

ЖЭТФ, Киев, 1971, 10/11-71  
Т. 13 № 10, с. 573-576.

A-665

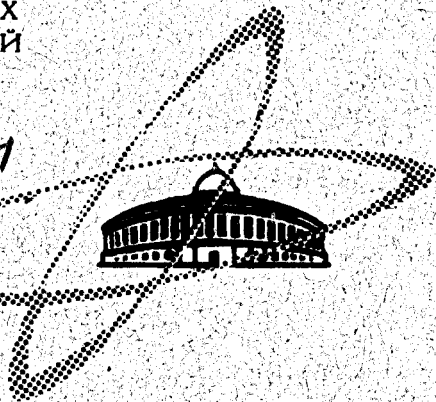
ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1502/2-41

P 2-5705

5705



В. И. Андрушин, С. М. Биленький,  
С. С. Герштейн

О ВОЗМОЖНОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ФОРМФАКТОРА  
НЕЙТРИНО

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

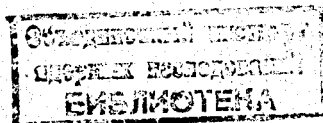
1971

P 2 - 5705

В.И. Андрушин, С.М. Биленький,  
С.С. Герштейн

О ВОЗМОЖНОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ФОРМФАКТОРА  
НЕЙТРИНО

Направлено в "Письма ЖЭТФ"



Андрюшин В.И., Биленький С.М., Герштейн С.С.

P2-5705

О возможном методе измерения электромагнитного формфактора нейтрино

Рассмотрен возможный метод определения электромагнитного формфактора нейтрино. Метод основан на сравнении сечений процессов, вызываемых электромагнитным взаимодействием нейтрино и электронов с ядрами. Приводятся результаты расчётов сечения возбуждения гигантского резонанса нейтрино с энергией  $\leq 100$  Мэв, а также сечения деления ядер.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1971**

Andryushin V.I., Bilenky S.M., Gerstein S.S.

P2-5705

On a Possible Method of Measuring the Electromagnetic Form Factor of Neutrino

A possible method of determining the electromagnetic form factor of neutrino is considered. The method is based on the comparison of the cross sections of the processes induced by electromagnetic interaction of neutrinos and electrons with the nuclei. The calculation of the cross section of excitation of the giant resonance by the neutrino beam of  $\leq 100$  MeV is presented as well as the nucleus fission cross sections.

**Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1971**

Изучение электромагнитного взаимодействия нейтрино — одна из важных проблем физики слабых взаимодействий. Вычислению электромагнитного формфактора нейтрино, индуцированного слабым взаимодействием, посвящены работы <sup>/1-3/</sup>. Так как теория слабых взаимодействий непрерывна, результаты вычислений зависят от параметра обрезания. Индуцированный формфактор нейтрино зависит также от того, существует ли промежуточный бозон, и от электромагнитного взаимодействия промежуточного бозона.

Некоторая информация об электромагнитном радиусе нейтрино может быть получена из астрофизических данных. В работе <sup>/4/</sup> показано, что электромагнитный радиус  $\nu_e$ , а также радиус  $\nu_\mu$  (в случае, если масса  $\nu_\mu$  меньше 1 кэВ) не превосходит  $4 \cdot 10^{-14}$  см.

В этой заметке мы обсудим метод, который в принципе позволяет получить полную информацию об электромагнитном формфакторе нейтрино, включая зависимость формфактора от квадрата переданного импульса. Метод основан на сравнении сечения процесса, обусловленного электромагнитным взаимодействием нейтрино с ядром, с сечением аналогичного процесса, вызываемого электроном.

Рассмотрим реакцию:

$$\nu + A \rightarrow \nu + A' . \quad (1)$$

Здесь  $A$  - начальное ядро,  $A'$  - любое возможное конечное адронное состояние (см. рис. 1).

