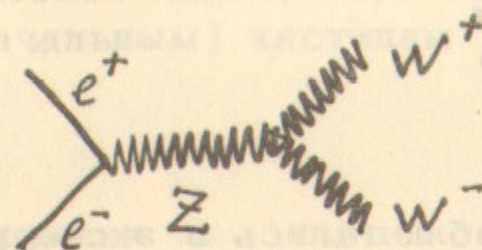


Рис. 6

дает, наряду с диаграммами 2 и 3, вклад в матричный элемент процесса  $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$ . Выбором нужного соотношения между  $e$ ,  $g$  и константами взаимодействия  $Z$ -бозона можно добиться нужного асимптотического убывания матричных элементов обеих реакций:  $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$  и  $\bar{\nu} \nu \rightarrow W^+ W^-$ . При этом остается еще некоторая свобода в выборе соотношения между константами; ее принято характеризовать т.н. углом смешивания, который мы будем обозначать через  $\eta$ . Эта модель была предложена в 1967г. Вайнбергом [2]. Предсказание нейтральных слабых токов и нейтрального  $Z$ -бозона является важным свойством этой теории. В частности, наряду с неоднократно наблюдавшимися процессами типа  $\nu_\mu N \rightarrow \mu X$ , которые описываются графиком с обменом заряженным  $W$ -бозоном



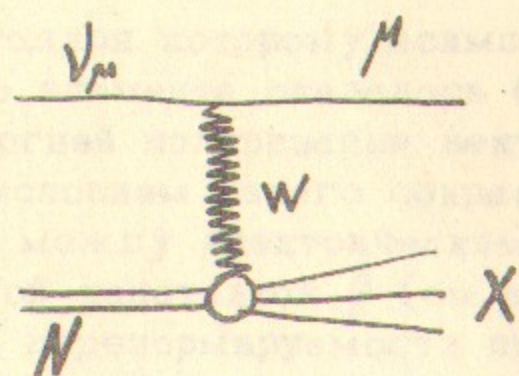


Рис. 7

она предсказывает процессы типа  $\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu X$ , возникающие за счет обмена нейтральным  $Z$ -бозоном.

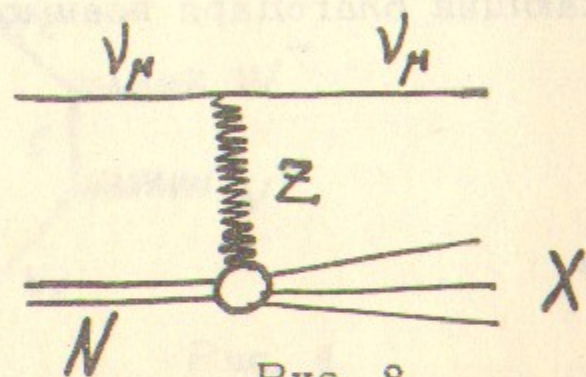


Рис. 8

Именно эти процессы, возможно, наблюдались в экспериментах, упомянутых вначале. Кроме того, наблюдался 1 случай реакции  $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$ , которую тоже можно описать графиком с обменом  $Z$ -бозоном

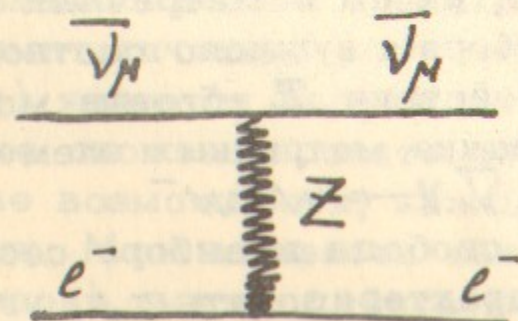


Рис. 9

Предсказание этого процесса также является специфическим свойством модели Вайнберга. Имеющиеся экспериментальные данные, с учетом ошибок, не противоречат, по-видимому, этой модели, если

положить в ней свободный параметр  $\sin^2 \eta \sim 0.3$ . Заметим, что для масс  $W$  и  $Z$ -бозона в модели Вайнберга имеют место следующие соотношения

$$m = \frac{1}{\sin \eta} \sqrt{\frac{\pi \alpha}{G \sqrt{2}}} = \frac{37.3 \text{ ГэВ}}{\sin \eta}$$

$$m_Z = \frac{2}{\sin 2\eta} \sqrt{\frac{\pi \alpha}{G \sqrt{2}}} = \frac{74.6 \text{ ГэВ}}{\sin 2\eta} \quad (6)$$

В принципе существует и иная возможность добиться того, чтобы матричный элемент процесса  $\bar{\nu}_e \nu_e \rightarrow W^+ W^-$  асимптотически падал с энергией. Для ее реализации необходимо, чтобы, наряду с диаграммой 4, существовала диаграмма, получающаяся из нее перестановкой линий, соответствующих конечным (или, что то же самое, начальным) частицам

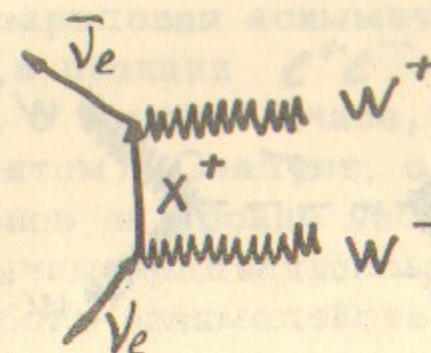


Рис. 10

Нетрудно сообразить, что такой график существует лишь при условии, что в теории имеется новый положительно заряженный лептон  $X^+$  (ни  $e^+$ , ни  $\mu^+$  здесь не помогут, т.к. переход  $\nu_e \rightarrow e^+ W^-$  запрещен законом сохранения лептонного заряда, а переход  $\nu_e \rightarrow \mu^+ W^-$  запрещен как по той же причине, так и благодаря сохранению мюонного заряда). Такая модель, в которой перенормируемость достигается за счет введения новых лептонов, а не нейтральных т-жов, была предложена в 1972 г. Георги и Глэшоу<sup>/3/</sup>.



