

## СВЕТОПОЗИТРОНИЙ В МАГНИТОСФЕРЕ ПУЛЬСАРА

В.В.Усов, А.Е.Шабад

Показано, что в сильном магнитном поле образуется смешанное состояние фотона и позитрония, и описаны соответствующие дисперсионные кривые. Этот эффект позволяет повысить оценки светимости пульсаров с магнитным полем у поверхности, большим, чем  $4 \cdot 10^{12}$  Гс, до наблюдаемых значений.

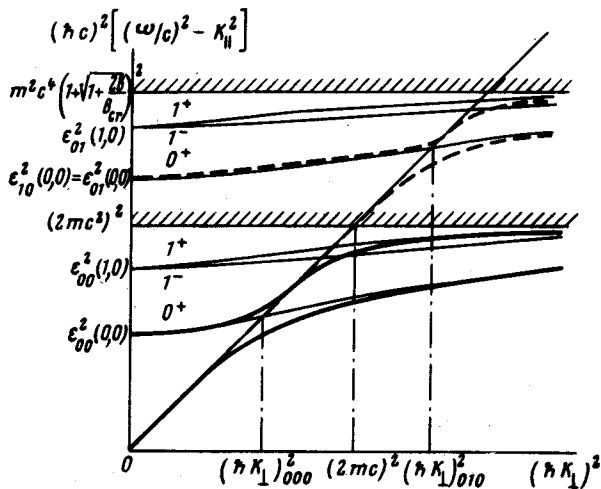
Согласно принятым представлениям<sup>1-3</sup> в магнитосфере пульсара происходят следующие процессы, определяющие в конечном счете формирование его излучения. Электрическое поле  $E$ , создаваемое вращением магнитного поля пульсара  $B$ , ускоряет заряженные частицы вблизи его поверхности, которые двигаясь вдоль искривленных линий магнитного поля, излучают "изгибные"  $\gamma$ -кванты в направлении по касательной к силовым линиям поля  $B$  (подробнее см. <sup>1,2,4</sup>). Впоследствии такой  $\gamma$ -квант рождает две частицы: электрон и позитрон, — каждая из которых находится на одном из уровней Ландау, но при этом свободно движется вдоль  $B$ . Родившиеся пары экранируют поле  $E$ , начиная с некоторых расстояний от поверхности.

Эта картина существенно изменится в ее последней части, если учесть возникновение смешанного состояния "фотон — кулоновски связанная пара (атом позитрония)". Мы называем это состояние светопозитронием по аналогии с термином "светозкситон". Оно образуется благодаря кинематической разрешенности в магнитном поле однофотонного рождения позитрония, обсуждавшейся в <sup>5,6</sup> и недавно вновь подчеркнутой в <sup>7</sup> (что стимулировало выполнение данной работы). В процессе распространения изгибный  $\gamma$ -квант эволюционирует вдоль дисперсионной кривой светопозитрония, переходя адиабатически в позитроний. При этом энергия фотона канализируется в направлении искривленного магнитного поля. Это является усилением наших предыдущих результатов<sup>8-11</sup>, когда аналогичный, но количественно более слабый эффект захвата получался за счет рассмотрения смешанного состояния "фотон —  $e^+ e^-$  - пара на границе непрерывного спектра". Наиболее важным отличием теперь является явление логарифмически большой по  $B$  энергии связи (падение на центр при  $B \rightarrow \infty$  в кулоновски связанной системе<sup>12</sup>), что делает родившиеся атомы позитрония устойчивыми относительно ионизирующего действия поля  $E$ . Значение этого факта для физики пульсаров мы обсудим ниже.

Нам будет достаточно рассмотреть случай  $B \gg 2 \cdot 10^9$  Гс, когда зависимость волновой функции связанной пары от степеней свободы поперек  $\mathbf{B}$  можно считать такой же, как и для свободной. Для получения совместных дисперсионных кривых фотона и позитрония необходимо описывать последний таким полным набором квантовых чисел, среди которых есть величины, связанные с импульсом фотона  $\hbar \mathbf{k}$  законами сохранения, вытекающими из трансляционной инвариантности поляризационного оператора в постоянном поле  $B_z = B, B_x = B_y = 0$ . Такой набор естественно возникает, если использовать калибровку потенциалов внешнего поля  $A_x = -By, A_y = A_z = A_0 = 0$ , при которой трансляционная инвариантность вдоль оси  $x$  является явной. Следуя работе <sup>7</sup>, где впервые в задаче о спектре позитрония в магнитном поле было использовано уравнение Бете – Салпитера, получим одномерное уравнение Шредингера относительно разности координат  $z^- - z^+$  электрона и позитрона, находящихся на уровнях Ландау с номерами  $n, n'$ . При этом для потенциала возникает весьма естественное выражение:

$$V(z^- - z^+) = -\alpha [(z^- - z^+)^2 + (y_0^- - y_0^+)^2]^{-1/2}, \quad \alpha = 1/137, \quad (1)$$