Матричный элемент процесса (1) равен:

$$\langle f | S | i \rangle = i \langle k' | j_\alpha | k \rangle \frac{1}{q^2} \langle A' | j_\alpha | A \rangle (2\pi)^4 \delta(P' - P), \quad (2)$$

где  $P(P')$  - полный 4-импульс начального (конечного) состояния;

$$\langle k' | j_\alpha | k \rangle = \frac{ie}{(2\pi)^3} \bar{u}(k') \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(k) F(q^2), \quad (3)$$

$$q = k' - k.$$

Так как заряд нейтрино равен нулю, то

$$F(q^2) = \frac{G}{\sqrt{2}} q^2 R(q^2), \quad (4)$$

где  $R(0) \neq 0$  ( $G \approx 10^{-5} M_p^{-2}$  - константа слабого взаимодействия).

Рассмотрим процесс:

$$e + A \rightarrow e + A', \quad (5)$$

где  $A$  и  $A'$  - те же адронные состояния, что и в (1). Будем считать, что энергии начального и конечного электронов много больше массы электрона. Если справедливо однофотонное приближение, то матричный элемент процесса (5) отличается от выражения (2) лишь лептонным множителем. Нетрудно видеть, что дифференциальные сечения процессов (1) и (5) связаны соотношением:

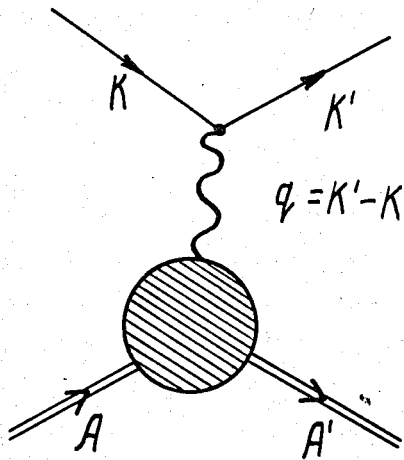


Рис. 1

$$\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_\nu = 2G^2 [R(q^2)]^2 \left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_e q^4. \quad (6)$$

Таким образом, независимое измерение сечений  $\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_\nu$  и  $\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_e$  позволило бы получить информацию об электромагнитном факторе нейтрино.

Дифференциальное сечение  $\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_\nu$  имеет следующий общий вид:

$$\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_\nu = 2\pi Z^2 \alpha^2 G^2 R^2 \frac{1}{E^2} \int_{\frac{q^2}{2M}}^{E - \frac{q^2}{4E}} [2w_1 q^2 + (4E^2 - q^2 - 4E\omega) w_2] d\omega. \quad (7)$$

Здесь  $E$  - энергия налетающей частицы в л.с.;  $\omega = \frac{pq}{M} = (E - E')$  - энергия в л.с., переданная адронной системе,  $M$  - масса начального адрона, а  $w_1$  и  $w_2$  - функции  $q^2$  и  $\omega$ , определенные в работе<sup>/5/</sup>. Для того чтобы на основе (6) получить информацию об электромагнитном факторе нейтрино, необходимо исследовать оптимальные, в смысле величины сечения и возможности регистрации, процессы (1) и (5). С этой точки зрения нам представляется весьма перспективным изучение рассеяния нейтрино в области гигантского резонанса<sup>x/</sup> и исследование процесса деления ядер, вызываемого рассеянием нейтрино средних энергий<sup>xx/</sup>. Интенсивные потоки таких нейтрино могут быть получены на ускорителях типа "мезонных фабрик".

<sup>x/</sup> Возбуждение гигантского резонанса, вызываемого обычным слабым взаимодействием нейтрино, рассматривалось в работах<sup>/6/</sup>.

<sup>xx/</sup> Сечение упругого рассеяния нейтрино на тяжелых ядрах, согласно оценкам<sup>/2/</sup>, может быть  $10^{-40} - 10^{-41}$  см<sup>2</sup>. Однако при средних энергиях нейтрино этот процесс весьма трудно детектировать ввиду малости энергии отдачи ядер.

