

## О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРОЦЕССА $\nu + e \rightarrow \nu + e + \gamma$ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРИНО С ЭНЕРГИЕЙ $\sim 1$ Мэв

Е.Д. Жижин, Р.В. Коноплич, Ю.П. Никитин, Б.У. Родионов

Рассматривается возможность использования реакции неупругого рассеяния нейтрино на электроны с испусканием фотона  $\nu + e \rightarrow \nu + e + \gamma$  для регистрации нейтрино с энергией  $\sim 1$  Мэв. Приводятся некоторые качественные характеристики процесса. Сравниваются полные сечения процессов  $\nu + e \rightarrow \nu + e + \gamma$  и  $\nu + e \rightarrow \nu + e$ .

В ряде задач, например, в нейтринной астрофизике, для доказательства причинной связи регистрируемого потока нейтрино с его предполагаемым источником, совершенно необходимо фиксировать направление на источник нейтрино. Это можно, в принципе, осуществить, если воспользоваться электронными методами детектирования нейтрино и определить направление преимущественного вылета электронов при обратном  $\beta$ -распаде или при  $\nu$ - $e$ -рассеянии. Общие требования к электронным детекторам нейтрино изложены в работах Зацепина и Понтекорво [1,2]. В настоящее время кажется перспективной разработка электронных детекторов нейтрино на основе сжиженных благородных газов с регистрацией электронов от  $\nu$ - $e$ -рассеяния (см., например, [2, 3]).

Однако, измерение углов вылета электронов при рассеянии нейтрино с кинетической энергией около 1 Мэв в конденсированной среде связано с принципиальными трудностями: пробеги электронов малы ( $\sim 1$  мм), а вероятность их рассеяния велика. В жидком аргоне электрон с энергией 1 Мэв пробегает не более 3 мм и уже на 5% пробега отклоняется от своего первоначального направления (из-за многократного рассеяния) в среднем на  $10^\circ$ . В многотонных детекторах трудно рассчитывать на пространственное разрешение лучше 1 мм, поэтому сомнительна возможность определения направления вылета электронов, и, следовательно, потоков нейтрино с энергией  $\sim 1$  Мэв. В связи с этим представляется целесообразным рассмотреть возможность использования реакции неупругого рассеяния нейтрино на электроны с испусканием тормозного фотона:

$$\nu + e \rightarrow \nu + e + \gamma.$$

(1)

В принципе, фотон тормозной природы всегда сопутствует процессу рассеяния  $\nu + e \rightarrow \nu + e$  (2). Однако, практический интерес представляют только случаи рассеяния с образованием достаточно энергичных фотонов, которые легко зарегистрировать. Бесфильмовый электронный детектор на основе жидкого аргона позволяет регистрировать ионизацию с энерговыделением около 30  $\mu\text{эВ}$  [3], и необходимость наблюдения фотона с такой энергией существенно снижает эффективность регистрации процесса (1).

