

КОСМИЧЕСКИЕ НЕЙТРИНО И ВОЗМОЖНОСТЬ ПОИСКА W -БОЗОНА С МАССАМИ 30 – 100 Гэв В ПОДВОДНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

В.С.Березинский, А.З.Газизов

Обсуждается возможность поиска W -бозона в подводных экспериментах с помощью резонансной реакции $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow$ адроны. Резонансное рождение W -бозонов проявляется узким пиком в энергетическом спектре подводных ядерно-электромагнитных каскадов. Для масс W -бозонов 30 – 100 Гэв (резонансные энергии антинейтрино $9 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{16}$ эв) резонансный эффект должен более чем на порядок превышать фон, вызываемый нерезонансными нейтринными событиями.

Поиск W -бозона в подводных нейтринных экспериментах наиболее эффективен по резонансной реакции Глэшоу [1]: $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow$ адроны. Массы W -бозона (m_W) от 30 до 100 Гэв соответствуют резонансным энергиям антинейтрино $E_\nu = m_W^2 / 2m_e$ от $9 \cdot 10^{14}$ до $1 \cdot 10^{16}$ эв. Масса W -бозона в модели Вайнберга ($m_W \approx 70$ Гэв) соответствует энергии антинейтрино $5 \cdot 10^{15}$ эв. Потоки нейтрино таких энергий, достаточные для поиска W -бозона, можно ожидать от внегалактических источников [2]. Фон от атмосферных мюонов при таких энергиях пренебрежимо мал, и резонансное рождение W -бозонов проявляется узким пиком в энергетическом спектре ливней от адронов, обусловленном другими нейтринными событиями ($\nu_\mu + N \rightarrow \mu +$ адроны, $\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\mu} +$ адроны и т. д.).

В настоящее время планируется проведение эксперимента ДЮМАНД по регистрации высокоэнергичных мюонов и нейтрино на 5-километровой глубине в океане [3]. Установка должна представлять собой решетку из фотоумножителей, охватывающую объем 10^9 м³. Детектором частиц служит сама водная среда океана в пространстве между фотоумножителями; в рассматриваемой реакции, в частности, адроны, возникшие в результате $\bar{\nu}_e$ столкновения, вызовут ядерно-электромагнитный ливень в воде, излучающий черенковский свет.

Еще более эффективна регистрация ливней от нейтрино с энергией выше 10^{16} эв под водой акустическим методом [4].

Сечение реакции $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow$ адроны вблизи резонанса описывается формулой Брайта – Вигнера

$$\sigma = \frac{4\pi}{m_W^2} \frac{2J+1}{2j+1} \frac{\Gamma_l \Gamma_h}{(E_c - m_W)^2 + \Gamma^2/4} \quad (1)$$

здесь $J = 1$ – спин W -бозона, $j = 1/2$ – спин электрона, $\Gamma_l = \frac{1}{6\pi\sqrt{2}} G_F m_W^3$ –

ширина лептонного канала распада $W \rightarrow l\nu$, G_F – фермиевская константа слабого взаимодействия, Γ_h – ширина адронного канала и Γ – полная ширина. В четырехкварковой цветной модели $\Gamma_h = 6\Gamma_l$ и $\Gamma_h \approx 3/4\Gamma$, если имеются только два лептонных канала распада $W \rightarrow e\nu$ и $W \rightarrow \mu\nu$.

При массе W -бозона $m_W \geq 30$ Гэв вся верхняя полусфера над установкой прозрачна для антинейтрино с резонансной энергией. Интегрируя по степенному спектру нейтрино с учетом сечения (1) легко найти частоту появления резонансных событий $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow$ адроны в установке с полным числом электронов N_e :

$$\nu_{\text{рез}} = 3\sqrt{2}\pi^2\gamma N_e G_F \Phi_{\bar{\nu}_e}(> E_0), \quad (2)$$

где γ – показатель интегрального спектра нейтрино, а G_F соответствует сечению $4,4 \cdot 10^{-33}$ см².

Таким образом частота появления резонансных событий $\nu_{\text{рез}}$ определяет поток антинейтрино при энергии выше $E_0 = m_W^2/2m_e$ независимо от массы W -бозона. Это связано с тем, что $\nu_{\text{рез}} \sim \Phi_{\text{диф}}(E_0) \Gamma_{\text{лс}} \sigma_{\text{max}}$, где $\Phi_{\text{диф}}(E_0)$ – дифференциальный спектр антинейтрино, $\Gamma_{\text{лс}} = \frac{m_W}{m_e} \Gamma \sim G_F \frac{m_W}{m_e}$ –

ширина резонанса в лаб. системе и $\sigma_{\text{max}} \sim 1/m_W^2$ – сечение в максимуме резонанса. Учитывая, что $E_0 = m_W^2/2m_e$ и что $\Phi_{\text{диф}}(E_0) \cdot E_0 \sim \Phi(> E_0)$ мы убеждаемся, что частота появления резонансных событий действительно не зависит от массы W -бозона.