Следует отметить, что к настоящему времени предложено также большое число перенормируемых моделей, так сказать, гибридного типа, в которые вводятся одновременно как нейтральные токи, так и новые лептоны.

И наконец, нужно сказать, что описанные усовершенствования сами по себе еще недостаточны для того, чтобы теория стала перенормируемой. Рассмотрим, например, реакцию  $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ , ограничиваясь для простоты моделью Георгги-Глешоу. Этот процесс описывается следующими графиками

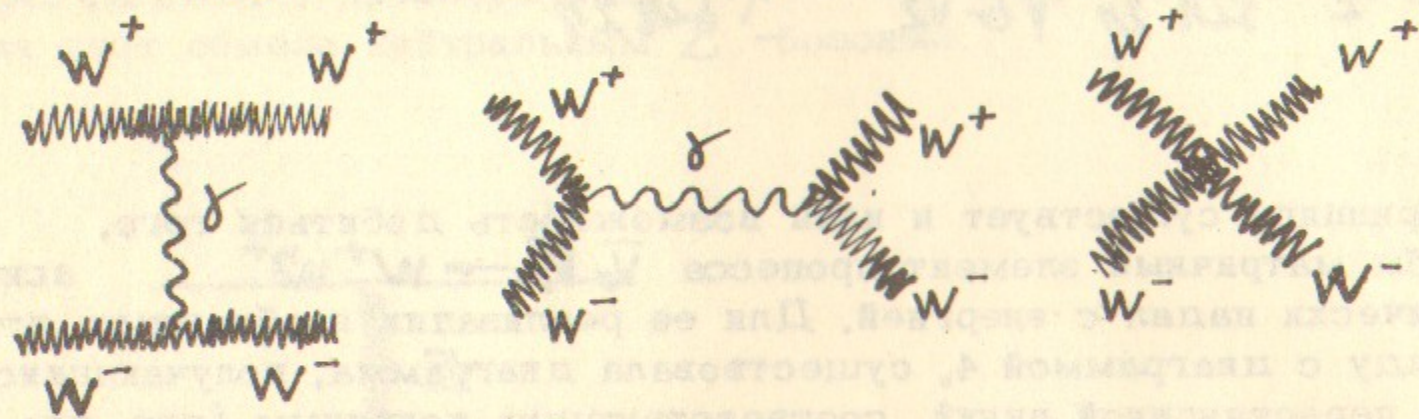


Рис. 11

которые приводят к растущему с энергией сечению. Чтобы устранить этот рост, вводится нейтральный скалярный бозон  $\sigma$ , так что возникают новые графики

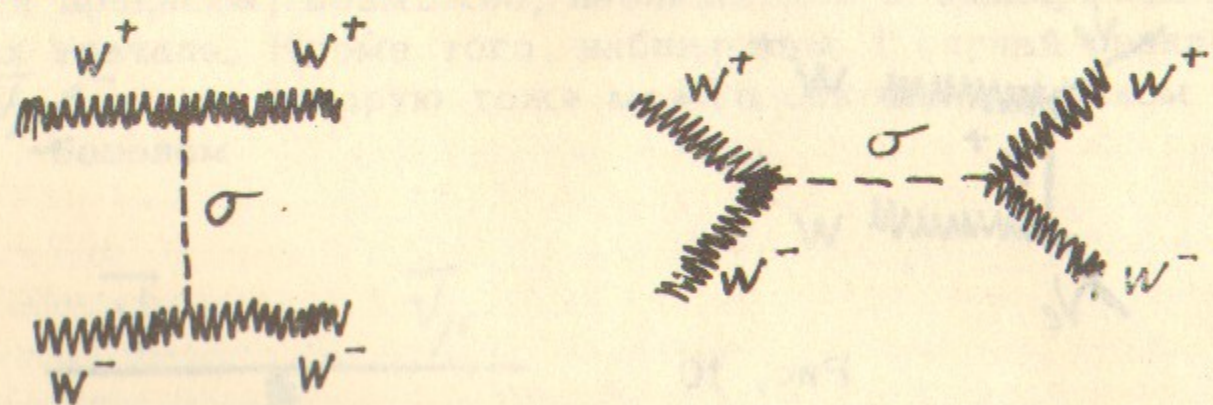


Рис. 12

Благодаря сокращениям между вкладом диаграмм 11 и 12, асимптотическое поведение суммарного матричного элемента оказывается таким же, как и в случае реакции  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . Введение  $\sigma$ -частицы делает теорию перенормируемой. Предсказание тяжелого нейтрального скалярного бозона является неизменным атрибутом всех существующих перенормируемых моделей слабых и электромагнитных взаимодействий.

Более последовательное и конкретное изложение обсуждавшихся моделей, наряду с подробными литературными ссылками, можно найти, например, в обзоре/4/.

### 3. Что можно наблюдать на встречных пучках?

Обсудим теперь, какие эксперименты для проверки обсуждаемых моделей были бы возможны на встречных электрон-позитронных пучках в области энергий несколько десятков Гэв. Начнем с реакций, в которых не рождаются адроны. Несомненным преимуществом этих процессов, с точки зрения проверки схем слабых взаимодействий, является то, что для них возможны четкие количественные предсказания.

