

ДИСПЕРСИЯ ФОТОНА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ С УЧЕТОМ РОЖДЕНИЯ ПОЗИТРОНИЯ

В.В. Усов, А.Е. Шабад

УДК 523.038; 538.61

Описаны дисперсионные кривые смешанных состояний фотона и атома позитрония в сильном магнитном поле. Перечислены некоторые из астрофизических следствий образования таких состояний в магнитосферах пульсаров.

Ранее в [1-4] были описаны совместные дисперсионные кривые фотона и пары, состоящей из свободных электрона и позитрона, находящихся на уровнях Ландау и неподвижных один относительно другого в направлении вдоль постоянного магнитного поля \vec{B} . Были получены выводы об искривлении траектории фотона в направлении искривленности магнитного поля [1,2], захвате фотона полем ниже порога рождения пар и подавлении рождения свободных пар фотоном [3,4] — процесса, который, согласно [5,7], ответственен за образование релятивистской электрон-позитронной плазмы в магнитосферах пульсаров. В данной работе рассмотрено усиление эффекта захвата за счет объединения фотона и пары, кулоновски связанной в магнитном поле, в атом позитрония.

Для образования совместных дисперсионных кривых фотона и позитрония решающее значение имеет кинематическая возможность реакции $\gamma + B \rightleftharpoons (e^+e^-)_{\text{bound}} + B$ в магнитном поле. Она была впервые отмечена в работе [8], авторы которой вычислили вероятность однофотонного распада некоторого состояния позитрония, которое они ошибочно считали основным. В работе [9] было установлено, что для основного состояния такая реакция кинематически невозможна. Недавно кинематическая возможность обсуждаемой реакции была вновь подчеркнута Леинсоном и Ораевским [10].

В магнитном поле $B \gg \alpha^2 B_{\text{сг}} = 2,35 \cdot 10^9$ Гс (здесь $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$, $B_{\text{сг}} = m^2 c^3 / e \hbar = 4,4 \cdot 10^{13}$ Гс), когда радиус орбиты электрона $L = (\hbar c / eB)^{1/2}$ много меньше боровского радиуса $a_B = \hbar^2 / m e^2$, зависимость волновой функции связанной пары от степеней свободы поперек магнитного поля можно считать такой же, как и для свободной. Для получения совместных дисперсион-

ных кривых фотона и позитрония необходимо описывать последний таким полным набором квантовых чисел, который включает величины, связанные с импульсом фотона $\hbar\vec{K}$ законами сохранения, вытекающими из трансляционной инвариантности поляризаационного оператора в постоянном поле $V_z = V, V_x = V_y = 0$. Такой набор возникает, если использовать калибровку вектор-потенциала внешнего поля $A_x = -By, A_y = A_z = A_0 = 0$, при которой трансляционная инвариантность вдоль оси x является явной. Следуя работе /10/, где впервые в задаче о спектре позитрония в магнитном поле было использовано уравнение Бете – Солпитера, получим одномерное уравнение Шредингера относительно разности z -координат электрона и позитрона, находящихся на уровнях Ландау с номерами n, n' . При этом для потенциала получаем:

$$V_{nn'}(z^+ - z^-) = -\alpha[(z^+ - z^-)^2 + L^4 P_x^2 \hbar^{-2}]^{-1/2}, \quad (1)$$

где $P_x = p_x^+ + p_x^-$; p_x^\pm/\hbar – волновые векторы электрона и позитрона вдоль оси x . Дискретный спектр значений полной энергии позитрония $\epsilon_{nn'}(n_c, P_x^2)$ нумеруется при каждом n, n' квантовым числом $n_c = 0, 1 \dots$ и изображен тонкими кривыми линиями, идущими почти горизонтально на рис. 1. Вдоль оси абсцисс отложен квадрат компоненты импульса фотона поперек магнитного поля $\hbar^2 K_\perp^2$, связанный с квантовыми числами рождаемого им позитрония законом сохранения $\hbar K_\perp = P_x$. По другой оси отложен квадрат энергии фотона $(\hbar\omega)^2 \equiv (c\hbar K_0)^2$ 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 сохранения энергии с $\epsilon_{nn'}^2(n_c, P_x^2)$. Используя результаты /11/, из одномерного уравнения Шредингера с потенциалом (1) для позитрония с $n_c = 0$ получим выражение,

$$\epsilon_{nn'}(0, P_x^2) = (m_n + m_{n'})c^2 - 2\alpha^2 M_{nn'} c^2 \left(\ln \frac{m_a B}{2M_{nn'} \sqrt{L^2 + L^4 P_x^2 \hbar^{-2}}} \right)^2, \quad (2)$$

которое является верным, пока логарифм велик. Здесь $M_{nn'} = m_n m_{n'} / (m_n + m_{n'})$ – приведенная масса частиц, находящихся на уровнях Ландау n, n' и имеющих массы $m_j = m\sqrt{1 + 2j(B/B_{cr})}$, $j = n, n'$. Горизонтальные заштрихованные линии обозначают границы непрерывного спектра для $n = n' = 0$ (нижняя) и $n + n' = 1$ (верхняя). Дисперсионная кривая фотона без учета поляризации вакуума $K_0^2 - K_\parallel^2 = K_\perp^2$ изображена на рис. 1 наклонной прямой. Ее пересечения со спектральными кривыми позитрония и границами непре-