где  $(y_0^- - y_0^+) = (p_x^- + p_x^+) c / (eB)$  – расстояние между  $y$ -координатами центров орбит электрона и позитрона,  $(p_x^\pm / \hbar)$  – их волновые векторы вдоль оси  $x$ . Дискретный спектр значений полной энергии позитрония  $\epsilon_{nn'}(n_c, p_x^+ + p_x^-)$  нумеруется при каждом  $n, n'$  квантовым



Дисперсионные кривые фотона, позитрония и их смешанного состояния. Позитрониевые кривые помечены символами  $n_c^\pm$ , где  $n_c = 0, 1, \dots$ , а знаки  $(\pm)$  указывают на четность состояния относительно отражения оси  $z$

числом  $n_c = 0, 1, \dots$  и изображен тонкими кривыми линиями, идущими почти горизонтально на рисунке. Вдоль оси абсцисс отложен квадрат компоненты импульса фотона поперек магнитного поля  $\hbar^2 k_{\perp}^2 = \hbar^2 k_x^2$ , связанный с квантовыми числами рождаемого фотоном позитрония законом сохранения  $\hbar k_{\perp} = p_x^+ + p_x^-$ . (Мы выбрали  $k_y = 0$ ). По другой оси отложен квадрат энергии фотона  $(\hbar \omega)^2 \equiv c^2 \hbar^2 k_0^2$  за вычетом квадрата его импульса  $\hbar k_{\parallel}$  вдоль поля, равного импульсу движения центра масс позитрония в том же направлении. Величина  $c^2 \hbar^2 (k_0^2 - k_{\parallel}^2)$  совпадает в силу закона сохранения энергии с  $\epsilon_{nn'}^2(n_c, p_x^+ + p_x^-)$ . Используя результаты <sup>1,2</sup>, имеем следующее выражение для нижней спектральной кривой позитрония с  $n_c = 0$  для каждой серии  $n, n'$  (верное, пока логарифм велик):

$$\begin{aligned} c\hbar \left[ \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 - k_{\parallel}^2 \right]^{1/2} &= (m_n + m_{n'}) c^2 - 2\alpha^2 M_{nn'} c^2 \left( \ln \frac{\beta m}{2\alpha M_{nn'} \sqrt{\beta + \eta^2}} \right)^2 = \\ &= \epsilon_{nn'}(0, k_{\perp} \hbar), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\beta = B/B_{cr}$ ,  $B_{cr} = (m^2 c^3 / e\hbar) = 4,4 \cdot 10^{13}$  Гс,  $\eta = \hbar k_{\perp} / mc$ ,  $M_{nn'} = m_n m_{n'} / (m_n + m_{n'})$  – при-

веденная масса частиц, находящихся на уровнях Ландау  $n, n'$  и имеющих массы  $m_j = m \cdot \sqrt{1 + 2j\beta}$ ,  $j = n, n'$ . Горизонтальные заштрихованные линии обозначают границы непрерывного спектра для  $n = n' = 0$  (нижняя) и  $n + n' = 1$  (верхняя). Дисперсионная кривая фотона с учета поляризации вакуума  $k_0^2 - k_{\parallel}^2 = k_{\perp}^2$  изображена на рисунке наклонной прямой. Ее пересечения со спектральными кривыми позитрония и границами непрерывного спектра являются квазипересечениями (для четных по отражению  $z^+ \leftrightarrow z^-$  состояний). В их окрестности теория возмущений неприменима, дисперсионные кривые фотона и позитрония взаимодействуют сильно, расталкиваются и пересоединяются. Обобщая процедуру<sup>9</sup>, мы получили представление собственных значений поляризационного оператора  $k_p$ ,  $i = 1, 2, 3$  в виде суммы полюсных вкладов позитрониевых состояний и решили уравнения дисперсии  $k_0^2 - k_{\parallel}^2 - k_{\perp}^2 = \kappa_i(k_0^2 - k_{\parallel}^2, k_{\perp}^2)$  около квазипересечений. При  $n = n' = 0$  только фотон моды  $i = 2$ , электрический вектор которого  $e$  лежит в плоскости, образуемой векторами  $k$  и  $B$ , объединяется с позитронием, образуя светопозитроний, дисперсионные кривые которого (жирные линии на рисунке) задаются выражениями:

$$(c \hbar)^2 (k_0^2 - k_{\parallel}^2)_{\pm} = 2m^2 c^4 \left[ E^2 + \frac{\eta^2}{4} \pm \sqrt{\left(E - \frac{\eta^2}{4}\right)^2 + 4\alpha\beta E \left(\frac{1-E}{2}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\eta^2}{2\beta}\right)} \right], \quad (3)$$

где  $E = \epsilon_0 \cdot (0, k_{\perp} \hbar) / 2mc^2$ . Дисперсионные кривые другой моды, у которой  $e \perp k$  и  $e \perp B$ , показаны на рисунке пунктирными линиями.