Если говорить о реакциях  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , то относительная поправка к сечению за счет слабых взаимодействий оказывается существенно меньшей для первой из них. (Дело в том, что в упругое рассеяние дает большой вклад обычный график с однофотонным обменом, отсутствующий в случае рождения мюонов). Кроме того, в процессе  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  возникает за счет слабых взаимодействий новый качественный эффект — зарядовая асимметрия в угловом распределении конечных частиц (в реакции  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  асимметрия существует, конечно, с самого начала, благодаря тому же графику с обменом  $\gamma$ -квантом). Следует, однако, заметить, что зарядовая асимметрия мюонов на уровне нескольких процентов возникает также за счет обычных радиационных поправок. Другим качественным эффектом слабого взаимодействия, возникающим благодаря несохранению четности, явилась бы продольная поляризация рождающихся мюонов. Однако измерение поляризации ультрарелятивистского мюона — эксперимент очень трудный; в связи с этим расчет продольной поляризации в настоящей работе не приводится.

Следует заметить, что ширина  $Z$ -бозона довольно велика  $\sim 0,6$  Гэв. Сечение аннигиляции  $e^+e^-$  в области  $2E \approx M_Z$  носит резонансный характер, достигая в максимуме  $\sim 3 \cdot 10^{-32}$  см<sup>2</sup>.

Эффекты слабых взаимодействий в процессе  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  подробно рассмотрены в четвертом разделе этой работы (см. также /5/). Аналогичные предсказания для упругого  $e^+e^-$  рассеяния, следующие из модели Георгги-Глешоу/3/, обсуждаются в статье/6/.



При достаточно большой энергии становится возможным рождение  $W$ -бозонов  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ . Как можно было бы наблюдать такую реакцию? Ведь время жизни  $W$ -бозона  $\sim 10^{-24}$  сек.

Естественно считать сравнимыми вероятности трех основных типов распадов  $W$ -бозона  $W \rightarrow e\nu$ ,  $W \rightarrow \mu\nu$  и  $W \rightarrow$  адроны. Тогда обсуждаемый процесс можно было бы идентифицировать, например, наблюдая одновременное рождение  $\mu^\pm$  и  $e^\mp$  с большими поперечными импульсами.

Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  найдено в пятом разделе этой работы. Там же приводится сечение реакции одиночного рождения  $W$ -бозона  $e^+e^- \rightarrow e^\pm W^\mp\nu$ , которая идет в более высоком порядке теории возмущений, зато с порогом, вдвое более низким, чем реакция парного рождения.

Из эффектов более высокого порядка по константе связи отметим еще реакцию  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-W^+W^-$ . Сечение ее не падает, а логарифмически растет с энергией. Так называемый двухфотонный вклад в это сечение асимптотически равен ( $s \gg m^2$ ,  $\ln \frac{s}{m^2} \ll \ln \frac{s}{m_e^2}$ )

$$\sigma = \frac{4\alpha^4}{9\pi m^2} \ln^2 \frac{s}{m_e^2} \left[ \ln^2 \frac{s}{m^2} - \frac{41}{6} \ln \frac{s}{m^2} + \frac{215}{12} - \frac{\pi^2}{3} \right] \quad (7)$$

Этот процесс подробно рассмотрен в работе [7].

Если же говорить о реакциях рождения адронов на встречных электрон-позитронных пучках, то здесь наиболее подходящим методом изучения слабых взаимодействий представляется наблюдение качественных эффектов, таких, как одиночное рождение странных частиц или продольная поляризация рождающихся гиперонов.

Соображения, близкие к изложенным в этом разделе, можно найти в обзоре [8].

#### 4. Рождение пары $\mu^+\mu^-$

В модели Вайнберга для реакции  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , наряду с обычной электромагнитной диаграммой 13, имеется график 14 с виртуальным  $Z$ -бозоном.

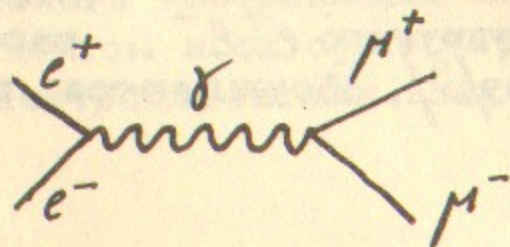


Рис.13

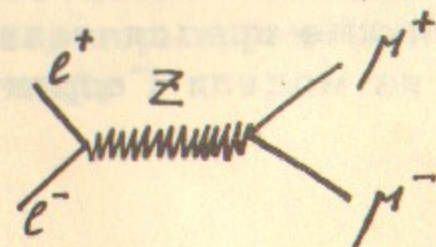


Рис.14

Дифференциальное сечение процесса, просуммированное по поляризациям конечных частиц и усредненное по поляризациям начальных, имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \left\{ \left[ 1 + \frac{a^2 s}{2(s-m_Z^2)} + \frac{(a^2+b^2)^2 s^2}{16(s-m_Z^2)^2} \right] (1 + \cos^2\theta) + \frac{s b^2}{s-m_Z^2} \left[ 1 + \frac{a^2 s}{2(s-m_Z^2)} \right] \cos\theta \right\} \quad (8)$$

где  $a^2 = (4\sin^2\eta - 1)/\sin^2\eta$ ,  $b^2 = 1/\sin^2\eta$ ;  $\eta$  - угол смешивания.

Как видно, непосредственно из формулы (8), в рассматриваемом процессе возникает зарядовая асимметрия мюонов. Причина заключается в том, что  $Z$ -бозон не имеет определенной зарядовой четности.