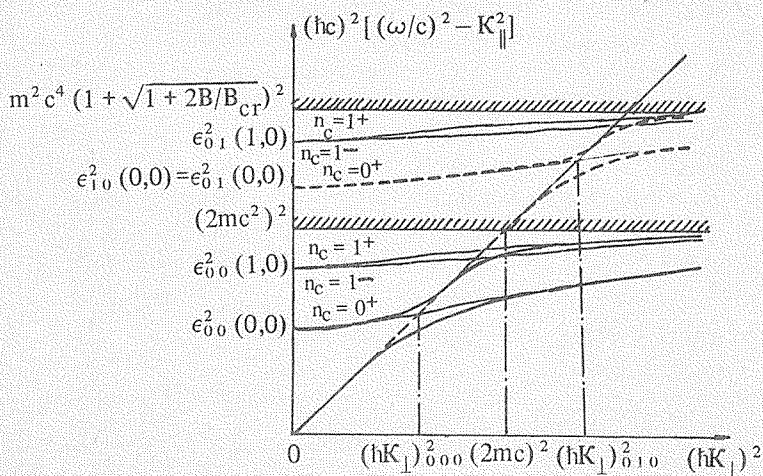
рывного спектра являются квазипересечениями (для четных по отражению $z^+ \leftrightarrow z^-$ состояний). В их окрестности теория возмущений не применима, дисперсионные кривые фотона и позитрония взаимодействуют сильно, расталкиваются и пересоединяются. При этом образуются смешанные состояния фотона и позитрония. При $n = n' = 0$ только фотон моды 2 ($/2,4/$), электрический вектор которого лежит в плоскости, образуемой векторами \vec{K} и \vec{B} , объединяется с позитронием. Дисперсионные кривые образующегося при этом смешанного состояния (жирные линии на рис. 1) имеют вид:

$$\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - K_{\parallel}^2 = \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{\epsilon_{00}(0, K_{\perp}^2)}{ch} \right]^2 + K_{\perp}^2 \mp \sqrt{\left[\left[\frac{\epsilon_{00}(0, K_{\perp}^2)}{ch} \right]^2 - K_{\perp}^2 \right]^2 + 4A(K_{\perp}^2)} \right\}, \quad (3)$$

где

$$A(K_{\perp}^2) = 4 \left(\frac{mc}{h} \right)^4 \frac{a^2 B}{B_{cr}} \frac{\epsilon_{00}(0, K_{\perp}^2)}{mc^2} \left(\ln \frac{a_B}{2L\sqrt{1 + K_{\perp}^2 L^2}} \right) \exp \left(- \frac{chK_{\perp}}{2eB} \right). \quad (4)$$

Дисперсионные кривые для моды 3, перпендикулярной моде 2, показаны на рис. 1 пунктирными линиями.



Р и с. 1. Дисперсионные кривые фотона, позитрония и их смешанного состояния.

В пределах применимости геометрической оптики фотон, испускаемый по касательной к искривленной силовой линии магнитного поля (такая ситуация реализуется в магнитосферах пульсаров), в процессе распространения перемещается вдоль нижней ветви дисперсионной кривой (на рис. 1 снизу вверх направо), захватывается магнитным полем, адиабатически превращаясь в позитроний. При $B \gtrsim 0,1 B_{\text{сг}}$ захват происходит достаточно плавно, так что приближение геометрической оптики справедливо. При этом же условии уширение спектральных кривых за счет распада позитрония не приводит к замазыванию щели между различными ветвями кривых (2) и нарушению эффекта захвата гамма-кванта полем.

Образование связанных, а не свободных пар гамма-квантами при $B \gtrsim 0,1 B_{\text{сг}}$ уменьшает экранирование электрического поля плазмой вблизи пульсаров. В результате ожидаемые светимости пульсаров возрастают по сравнению с общепринятыми [7]. Большинство связанных пар до выхода из магнитосфер пульсаров успевает аннигилировать на 2 или большее число фотонов, которые снова рождают пары. Это приводит к увеличению числа фотонов, и, следовательно, к увеличению концентрации электрон-позитронной плазмы, истекающей из пульсаров.

Поступила в редакцию 4 апреля 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shabad A. E. Lett. Nuovo Cim., 3, 457 (1972).
2. Shabad A. E. Ann. Phys. (N.Y.), 90, 166 (1975).
3. Shabad A. E., Usov V. V. Nature, 295, 215 (1982).
4. Shabad A. E., Usov V. V. Astrophys. Space Sci., 102, 327 (1984).
5. Sturrock P. A. Astrophys. J., 164, 529 (1971).
6. Ruderman M., Sutherland P. Astrophys. J., 196, 51 (1975).
7. Arons J. Proc. IAU Symp. N 94, 175 (1981).
8. Carr S., Sutherland P. Astrophys. Space Sci., 58, 83 (1978).
9. Wunner G., Herold H. Astrophys. Space Sci., 63, 503 (1979).
10. Леинсон Л. В., Ораевский В. Н. Препринт ИЗМИРАН № 14(488), М., 1984.
11. Loudon R. Am. J. Phys., 27, 649 (1959).