Приведем результаты вычисления  $\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_\nu$  для процессов возбуждения гигантского резонанса и деления ядер. Чтобы избежать неопределенностей, связанных с ядерными матричными элементами, воспользуемся связью первых членов разложения функций  $w_1$  и  $w_2$  с сечением полного фотопоглощения  $\sigma_\gamma$ . Имеем<sup>/5/</sup>

$$w_1 = \frac{\omega}{\alpha Z^2 (2\pi)^2} \sigma_\gamma + O(q^2),$$

$$w_2 = \frac{q^2}{\alpha Z^2 (2\pi)^2 \omega} \sigma_\gamma + O(q^4). \quad (8)$$

В качестве примера мы вычислили сечение возбуждения гигантского резонанса на ядре Та<sup>/8/</sup> нейтрино с энергией 30 и 100 Мэв. При этом использовались данные работы<sup>/6/</sup>. Результаты вычислений приведены на рис. 2 и 3. Для полного сечения процесса получаем:

$$\sigma_\nu = 5,4 \cdot 10^{-44} \bar{R}^2 \text{ см}^2 \quad (E = 30 \text{ Мэв}),$$

$$\sigma_\nu = 1,7 \cdot 10^{-41} \bar{R}^2 \text{ см}^2 \quad (E = 100 \text{ Мэв})$$

( $\bar{R}^2$  - значение функции  $R^2$  в средней точке).

Отметим, что вычисленные в работах<sup>/1-3/</sup> значения  $R(q^2)$  в рассматриваемом нами интервале  $q^2$  различны для  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  и могут принимать значения от 1 до  $\approx 10^{-2}$ . Аналогичным образом из данных по фотоделению ядер<sup>/8/</sup> мы оценим сечение деления ядер нейтрино. Для <sup>209</sup>Ві при энергии нейтрино  $\approx 250$  Мэв  $\sigma_\nu = 10^{-42} \bar{R}^2 \text{ см}^2$ .

В заключение сделаем следующие замечания.

1. Сечение процесса (1) при высоких энергиях в глубоко неупругой области пропорционально энергии и может достигать значительной величины (порядка  $\alpha^2$  от полного сечения слабого взаимодействия нейтрино).



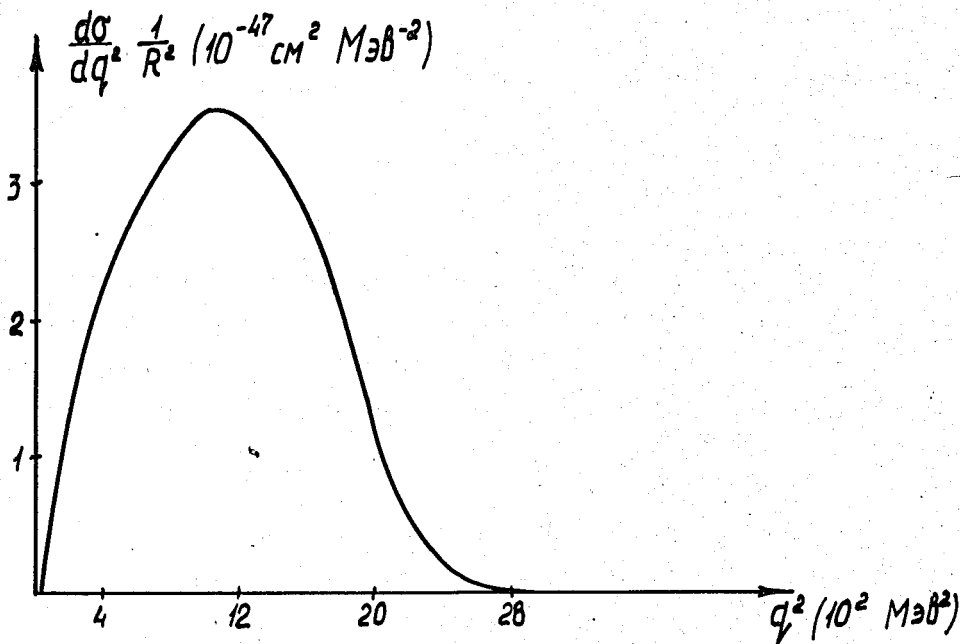


Рис. 2. Сечение возбуждения гигантского резонанса на ядре  $^{181}\text{Ta}$ , вызываемое электромагнитным взаимодействием нейтрино с энергией 30 Мэв.  $q^2$  - квадрат переданного импульса,  $R(q^2)$  - электромагнитный формфактор нейтрино.