Если ввести коэффициент зарядовой асимметрии  $\xi$

$$\xi = (d\sigma(\theta) - d\sigma(\pi - \theta)) / (d\sigma(\theta) + d\sigma(\pi - \theta)) \quad (9)$$

то из (8) получим

$$\xi = \frac{\cos\theta}{1 + \cos^2\theta} \frac{b^2 s [s - m_Z^2 + \frac{1}{2} a^2 s]}{[s - m_Z^2]^2 + \frac{1}{2} a^2 s (s - m_Z^2) + \frac{1}{16} (a^2 + b^2)^2 s^2} \quad (10)$$

На рис.15 приведены зависимости  $\xi$  при  $\theta = 45^\circ$  от энергии при трех значениях угла смешивания (сплошные линии).

Проинтегрировав (7) по телесному углу, получим полное сечение рождения пары  $\mu^+\mu^-$

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \left[ 1 + \frac{a^2 s}{2(s-m_Z^2)} + \frac{1}{16} (a^2 + b^2)^2 \frac{s^2}{(s-m_Z^2)^2} \right] \quad (11)$$



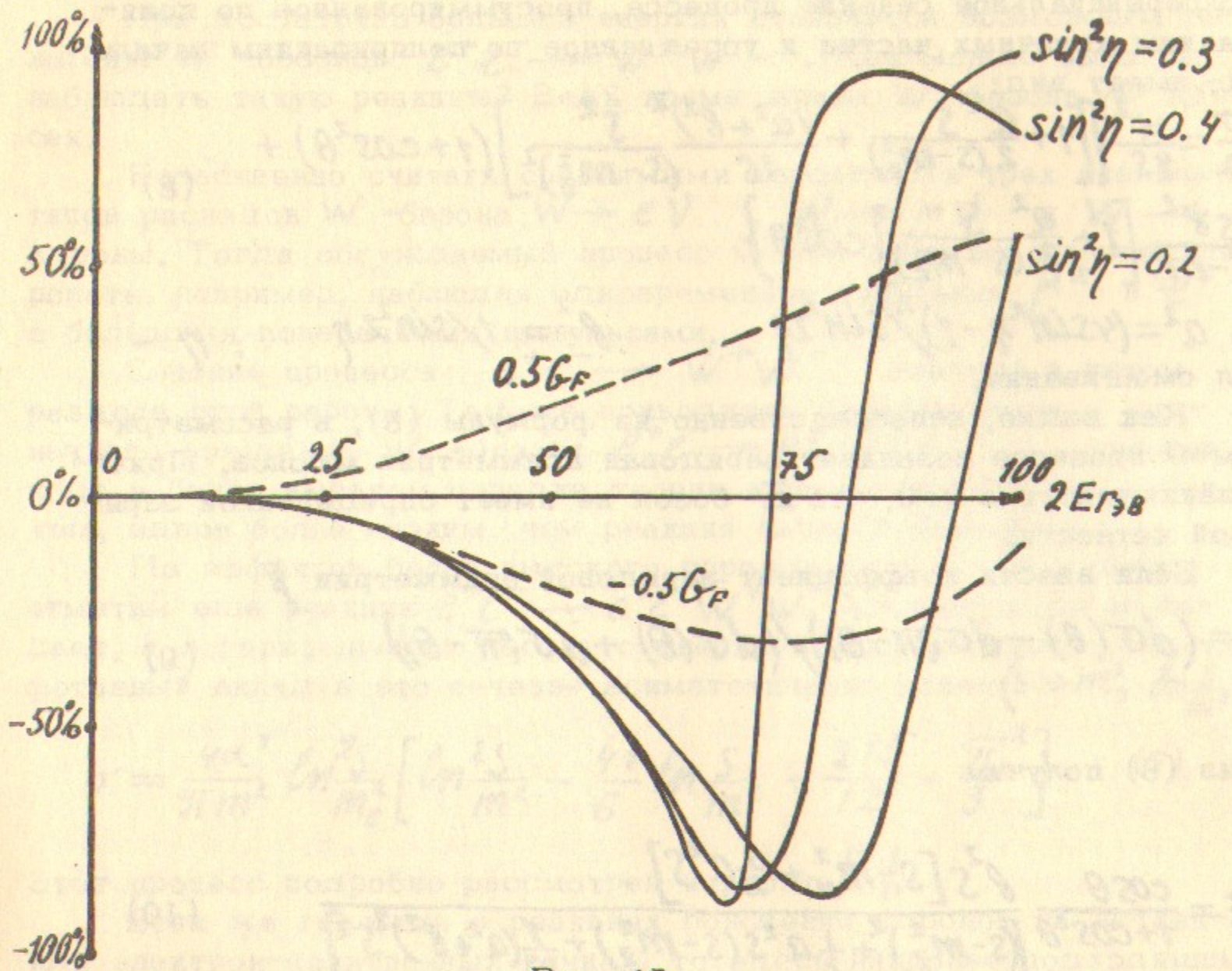


Рис. 15

На рис.16 даны графики (сплошные линии) величины  $(\sigma - \sigma_{em}) / \sigma_{em}$ , здесь  $\sigma_{em}$  - сечение обсуждаемого процесса в электродинамике (т.е. при наличии только диаграммы 13)