Частота появления резонансных событий $\nu_{\text{рез}}$ (в лет⁻¹) с энергояделением $E_0 = m_W^2/2m_e$ в подводном объеме V (в м³) связана с интегральным потоком антинейтрино $\Phi_{\bar{\nu}_e}(> E_0)$ соотношением:

$$\Phi_{\bar{\nu}_e}(> E_0) = 5,3 \cdot 10^{-15} \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\nu}{10} \right) \left(\frac{10^9}{V} \right) \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}. \quad (3)$$

В случае нейтрино, рожденных в столкновениях протон-нуклон (pp-нейтрино [2]) электронные антинейтрино составляют $1/6$ часть от всех нейтрино. При $\nu = 10$ лет⁻¹ установка ДЮМАНД объемом 10^9 м³ может зарегистрировать поток $3 \cdot 10^{-14}$ см⁻² · сек⁻¹ · стерад⁻¹. Для модели Вайнберга такой поток необходимо иметь при энергии $5 \cdot 10^{15}$ эв. Согласно [2] этот поток на два порядка превышает поток нейтрино от нор-

мальных галактик. Однако в [2] показано, что реальный поток нейтрино может быть на три порядка больше, чем от нормальных галактик.

Акустический метод детектирования нейтрино высоких энергий [4] позволяет увеличить эффективный объем установки на два порядка. В этом случае W -бозон можно обнаружить даже в суммарном потоке антинейтрино из нормальных галактик и из нашей Галактики.

Фоновыми по отношению к резонансным событиям являются реакции: $\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu + \text{адроны}$, $\nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} + \text{адроны}$, $\nu_e + N \rightarrow e + \text{адроны}$, $\nu_e + N \rightarrow \nu_e + \text{адроны}$, $\nu_e + e \rightarrow \nu_e + e$, $\nu_{\mu} + e \rightarrow \mu + \nu_e$, и $\nu_{\mu} + e \rightarrow \nu_{\mu} + e$. Ширина резонанса составляет всего 5–6% от резонансной энергии E_0 , и ширина разрешения подводных установок, по-видимому, будет значительно больше. Поэтому в качестве условия обнаружения W -бозона потребуем, чтобы частота резонансных событий превышала частоту фоновых ливней с энергией $\geq E_0$ из верхней полусферы. Тогда с учетом всех названных реакций мы получим отношение частоты резонансных событий к фоновым:

$$\frac{\nu_{\text{рез}}}{\nu_{\text{фон}}(\geq E_0)} = 1,3 \cdot 10^3 \left(\frac{10}{m_W} \right)^2, \quad (4)$$

где m_W измеряется в Гэв. Отношение (4) может быть улучшено, если дополнительно дискриминировать фоновые события по регистрации мюона и использовать только события внутри энергетического интервала ΔE разрешения установки. Для ν_{μ} -нейтрино [2] соотношение (4) ухудшается из-за уменьшения относительного числа $\bar{\nu}_e$ в полном потоке нейтрино. Если поиск W -бозона проводить по мюонам ($\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_{\mu}$), число которых превышает частоту ливней из-за большого пробега мюонов, то соотношение (4) уменьшается в ~ 25 раз.

Если имеют место нейтринные осцилляции [5], вызывающие переходы $\bar{\nu}_{\mu} \rightleftharpoons \bar{\nu}_e$, то поток $\bar{\nu}_e$ и соотношение (4) увеличиваются. Этот эффект особенно существенен для ν_{μ} -нейтрино.

Авторы благодарят Г.Т.Зацепина, Б.Л.Иоффе и Ю.П.Никитина за полезные обсуждения.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 февраля 1977 г.

Литература

- [1] S.L.Glashow. Phys. Rev., 118, 316, 1960.
- [2] V.S.Berezinsky, A.Yu.Smirnov. Astrophysics and Space Sci., 32, 461, 1975; V.S.Berezinsky. G.T.Zatsepin. Proceedings of the 1976 DUMAND Summer Workshop, Ed. A.Roberts (to be published).
- [3] Proceedings of the 1975 Summer Workshop on DUMAND project, Ed. P. Kotzer, Western Washington State College, 1976; Proceedings of the 1976 DUMAND Summer Workshop. Ed. A.Roberts (to be published).
- [4] Г.А.Аскарьян, Б.А.Долгошеин. Доклад на совещании DUMAND-76; Препринт ФИАН №160, 1976; Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 232.
- [5] Б.М.Понтекорво. ЖЭТФ, 53, 1717, 1967.