

$$n_n = 1,7 \times 10^{38} \left( \frac{\rho}{\rho_{\text{nuc}}} \right) \text{ см}^{-3},$$

$$n_e = n_p = 9,6 \times 10^{35} \left( \frac{\rho}{\rho_{\text{nuc}}} \right)^2 \text{ см}^{-3},$$

$$E'_F(n) = E'_F(e) = 60 \left( \frac{\rho}{\rho_{\text{nuc}}} \right)^{2/3} \text{ МэВ},$$

$$E'_F(p) = 1,9 \left( \frac{\rho}{\rho_{\text{nuc}}} \right)^{4/3} \text{ МэВ/с},$$

$$p'_F(n) = 340 \left( \frac{\rho}{\rho_{\text{nuc}}} \right)^{1/3} \text{ МэВ/с},$$

$$p'_F(e) = p'_F(p) = 60 \left( \frac{\rho}{\rho_{\text{nuc}}} \right)^{2/3} \text{ МэВ/с}.$$

Здесь  $\rho_{\text{nuc}} = 2,8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ .

### 11.3. ТЕОРИЯ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Наше современное понимание слабых взаимодействий, например  $\beta$ -распада, представлено теорией Вейнберга — Салама — Глэшоу (ВСГ)<sup>1)</sup>. Согласно этой теории, слабые силы, действующие между фермионами, обусловлены обменом массивными векторными бозонами во многом так же, как электромагнитное взаимодействие обусловлено обменом фотонами (безмассовыми векторными бозонами; см. приложение Г).

В стандартной модели ВСГ существуют два заряженных «промежуточных» бозона  $W^+$  и  $W^-$ , а также один нейтральный промежуточный бозон  $Z^0$ . Как предсказывается теорией, они должны обладать следующими массами:

$$m_W c^2 = \frac{37,3 \text{ ГэВ}}{\sin \theta_w} = 78,1 \pm 1,7 \text{ ГэВ},$$

$$m_Z c^2 = \frac{m_W c^2}{\cos \theta_w} = 88,9 \pm 1,4 \text{ ГэВ},^2) \quad (11.3.1)$$

<sup>1)</sup> Отличное историческое введение в теорию слабого взаимодействия дано в работе [141].

<sup>2)</sup> В экспериментах на протон-антипротонном коллайдере Европейского центра ядерных исследований (ЦЕРН) удалось наблюдать рождение промежуточных бозонов и определить их массы, значения которых находятся в отличном согласии с предсказаниями теории. — *Прим. перев.*

где угол Вейнберга  $\theta_w$  определен экспериментально:

$$\sin^2 \theta_w = 0,228 \pm 0,010. \quad (11.3.2)$$

При малых энергиях взаимодействия ( $E^2/c^4 \ll m_w^2; m_Z^2$ ), которые характеризуют все процессы, протекающие в недрах нейтронной звезды, гамильтониан ВСГ включает в себя старый V — A-гамильтониан, предложенный Фейнманом и Гелл-Маном в 1958 г. Здесь V обозначает векторную часть взаимодействия, а A — аксиально-векторную часть. В обеих теориях эффективная плотность гамильтониана имеет вид

$$\mathcal{H}_{\text{вк}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu^\dagger J^\mu, \quad (11.3.3)$$

где  $J_\mu$  — плотность 4-тока взаимодействующих фермионов. Универсальная постоянная связи Ферми  $G_F$ , появляющаяся в эффективном гамильтониане для низких энергий, следующим образом связана с параметрами ВСГ ( $\hbar = c = 1$ ):

$$\begin{aligned} G_F &= \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{\alpha}{m_w^2 \sin^2 \theta_w} = 1,16632 \pm 0,00004 \times 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2} \\ &= 1,43582 \pm 0,00005 \times 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \approx \frac{1,0 \times 10^{-5}}{m_p^2}. \end{aligned} \quad (11.3.4)$$

Здесь  $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$  — постоянная тонкой структуры.

Важное различие между старой и новой теориями при малых энергиях заключается в том, что в старой теории разрешены только реакции с *заряженными токами*. Это такие реакции, в которых, согласно новой теории, связующим звеном являются заряженные векторные бозоны  $W^+$  или  $W^-$ . В модели ВСГ могут существовать добавочные реакции с *нейтральными токами*, где связующим звеном служит  $Z^0$ . Экспериментальное подтверждение реакций с нейтральными токами в 1974 г. сыграло свою роль в присуждении в 1979 г. Нобелевской премии Вейнбергу, Саламу и Глэшоу.