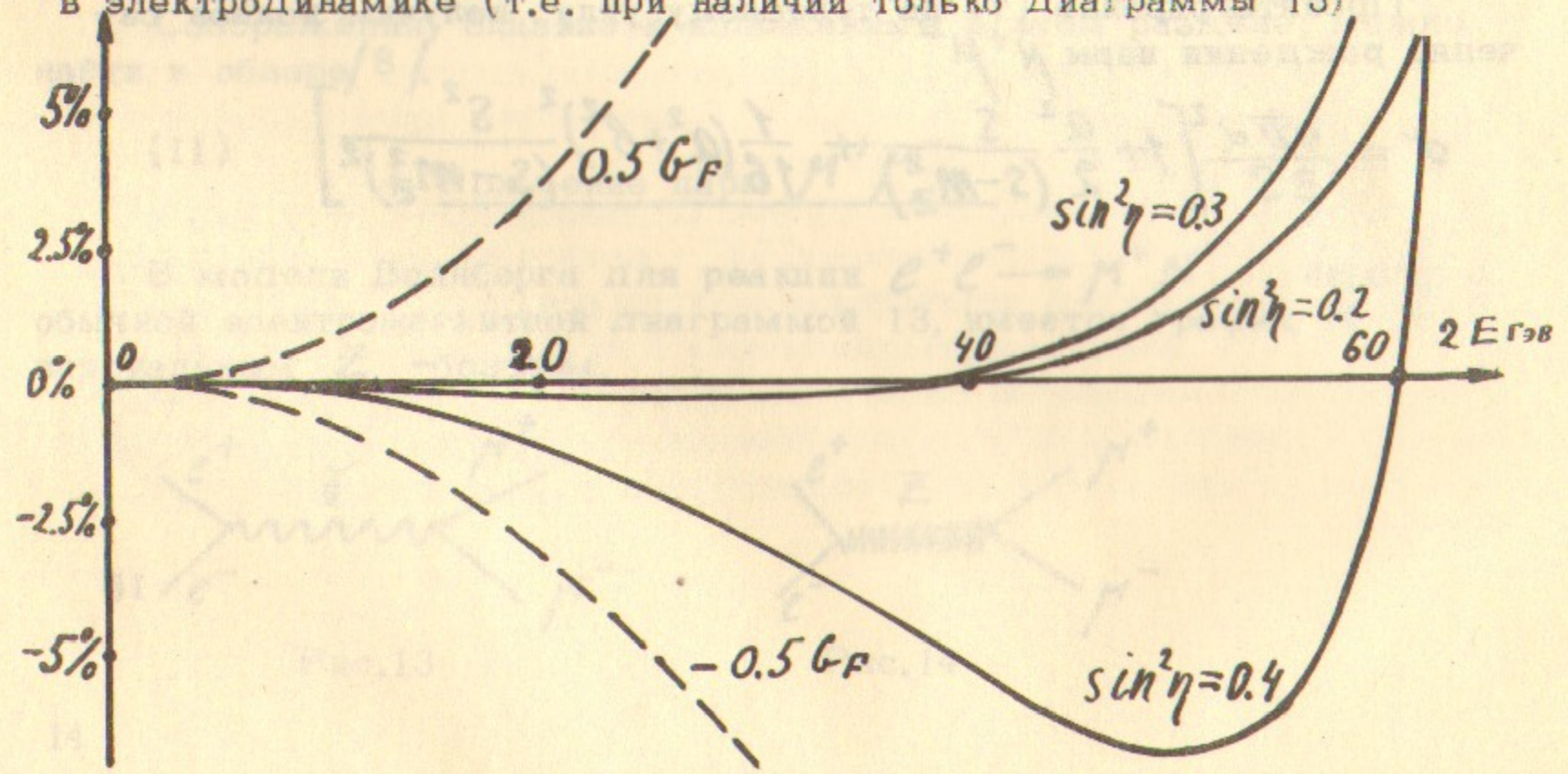


Рис. 16

Приведенные результаты были получены также в работе /5/.  
 В четырехфермионной V-A теории слабых взаимодействий можно написать лагранжиан, соответствующий нейтральным токам:

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{U}_e \gamma_\nu (g_\nu + g_a \gamma_5) U_e) (\bar{U}_\mu \gamma_\nu (h_\nu + h_a \gamma_5) U_\mu) \quad (12)$$

На рисунках 15,16 приведены также графики величин  $\xi(\theta=45^\circ)$  и  $(\sigma - \sigma_{em}) / \sigma_{em}$ , вычисленных с использованием лагранжиана (12) при различных значениях G (пунктирные линии). При расчетах полагалось  $g_\nu = h_\nu = g_a = h_a = 1$

Вернемся к обсуждению модели Вайнберга. Для вычисления сечения (11) вблизи резонанса  $s \approx m_Z^2$  необходимо знать время жизни Z-бозона. Z бозон может распадаться на лептоны ( $e\bar{e}, \mu\bar{\mu}, \nu_e\bar{\nu}_e, \nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ ) и адроны. Для оценки вероятности адронных распадов Z-бозона используем модель слабых взаимодействий адронов, основанную на SU(4) симметрии /11/. Предположим также, что при столь больших энергиях массами кварков можно пренебречь, а учет сильных взаимодействий не меняет полную вероятность распада, вычисленную в модели свободных кварков. Найденная таким образом полная ширина Z-бозона равна

$$\Gamma_Z = \frac{\alpha m_Z}{3} \{ \text{ctg}^2 \eta + [2 + (1 - 2Q)^2] \text{tg}^2 \eta \} \quad (13)$$

где Q - заряд p-кварка.  
 Полное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  в резонансе имеет вид

$$\sigma_{res} = \frac{3\pi}{16m_Z^2} \left\{ \frac{(1 - 2\sin^2 \eta)^2 + 4\sin^4 \eta}{\cos^4 \eta + [2 + (1 - 2Q)^2] \sin^4 \eta} \right\}^2 \quad (14)$$

