

ЭФФЕКТЫ НАПРАВЛЕННОСТИ НЕЙТРИННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ И ЕГО ВОЗМОЖНЫЕ СЛЕДСТВИЯ

Ю.М.Лоскутов

Ниже предсказывается эффект угловой асимметрии нейтринного излучения в магнитном поле, обусловленного магнитотормозными, фотоядерными и другими процессами. Указывается на возможность интенсивного самоускорения некоторых объектов ¹.

Создавая в пространстве выделенное направление, магнитное поле, естественно ожидать, будет модифицировать процессы, обусловленные слабыми взаимодействиями. Так, следует ожидать, что электрон, обладая в поле положительным моментом L_3 , в силу корреляционной связи L_3 со спиновыми состояниями нейтрино ν_e , будет генерировать магнитотормозные нейтрино ν_e преимущественно той же ориентации их спинов (вдоль поля), что эквивалентно преимущественному испусканию их против поля. Антинейтрино, взаимодействуя с позитронными состояниями, должны будут обладать по тем же причинам противоположной преимущественной поляризацией, и, стало быть, той же угловой направленностью. В итоге электроны должны будут начать самоускоренное движение вдоль поля. Пользуясь ², можно найти ¹ среднее изменение в единицу времени коллинеарной полю B компоненты p_3^e импульса электрона

$$\langle \dot{p}_3^e \rangle = \frac{5G^2 m^6}{54\pi^3} \left(\frac{m}{E} \right) \chi^7 \quad (1a)$$

при $\chi \ll 1$ и

$$\langle \dot{p}_3^e \rangle = \frac{11\Gamma(4/3)}{3^{2/3}(9\pi)^3} G^2 m^6 \left(\frac{m}{E} \right) \chi^{7/3} \quad (1b)$$

при $\chi \gg 1$, где E — энергия электрона, $\chi = (E/m)(B/B_{Cr})$, $B_{Cr} = m^2/|e|$. Эффективные энергии рождаемых электроном пар $\nu_e \bar{\nu}_e$ при $\chi \ll 1$ и $\chi \gg 1$ имеют соответственно порядок χE и E , а обратные времена релаксации процесса излучения даются выражениями:

$$\tau^{-1} = \frac{119G^2 m^5}{36\sqrt{3}(2\pi)^3} \left(\frac{m}{E} \right) \chi^5 \quad (2a)$$

при $\chi \ll 1$ или

$$\tau^{-1} = \frac{2G^2 m^5}{(6\pi)^3} \left(\frac{m}{E} \right) \chi^2 \left[\ln \frac{\chi}{\sqrt{3}} - \frac{5}{6} - C \right] \quad (2b)$$

при $\chi \gg 1$. Если этот процесс идет в условиях нейтронной звезды (на этапе ее эволюции), то к моменту τ она приобретет параллельную собственному полю (во внутренней области) скорость $v \sim 6 \cdot 10^6 \delta_e \chi^2$ см/с при $\chi \ll 1$ или $v \sim 10^7 \delta_e \left[\chi^{1/3} / (\ln(\chi/\sqrt{3}) - \frac{5}{6} - C) \right]$ при $\chi \gg 1$, где $\delta_e = n_e / (n_n + n_p)$, n_e , n_n и n_p — плотности электронов, нейтронов и протонов соответственно. При $B \sim B_{Cr}$, $\chi \sim 10^2$ и $n_e \sim n_n \sim n_p$ получим

$$\tau \sim 2 \cdot 10^3 \text{ с} \quad \text{и} \quad v \sim 10^7 \text{ см/с.}$$

В магнитных полях, близких к швингеровскому, поперечное (по отношению к полю) движение электронов ограниченной энергии ($m^2 \leq E^2 < m^2 + 2|e|B$) будет подавляться, а его динамика вырождаться в эффективно одномерную. По этой причине окажутся подавленными спиновые состояния ζ с ориентацией вдоль поля (на основном уровне Ландау единственно возможным является состояние с $\zeta = -1$). Аналогично будут подавляться соответствующие состояния виртуальных электронов и позитронов. Благодаря этому основной вклад в матричные элементы процессов с участием виртуальных электронов и позитронов будут давать их состояния с определенной спиновой ориентацией, что в случае "слабых" процессов с участием нейтрино должно привести в силу электрон-нейтринной спиновой корреляции к асимметрии в распределении нейтрино по спиновым состояниям относительно поля, а, значит, и к асимметрии их углового распределения. Распределение антинейтрино по спиновым состояниям вследствие позитрон-антинейтринной спиновой корреляции будет обратным, а, значит, угловая асимметрия той же, что и для ν_e . Принимая во