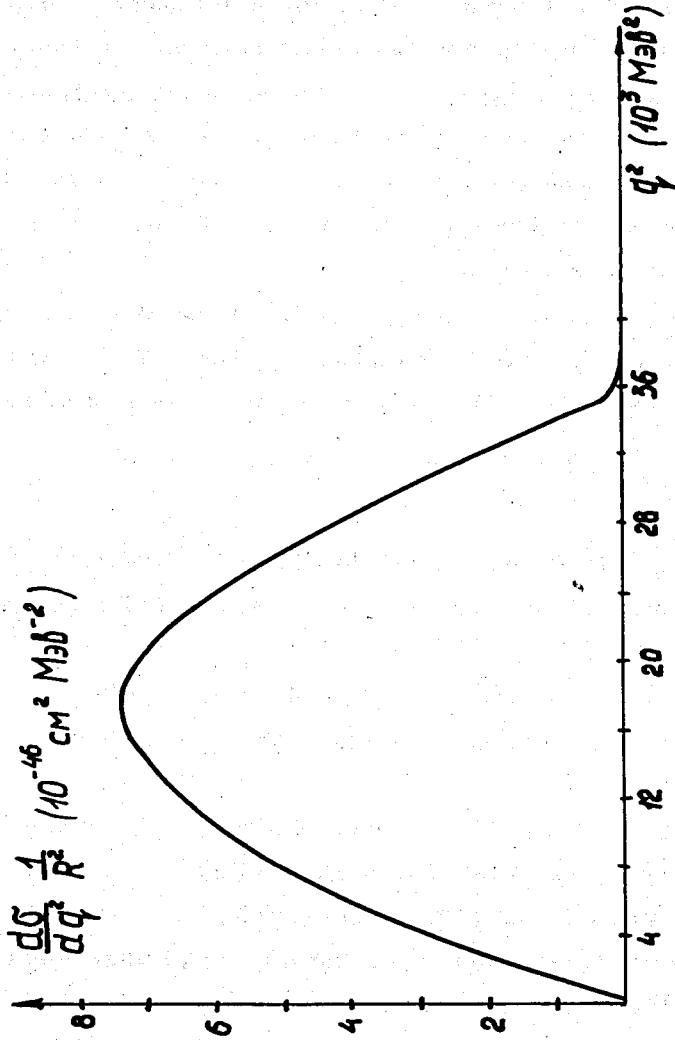


Рис. 3. Сечение возбуждения гигантского резонанса на ядре  $^{181}\text{Ta}$  нейтроном с энергией 100 Мэв.

2. Процесс (1) мог бы быть обусловлен слабым взаимодействием с нейтральными токами. В принципе существует возможность отличить взаимодействие с нейтральными токами от электромагнитного взаимодействия нейтрино. Для этого следует сравнить сечения процессов (1) с электронным и мюонным нейтрино. Если процесс обусловлен нейтральными токами и имеет место универсальность, то сечения окажутся равными. Если процессы обусловлены электромагнитным взаимодействием нейтрино, их сечения могут существенно отличаться.

В заключение выражаем глубокую благодарность В.М. Лобашову, Б.М. Понтекорво, В.Г. Соловьеву, В.Н. Фоломешкину, Р.А. Эрамжяну за полезные обсуждения и С.И. Биленькой за помощь в численных расчётах.

#### Литература

1. Я.Б. Зельдович, А.М. Переломов. ЖЭТФ, 39, 1115 (1960).
2. А.М. Переломов. Труды Междунар. школы теоретической физики при ОИЯИ (1964 г.).
3. J. Bernstein, T.D. Lee. Phys.Rev.Lett., 11, 512 (1963).
4. J. Bernstein, M. Ruderman, G. Feinberg. Phys.Rev., 132, 1227 (1963).
5. S.D. Drell and J.D. Walecka. Annals of Phys., 28, 18 (1964).
6. В.Б. Беляев. Препринт ОИЯИ, Дубна, 926 (1962).  
Ueberall H., Phys.Rev., 139B, 1239 (1965).
7. R.L. Bramblett, J.T. Galdwell, R.R. Harvey, S.C. Fultz. Phys.Rev., 133B, 869 (1964).
8. L.G. Moretto, R.C. Gatti et al., Phys.Rev., 179, 1176 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 марта 1971 года.