В таблице приведены массы m и m\_Z, W и Z-бозона, ширина  $\Gamma_Z$  Z-бозона и резонансное сечение  $\sigma_{res}$  обсуждаемой реакции для нескольких значений угла смешивания ( $\Gamma_Z$  и  $\sigma_{res}$  вычислены при  $Q = 2/3$ )



$\sin^2 \eta$	$m$ (ГэВ)	$m_Z$ (ГэВ)	$\Gamma_Z$ (ГэВ)	$\sigma_{\text{res}} 10^{32}$ (см <sup>2</sup> )
0,2	84	84	1,03	1,3
0,3	68	82	0,64	2,0
0,4	59	77	0,54	3,6

Отметим, что такое же значение имеет в резонансе сечение упругого  $e^+e^-$  рассеяния (если отвлечься от Резерфордского роста в области малых углов); тот же порядок величины имеет в резонансе сечение аннигиляции в адроны, а также в  $\nu_e \nu_e, \nu_\mu \nu_\mu$ .

### Б. Рождение $W$ -бозонов

В модели Вайнберга процесс  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  описывается следующими диаграммами

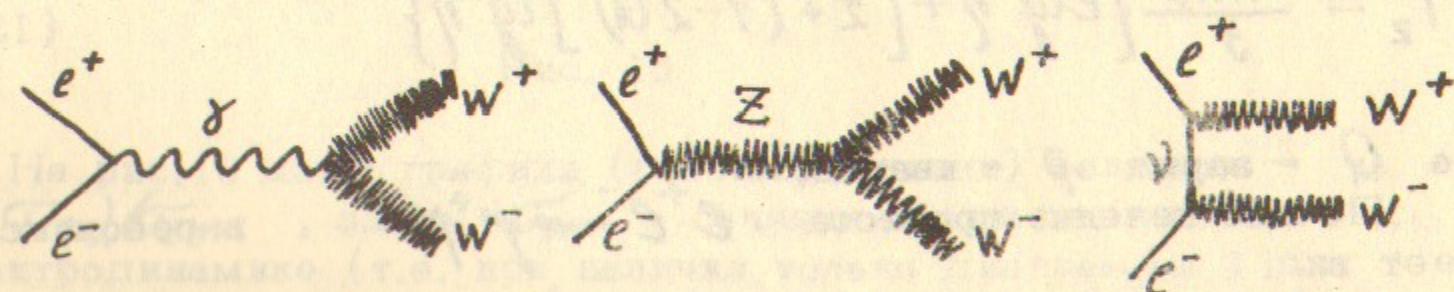


рис.17

Мы не учитываем взаимодействие с нейтральным скалярным полем, поскольку оно приводит к слагаемым, пропорциональным массе электрона.

После усреднения по поляризациям лептонов и суммирования по поляризациям  $W$ -бозонов полное сечение процесса равно

$$\sigma = \frac{\pi \alpha^2 v}{8 \sin^4 \eta \cdot s} \left\{ 2 \left( 1 + 2 \frac{m^2}{s} + 2 \frac{m^4}{s^2} \right) \frac{L}{v} - 5 + \frac{m_Z^2}{s - m_Z^2} \times \right. \\ \left. \times (1 - 2 \sin^2 \eta) \left[ \left( 4 \frac{m^4}{s^2} + 8 \frac{m^2}{s} \right) \frac{L}{v} - \frac{s}{3m^2} - \frac{20}{3} - 4 \frac{m^2}{s} \right] + \right. \\ \left. \frac{m_Z^4 (8 \sin^4 \eta - 4 \sin^2 \eta + 1) v^2}{12 (s - m_Z^2)^2} \left[ \frac{s^2}{m^4} + 20 \frac{s}{m^2} + 12 \right] \right\} \quad (15)$$

здесь

$$v = \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}}, \quad L = 2 \ln \frac{1+v}{1-v}$$

Вблизи порога ( $s \rightarrow 4m^2$ )

$$\sigma = \frac{\alpha G}{2\sqrt{2}} \frac{v}{\sin^2 \eta} = 1.1 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2 \frac{v}{\sin^2 \eta} \quad (16)$$

Укажем для полноты асимптотику сечения при  $s \rightarrow \infty$

$$\sigma = \frac{\pi \alpha^2}{2 \sin^4 \eta} \frac{1}{s} \ln \frac{s}{m^2} \quad (17)$$

Графики зависимости сечения от энергии при различных углах смешивания приведены на рис.18