внимание сопряженность реальных и виртуальных состояний, следует ожидать, что генерируемые в реакциях первоначально неполяризованных частиц (без участия реальных электронов и позитронов в начале и конце процесса) нейтрино и антинейтрино будут обладать преимущественной спиновой ориентацией вдоль и против поля соответственно, а распределение по суммарному импульсу пары $\nu_e \bar{\nu}_e$ будет содержать член, указывающий на преимущественное их испускание против поля.

Пользуясь ³, можно показать, что в случае фоторождения $\nu_e \bar{\nu}_e$ на ядрах в сильном магнитном поле отношение числа пар $\nu_e \bar{\nu}_e$ с отрицательной проекцией суммарного импульса на направление поля к числу $\nu_e \bar{\nu}_e$ с соответствующей положительной проекцией имеет порядок 1,5. Вычисленные на основе ³ обратное время τ^{-1} релаксации и среднее изменение в единицу времени коллинеарного полю импульса ядер (или протонов — при $Z = 1$) равны ¹:

$$\tau^{-1} = 1,537 \cdot 10^4 (Ze)^2 \alpha^2 G^2 m^5 \left(\frac{kT}{m} \right)^9, \quad \langle \dot{p}_3^p \rangle = 0,8 \frac{kT}{\tau}, \quad (3)$$

где ради оценок было принято планковское распределение фотонов. Если это отнести к нейтронной звезде, то получим, что к моменту τ развиваемая ею скорость может достичь величины $v \sim 1,2 \cdot 10^7 \delta_p (kT/m)$ см/с. В случае фоторождения $\nu_e \bar{\nu}_e$ на электронах расчеты дают ¹

$$\tau^{-1} = \frac{2^9}{7\pi^3} \alpha G^2 m^5 \left(\frac{kT}{m} \right)^7, \quad \langle \dot{p}_3^e \rangle = - \frac{28}{135} \frac{kT}{\tau} \quad (4)$$

и в приложении к нейтронной звезде для ее скорости получаем оценку $v \sim - 3 \cdot 10^6 \delta_e (kT/m)$ см/с. Анализ на основе ⁴ процесса тормозного излучения $\nu_e \bar{\nu}_e$ при электрон-ядерных (протонных) столкновениях дает ¹

$$\tau^{-1} = 2,7 \cdot 10^{-2} (Ze)^2 \alpha G^2 m^2 n_0 \left(\frac{kT}{m} \right)^{7/2}, \quad \langle \dot{p}_3^p \rangle = - 0,1 \frac{kT}{\tau}, \quad (5)$$

где распределение электронов предполагалось максвелловским. Это приводит к $v \sim - 1,5 \cdot 10^6 \delta_e (kT/m)$ см/с.

Эффект угловой асимметрии должен также иметь место при прямом и обратном β -распаде в сильном магнитном поле¹⁾, если поперечное движение электронов будет подавлено. Грубые оценки ¹ развиваемых нейтронными звездами скоростей за счет прямого и обратного процессов приводят соответственно к $v \sim - 10^6 \delta_n$ см/с и $v \sim - 4,5 \cdot 10^6 \delta_e (E_\nu / m)$ см/с, где E_ν — эффективная энергия рождаемых нейтрино. Следует еще добавить, что если процесс обратного β -распада будет превалировать над прямым β -распадом, то за счет уносимого нейтрино момента, момент звезды будет несколько меняться.

Литература

1. Лоскутов Ю.М. Препринт №4/1984, физ. факультет МГУ, 1984.
2. Лоскутов Ю.М., Захарцов В.М. Изв. высш. уч. зав., сер. физика, 1969, 8, 98.
3. Лоскутов Ю.М., Скобелев В.В. ЯФ, 1980, 31, 1279.
4. Лоскутов Ю.М., Скобелев В.В. ТМФ, 1976, 29, 65.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
27 января 1984

¹⁾ Частное сообщение Н.Н.Чугая (АС АН СССР).