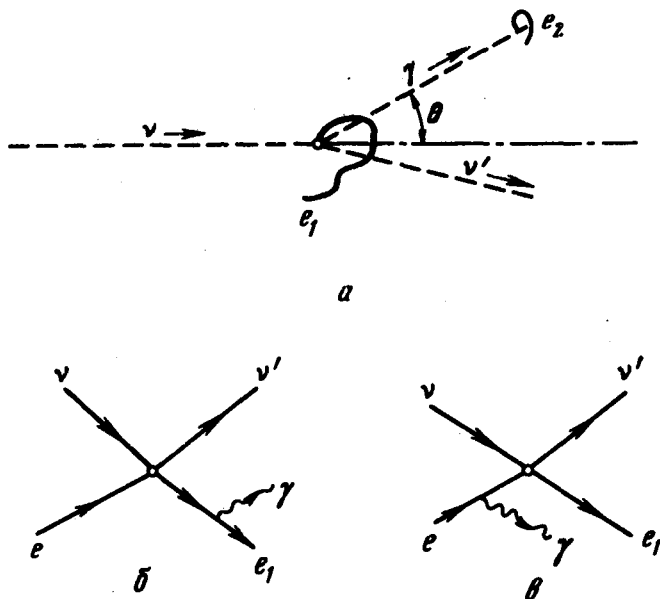


Рис. 1. *a* – Типичный случай  $\nu + e \rightarrow \nu + e + \gamma$  реакции в конденсированной среде:  $\nu$  и  $\nu'$  – нейтрино до и после рассеяния,  $e_1$  – электрон рассеяния  $e_2$  – фотоэлектрон,  $\theta$  – угол между импульсом первичного нейтрино и импульсом фотона; *б* – фейнмановские диаграммы  $\nu + e \rightarrow \nu + e + \gamma$  реакции

На рис. 1, *a* показана кинематическая схема процесса (1), а на рис. 1, *б, в* приведены фейнмановские диаграммы этого процесса. На основе этих диаграмм нами были вычислены распределения вторичных электронов и фотонов по энергиям и углам вылета. Из-за громоздкости полученных выражений приведем только качественные характеристики процесса (1): 1) дифференциальная вероятность образования фотона обратно пропорциональна его энергии, 2) дифференциальная вероятность образования фотона возрастает с увеличением энергии нейтрино, 3) дифференциальная вероятность испускания фотона особенно велика при большой энергии электрона, образующегося при рассеянии нейтрино, 4) фотоны вылетают главным образом в направлении потока нейтрино.

На рис. 2 приведены некоторые количественные результаты расчета дифференциального сечения образования фотонов, вылетающих в различные угловые интервалы, при рассеянии нейтрино с энергией 1  $\text{МэВ}$ .

Хотя процесс (1) в рассматриваемых условиях менее вероятен, чем  $\nu$ - $e$ -рассеяние, регистрация неупругого процесса (1) облегчается благодаря уменьшению вероятности имитации этого более сложного процесса фоновыми явлениями. Возможность выделения процесса (1) облегчается также наличием корреляций между кинематическими характеристиками вторичных электронов и фотонов (энергии и углы вылета) и предполагаемыми энергией и направлением импульса первичного нейтрино. В жидком аргоне пробег фотона с энергией 30 кэв составляет в среднем несколько мм, после чего фотон поглотится в результате фотоэффекта (см. рис. 1). По двум "точкам" – месту рождения электрона от рассеяния нейтрино и месту рождения фотоэлектрона, – можно определить направление вылета фотона, даже если пространственное разрешение детектора несколько хуже 1 мм. Преимущественное испускание фотонов в направлении падающих нейтрино позволяет найти направление на источник нейтрино.

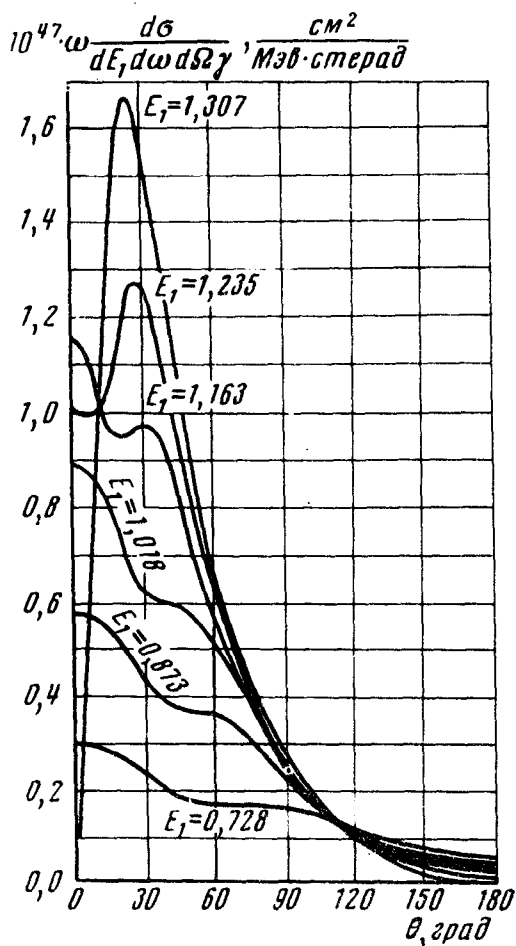


Рис. 2. Зависимость дифференциального сечения рассеяния нейтрино на электроном с образованием фотона  $d\sigma/dE_1 d\omega d\Omega_\gamma$  от угла вылета фотона  $\theta$  в телесный угол  $d\Omega_\gamma$  при различных полных энергиях рассеянного электрона  $E_1$ . Энергия нейтрино 1 Мэв (максимальная полная энергия электрона 1,307 Мэв, энергия фотона много меньше массы электрона)