Реакции (11.2.1) протекают с взаимодействиями через посредство заряженных токов (нейтрон превращается в заряженный протон), а процессы рассеяния

$$\nu + n \rightarrow \nu + n, \quad \nu + p \rightarrow \nu + p \quad (11.3.5)$$

протекают через посредство нейтральных токов. Некоторые процессы, например рассеяние нейтрино на лептонах

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-, \quad \nu_\mu + \mu^- \rightarrow \nu_\mu + \mu^-, \quad (11.3.6)$$

происходят как через заряженные, так и через нейтральные токи (рис. 11.1).

Поперечные сечения в старой V — A-теории обычно растут, как  $G_F^2 E^2$ , где  $E$  — энергия двух взаимодействующих тел в системе отсчета, связанной с центром масс. Таким образом, при  $E \rightarrow \infty$  выражение для сечения быстро расходится. В теории ВСГ сечения сходятся быстрее, чем  $\sigma \propto (\ln E)^n$ ,

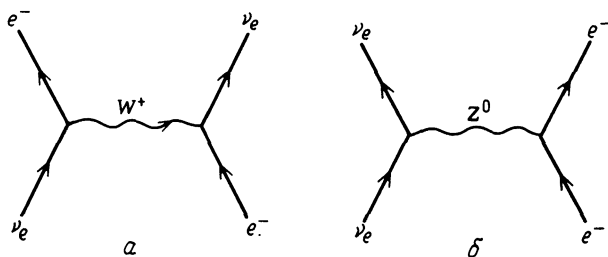


Рис. 11.1 Диаграммы Фейнмана для рассеяния  $e^- - \bar{\nu}_e$ :  $a$  — реакция с заряженным током;  $b$  — реакция с нейтральным током.

где  $n \leq 2$ . Модель ВСГ, как и квантовая электродинамика, допускает перенормировки: расходящиеся интегралы, которые возникают в членах высокого порядка при разложении возмущений по константе взаимодействия, можно удалить хорошо известными методами [350, 564, 565, 566].

Наконец, отметим, что модель ВСГ объединяет в одном гамильтониане как слабое, так и электромагнитное взаимодействия. Точнее, полученные из лагранжиана уравнения поля устанавливают такую же связь между электромагнитными и слабыми полями, как уравнения Максвелла соотносят между собой поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ . Этот успех привел к новым попыткам «великого объединения» описаний всех известных взаимодействий в единую теорию. Однако здесь нам следует остановиться, поскольку обсуждение этого вопроса завело бы нас слишком далеко.

#### 11.4. РАСПАД СВОБОДНОГО НЕЙТРОНА

Модифицированные урка-реакции включают в себя как сильные, так и слабые взаимодействия. Например, в реакции (11.2.10) сталкивающиеся нейтроны обмениваются пионами, пока один из нейтронов не распадется, превращаясь в протон. Поэтому до вычисления скоростей этих процессов рассмотрим более простую реакцию — чистый нейтронный распад в вакууме, т.е. реакцию (11.2.1), где эффекты сильного взаимодействия малы. Приведенное в данном разделе обсуждение в значительной степени применимо также к бета-распаду в ядрах.

Выделяемая при типичном бета-распаде энергия мала ( $Q \sim \text{МэВ}$ ) по сравнению с энергией покоя нуклонов. Следовательно, можно воспользоваться «золотым правилом» теории возмущений, зависящих от времени, в нерелятивистском приближении и получить скорость распада

$$d\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} \left( \frac{1}{2} \sum_{\text{spins}} |H_{fi}|^2 \right) \rho_e \rho_{\bar{\nu}_e} dE_e dE_{\bar{\nu}_e} \delta(E_{\bar{\nu}_e} + E_e - Q). \quad (11.4.1)$$

Здесь  $\rho_e$  и  $\rho_{\bar{\nu}_e}$  — плотности конечных состояний  $e^-$  и  $\bar{\nu}_e$  соответственно, приходящиеся на единичный интервал значений энергии, а  $E_e$  — энергия