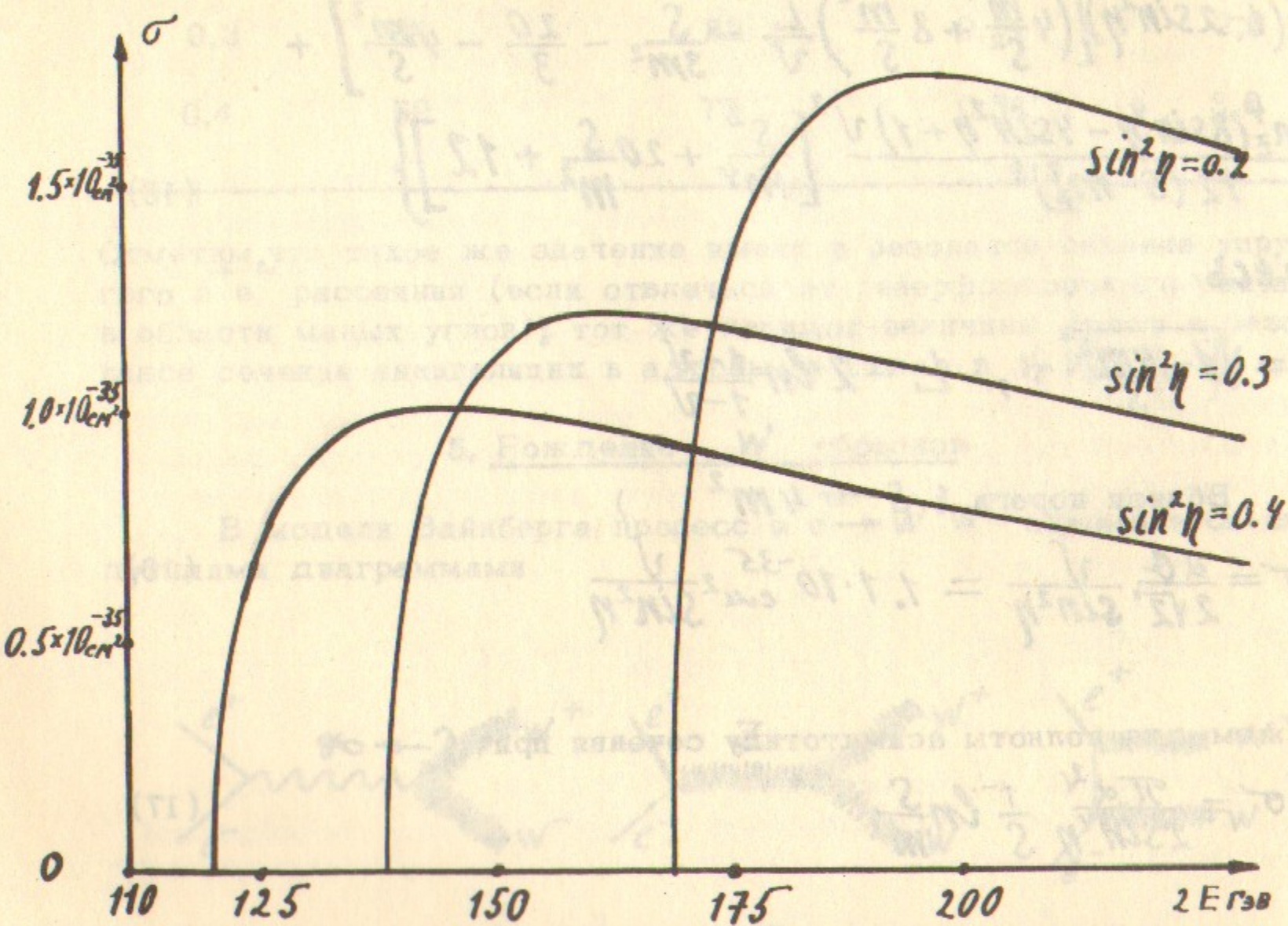


Рис. 18.

В модели Георги-Глешоу процесс  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  описывается следующими диаграммами

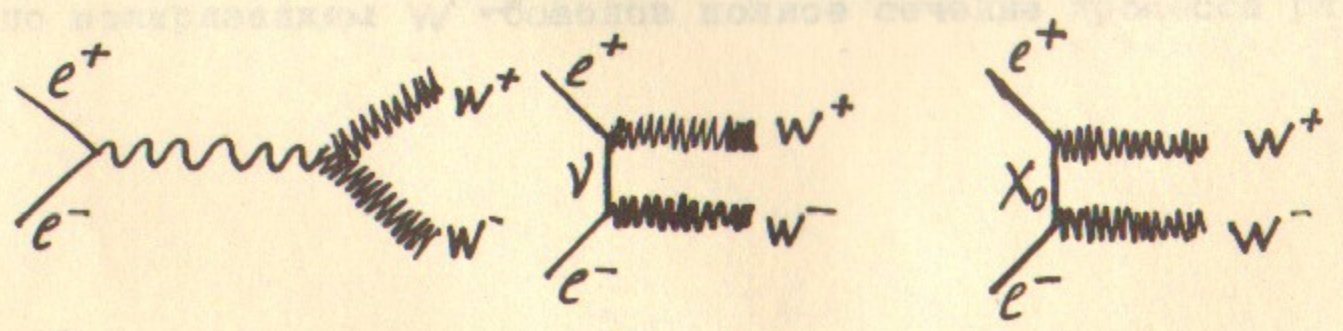


Рис. 19.

Характерным для модели является последний график с нейтральным тяжелым лептоном  $X_0$ . Этот лептон приходится вводить в модель для того, чтобы получить в ней несохранение четности. При достаточно большой энергии, когда массой  $X_0$  можно пренебречь, этот лептон играет, по существу, роль правовинтового нейтрино, так что эффекты несохранения четности в этой модели стремятся к нулю при стремлении энергии к бесконечности.

Сечение обсуждаемого процесса равно

$$\sigma = \frac{2\pi\alpha^2 v}{s} \left\{ \left(1 + 2\frac{m^2}{s} + 2\frac{m^4}{s^2}\right) \frac{L}{v} - \frac{5}{2} + \right. \\ \left. + \left[ 2\sin^2\beta(2\sin^2\beta - 1) \frac{m^4}{sm_0^2} + 2\sin^4\beta - 1 \right] \ln\left(1 + \frac{m_0^2 s}{m^4}\right) - \right. \\ \left. - 2\sin^2\beta(2\sin^2\beta - 1) + \frac{sm_0^2 \cos^2\beta}{m^4 + sm_0^2} \right\} \quad (18)$$

где  $m_0$  - масса  $X_0$ ,  $\beta$  - угол смешивания, характерный для этой модели,  $m = \frac{\sqrt{2}\pi\alpha}{G} \sin\beta = 52,8 \text{ ГэВ} \cdot \sin\beta$  - масса  $W$ -бозона. Выражение для сечения получено в предположении  $m_0^2 \ll m^2$ .