В пределах применимости геометрической оптики  $\gamma$ -квант, испущенный по касательной к искривленной магнитной силовой линии, в процессе распространения изменяет свои компоненты  $k_{\parallel}$  и  $k_{\perp}$ , перемещается вдоль нижней ветви дисперсионной кривой на рисунке снизу вверх направо, постепенно превращаясь с достоверностью в позитроний при  $k_{\perp}^2 \gg (2mc/\hbar)^2$ . При этом центр волнового пакета загибается в сторону искривленности силовых линий, так как компонента групповой скорости поперек поля  $c(\partial k_0 / \partial k_{\perp})$  стремится к нулю с ростом  $k_{\perp}$ . Аналитические выражения, определяющие движение центра пакета — те же, что и в<sup>10,11</sup>, но с функцией  $k_{\parallel}(k_{\perp})$ , взятой из (3). Можно показать, что при  $B \gg 0,1 B_{cr}$  поворот происходит достаточно плавно, так что приближение геометрической оптики справедливо. Нестабильность позитрония с  $n = n' = 0$ , связанная с процессами, отличными от однофотонной аннигиляции, должна учитываться в данном контексте как уширение его спектральной линии. Можно показать, что при том же условии  $B \gtrsim 0,1 B_{cr}$  уширение за счет главного процесса — распада на два фотона (ср.<sup>13</sup>), допустимого левее пересечения дисперсионной кривой с прямой  $k_0^2 - k_{\parallel}^2 = k_{\perp}^2$ , — не приводит к замазыванию щели между  $(\pm)$ -ветвями кривых (2). При меньших полях возможно просачивание с ветви на ветвь и рождение в конечном счете несвязанных  $e^+ e^-$ -пар, которые будут экранировать электрическое поле пульсара. Это произойдет на расстояниях от пульсара, где магнитное поле уже мало ( $B \lesssim 0,1 B_{cr}$ ), чем и определяется в нашей схеме высота  $h$  полярного зазора, т.е. области вблизи пульсара, в которой электрическое поле ускоряет заряженные частицы, накачивая энергию в магнитосферу. Для пульсара PSR 0833-45, расположенного внутри остатка сверхновой Vela, при напряженности магнитного поля на его поверхности  $B_s = 7 \cdot 10^{12}$  Гс высота полярного зазора получается равной  $h \cong 2 \cdot 10^5$  см, что более, чем на порядок, превышает значение, полученное в<sup>3</sup> в рамках традиционных представлений о том, что все рождающиеся пары взаимно не связаны при сколь угодно больших полях  $B$ . Теоретически ожидаемая светимость пульсара пропорциональна  $h$ , и поэтому рассмотренный эффект позволяет поднять оценку светимости PSR 0833-45 от  $2 \cdot 10^{33}$  эрг/с в<sup>3</sup> до наблюдаемого<sup>14</sup> значения  $4 \cdot 10^{34}$  эрг/с. Отметим, что электрическое поле в зазоре  $\sim 10^5$  CGSE значительно ниже величины  $E_{ion}^{crit} \cong 4 \cdot 10^7$  CGSE, необходимой для ионизации позитрония.

Авторы признательны В.Л. Гинзбургу, А.В. Гуревичу, Е.С. Фрадкину за интерес к работе и полезные обсуждения.

*Примечание.* В журнале Phys. Rev. Lett., от 1 апреля с.г. опубликована работа <sup>15</sup>, авторы которой также рассмотрели влияние формирования позитрония на эффект каналирования  $\delta^{-11}$  фотона вдоль магнитного поля в приложении к пульсарам.

#### Литература

1. *Sturrock P.A.* Astrophys. J., 1971, 164, 529.
2. *Ruderman M., Sutherland P.* Astrophys. J., 1975, 196, 51.
3. *Arons J.* Astrophys. J., 1983, 266, 215.
4. *Ochelkov Yu. P., Usov V.V.* Astrophys. and Space Sci., 1980, 69, 439.
5. *Carr S., Sutherland P.* Astrophys. Space Sci., 1978, 58, 83.
6. *Wunner G., Herold H.* Astrophys. Space Sci., 1979, 63, 503.
7. *Леинсон Л.Б., Ораевский В.Н.* ЯФ, 1985 (в печати).
8. *Shabad A.E.* Lett. Nuovo Cim., 1972, 3, 457.
9. *Shabad A.E.* Ann. Phys. (N.Y.), 1975, 90, 166.
10. *Shabad A.E., Usov V.V.* Nature, 1982, 295, 215.
11. *Shabad A.E., Usov V.V.* Astrophys. Space Sci., 1984, 102, 327.
12. *Loudon R.* Am. J. Phys., 1959, 27, 649.
13. *Усов В.В., Шабад А.Е.* Письма АЖ, 1983, 9, 401.
14. *Biglami C.F., Hermsen W.* Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1983, 21, 67.
15. *Herold H., Ruder H., Wunner G.* Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 1452.

Поступила в редакцию

27 марта 1985 г.

После переработки

6 мая 1985 г.