В качестве примера рассмотрим применение процесса (1) для регистрации солнечных нейтрино. Как известно 99,99% нейтрино от Солнца

имеют энергию, по-видимому, менее  $2 \text{ Мэв}$  [4]. Полное сечение процесса (1), когда фотон имеет энергию  $\omega$  в интервале от  $\omega_1$  до  $\omega_2$  ( $\omega_1 < \omega_2 < m$ ,  $m$  — масса электрона), определяется выражением:

$$\sigma = [4\alpha\sigma_0 E/\pi m(m+2E)][(E+m)\ln(1+2E/m) - 2E]\ln(\omega_2/\omega_1) \quad (3)$$

здесь  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры  $1/137$ ,  $\sigma_0 = 8,3 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$ ,  $E$  — энергия нейтрино. Сечение рождения фотона с энергией больше  $30 \text{ кэв}$  легко оценить: при энергии нейтрино  $E = 1 \text{ Мэв}$ ,  $\omega_1 = 30 \text{ кэв}$ ,  $\omega_2 = 0,1 \text{ Мэв}$  получим  $\sigma \approx 3 \cdot 10^{-47} \text{ см}^2$  (такие фотоны можно регистрировать в  $0,3\%$  всех случаев  $\nu$ - $e$ -рассеяния). Из формулы (3) следует, что относительный вклад процесса (1) растет с ростом интервала энергий регистрируемых фотонов и с ростом энергии первичного нейтрино.

Из-за большой интенсивности потока нейтрино в области энергий  $\sim 1 \text{ Мэв}$  в электронном детекторе, содержащем  $\sim 300 \text{ м}^3$  жидкого аргона, только от одной монохроматической линии солнечного спектра — нейтрино с энергией  $0,86 \text{ Мэв}$  (предполагаемый поток  $\sim 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ ) можно ожидать около сотни неупругих событий в год.

Таким образом, величина эффекта от процесса (1) сравнима с ожидаемым эффектом от "борных" нейтрино в известном приборе Дэвиса [5]. При этом может быть получена более прямая информация о процессах на Солнце, так как нейтрино с энергией  $\sim 1 \text{ Мэв}$  возникают на более ранних стадиях термоядерного синтеза, чем "борные" нейтрино. Точность регистрации направления потока нейтрино составит  $\sim 10^\circ$ . Следовательно, солнечное происхождение регистрируемых нейтрино, в принципе, может быть однозначно определено, в то время как "слепые" методы, в том числе радиохимический метод, используемый в приборе Дэвиса, оставляют открытым вопрос о происхождении нейтрино.

Авторы благодарят Б.А.Долгошеина, П.Л.Невского и В.М.Полякову за помощь при выполнении данной работы.

Московский  
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию  
2 ноября 1973 г.

### Литература

- [1] Г.Т.Зацепин, Б.М.Понтекорво. Письма в ЖЭТФ, 12, 347, 1970.
- [2] Б.М.Понтекорво. УФН, 104, 3, 1971.
- [3] Б.А.Долгошеин, А.А.Круглов, В.Н.Лебеденко, В.П.Мирошниченко, Б.У.Родионов. Препринт ОИЯИ Р1-6245, 1972; ФЭЧАЯ, вып. 1. 167, 1973.
- [4] В.А.Кузьмин. Кандидатская диссертация М., ФИАН СССР, 1967.
- [5] R.Davis, J.C.Evans, V.Radeka, L.C.Rogers. Europhysics Conference Neutrino'72, Balatonfüred, Hungary, pp. 5 — 23, 1972.