Вблизи порога

$$\sigma = \frac{\alpha G}{\sqrt{2}} \frac{v}{\sin^2\beta} = 2.2 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2 \cdot \frac{v}{\sin^2\beta} \quad (19)$$

В наиболее интересной области  $s \ll m^4/m_0^2$

$$\sigma = \frac{\pi\alpha^2 v}{s} \left[ 2\left(1 + 2\frac{m^2}{s} + 2\frac{m^4}{s^2}\right) \frac{L}{v} - 5 \right] \quad (20)$$

При  $s \rightarrow \infty$

$$\sigma = \frac{2\pi\alpha^2(1 + 2\sin^4\beta)}{s} \ln \frac{s}{m^2} \quad (21)$$



Как нам стало известно, реакция  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  рассматривалась также А.Э.Асратяном и М.А.Кубанцевым.

Некоторый интерес представляет также реакция одиночного рождения  $W$ -бозона  $ee \rightarrow eW\nu$ . Хотя сечение её существенно меньше, зато у неё вдвое ниже порог, что в принципе могло бы оказаться важным. Этот процесс был рассчитан в работе /9/ (см. также /10/).

Основной вклад в реакцию дают диаграммы

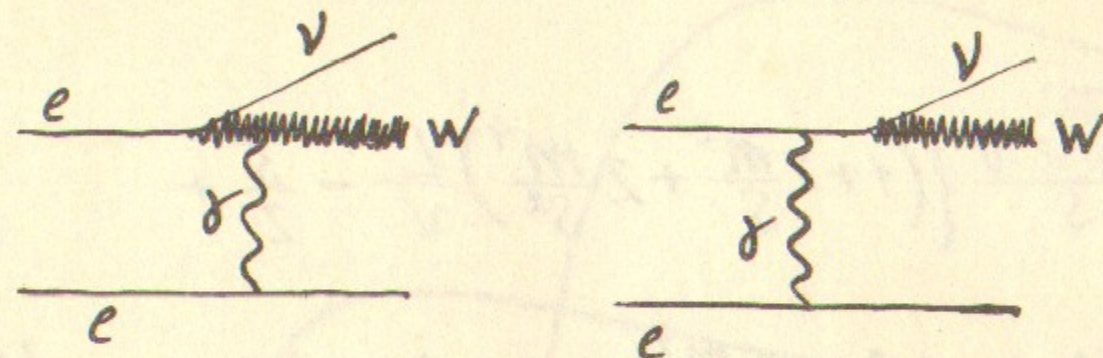


Рис. 20.

Вблизи порога сечение процесса равно

$$\sigma = \frac{\alpha^2 G}{6\sqrt{2}\pi} \left(\frac{s}{m^2} - 1\right)^3 \ln \frac{s-m^2}{mm_e} \approx 0.7 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2 \left(\frac{s}{m^2} - 1\right)^3 \ln \frac{s-m^2}{mm_e} \quad (22)$$

Эта формула справедлива в области  $mm_e \ll s - m^2 \ll m^2$ .

Выпишем для полноты асимптотику при  $\ln \frac{s}{m^2} \ll \ln \frac{s}{m_e^2}, s \gg m^2$

$$\sigma = \frac{\sqrt{2}\alpha G}{9\pi} \ln \frac{s}{m_e^2} \left[ \ln \frac{s}{m^2} - \frac{115}{36} \right] \quad (23)$$

Общее выражение для сечения мы не приводим, ввиду его громоздкости.

В заключение авторы искренне благодарят А.И.Вайнштейна, А.П.Онучина и А.Н.Скринского за ценные обсуждения.

## Л и т е р а т у р а

1. F.J.Hasert et al. Phys.Lett., 46B, 138, 1973  
G.Myatt. Report at Bonn Symposium. August, 1973.
2. S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 19, 1264, 1967.
3. H.Georgi and Sh.L.Glashow. Phys.Rev.Lett., 28,  
1494, 1972.
4. А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович. Препринт ИЯФ 15-73; УФН,  
в печати.
5. R.Budny. Phys.Lett., B45, 340, 1973.
6. D.A.Dicus. Phys.Rev., D8, 338, 1973.
7. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум, И.Б.Хриплович. ЯФ, в печати.
8. G.V.Dass. Preprint DESY 73/40.
9. Э.А.Чобан. ЯФ, 13, 624, 1971.
10. А.М.Алтухов, И.Б.Хриплович. ЯФ, 13, 633, 1971.
11. S.Weinberg. Phys.Rev., D5, 1412, 1972.



УЧЕБНИК

1. E. J. Haeberle et al., Phys. Rev., 188, 1973

2. A. N. Barabgaev, N. E. Khokhlov, Preprint No. 18-12, 1972

3. H. Bohny, Phys. Rev., 185, 340, 1973

4. D. A. Dixon, Phys. Rev., 18, 338, 1973

5. O. I. Chukov, E. B. Dianishev, N. E. Khokhlov, No. 1, 1973

6. G. V. Dasa, Preprint DSI 73-10

7. A. M. Arutyun, N. E. Khokhlov, No. 18, 1973

8. S. W. Lee, Phys. Rev., 185, 1973

$$\sigma = \frac{1}{\pi} \ln \frac{1}{m^2} \left[ \ln \frac{1}{m^2} - \frac{1}{2} \right]$$

Ответственный за выпуск С.Н.РОДИОНОВ  
 Подписано к печати 8.П.74г. МН 08078  
 Усл. 1,4 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.  
 Заказ №122 ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротаприте в ИЯФ СО АН СССР, вг.