

Коллапс замагниченного вакуума вокруг нейтронной звезды как механизм явления космического гамма-всплеска

Ю.Н. Гнедин

Главная астрономическая обсерватория, Пулковое, Санкт-Петербург, 196140, Россия

Поступила в редакцию 11 сентября 2004 г.; принята к печати 10 января 2005 г.

Развивается модель, в которой γ -вспышка рассматривается как следствие коллапса замагниченного вакуума в окрестности нейтронной звезды. Эта модель представляет собой аналог хорошо известного явления сонолюминисценции (SL), когда газовый пузырек в жидкости коллапсирует под действием интенсивного звука. SL можно объяснить в терминах квантового излучения, возникающего вследствие взаимодействия между средами различной поляризуемости при их относительном движении в сильном магнитном поле (динамический эффект Казимира). Мощность генерации фотонов в замагниченном вакууме возрастает, если поверхность нейтронной звезды с очень сильным ($B \sim 10^{15} \div 10^{16}$ Гс) магнитным полем испытывает колебания. Вычисления показывают, что величина энергии, освобождаемой при коллапсе замагниченного вакуума, хорошо соответствует наблюдаемым величинам энергии, выделяемой при космическом гамма-всплеске.

Ключевые слова: звезды, нейтронные — гамма всплески, RGB-механизм

COLLAPSE OF MAGNETIZED VACUUM AROUND A NEUTRON STAR AS MECHANISM OF GRB PHENOMENON, by Yu.N. Gnedin. We develop a model in which the phenomenon of gamma-ray burst is considered as a collapse of magnetized vacuum in the vicinity of neutron star. This model presents the analogy with the phenomenon of sonoluminescence (SL) when the gas bubble is collapsed in surrounding liquid by a driven sound intensity. SL can be explained in terms of quantum radiation by moving interfaces between media of different polarizability in a strong magnetic field (a dynamic Casimir effect). The transition amplitude from the magnetized vacuum into photons can be increased by the oscillations of the surface of a neutron star with very strong magnetic field $B \sim 10^{15} \div 10^{16}$ G. The calculations show that the collapse of magnetized vacuum can provide the observed magnitude of the released energy of GRB.

Key words: stars: neutron – gamma rays: bursts – gamma rays: theory

1. Введение

Космический гамма-всплеск представляет собой явление, сопровождающееся выделением огромной энергии за очень короткое время (1-100 с). По различным оценкам величина выделяемой в этом событии полной энергии в предположении изотропности излучения достигает $E = 3 \times 10^{54}$ эрг (см. работы Мезарос, 2002; Дермер, 2002; Чанг и Мезарос, 2003). Хотя общепринятым механизмом этого явления считается гравитационный коллапс массивной звезды, заканчивающийся возникновением нейтронной звезды или черной дыры (Мезарос, 2002; Чанг и Мезарос, 2003; Пачинский,

1998; Вузли, 2003), не исключено, что существенную роль в этом явлении могут играть сверхсильные магнитные поля нейтронных звезд (Данкан и Томпсон, 1992; Мизино и др., 2003; Ёка и Сакаки, 2004; Чанг и Кобаяши, 2004; Томпсон и др., 2004). Во всяком случае, так называемые гамма-репитеры (Мазец и др., 1979; Клайн и др., 1982; Вудс и Томпсон, 2004), а также космические всплески с очень коротким временем энерговыделения (Коувелитон и др., 1993; Пейсисас и др., 1999) не укладываются в схему гравитационного коллапса.

Роль магнитного поля в явлении гамма-

всплеска еще не до конца ясна. Сравнительно недавно были получены два новых наблюдательных результата, свидетельствующих о существовании сильных магнитных полей в области центральной “энергетической машины”, ответственной за явление гамма-всплеска. Первый из них состоит в открытии сильной линейной поляризации ($P_l = 80 \pm 20\%$) гамма-квантов с энергией в несколько МэВ (Коуберн и Богс, 2003). Это свидетельствует о синхротронной природе излучения этих квантов из области довольно однородного глобального и значительного по величине магнитного поля. Второй результат следует из анализа данных наблюдений раннего оптического послесвечения гамма-всплесков GRB990123 и GRB021211 (Чанг и Кобуяши, 2004; Фан и др., 2002; Кумар и Панаитеску, 2003) и также подтверждает наличие значительного магнитного поля даже на стадиях раннего оптического послесвечения.

Следует также напомнить, что идея существования сильных глобальных магнитных полей в области генерации космических гамма-всплесков высказывалась сравнительно давно (см., например, Усов, 1994; Томпсон, 1994; Месзарос и Рис, 1997; Бландфорд, 2002).

В данной работе мы показываем, что наблюдаемая величина энергии космического гамма-всплеска вполне соответствует величине энергии вакуума вблизи нейтронной звезды со сверхсильным магнитным полем $B = 10^{15} - 10^{16}$ Гс при условии, что поверхность звезды испытывает колебания, причем величина освобождаемой энергии вакуума в таком случае зависит как от амплитуды, так и от частоты таких колебаний. Мы не обсуждаем как происходит сам коллапс с выделением соответствующего количества энергии. Но следует заметить, что возможность распада вакуума в сверхсильном магнитном поле уже обсуждалась в литературе (Калуци, 1999; Ху, 2003; Перец, Родригез Кверц, 2004; Металидис, Бруно, 2002). Интересно, что можно увидеть аналогию между рассматриваемым нами процессом и процессом возрастания энергии вакуума Казимира при условии, что одна из пластин Казимира находится в колебательном режиме (см. Имиг и др., 2001).

Впервые идея распада сильно замагниченного вакуума (окрестность нейтронной звезды со сверхсильным магнитным полем $B = 10^{15} - 10^{16}$ Гс) для объяснения явления космического гамма-всплеска была выдвинута Гнединым и Кийковым (2001). Она основана на аналогии с хорошо известным в физике, но еще не до конца объясненным явлением сонолюминесценции. Энергетические оценки, сделанные Гнединым и Кийковым (2001), неплохо соответствуют результатам наблюдений.

2. Вычисление энергии вакуума вблизи нейтронной звезды со сверхсильным магнитным полем

Энергия вакуума в ближайшей окрестности сильно замагниченной нейтронной звезды может быть вычислена по формуле:

$$E = V \sum_{\vec{k}} \hbar \omega_{\vec{k}}; \quad \omega_{\vec{k}} = \frac{ck}{n}. \quad (1)$$

Здесь $V = (4\pi/3) R_S^3$, где R_S – радиус нейтронной звезды, n – коэффициент преломления сильно замагниченного вакуума (Гнедин, Кийков, 2001; Либерати и Белгиорно, 1998). Сумму (1) заменим на интеграл. Для однородного магнитного поля она имеет вид:

$$\sum_{\vec{k}} \hbar \omega_{\vec{k}} = \frac{\hbar c}{n} \int_{-k_{\parallel}}^{+k_{\parallel}} dk_{\parallel} \int_0^{k_{\perp}} k_{\perp} dk_{\perp} \sqrt{k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2}. \quad (2)$$

Здесь k_{\perp} и k_{\parallel} – проекции волнового вектора (перпендикулярная и параллельная направлению магнитного поля соответственно). Предельную величину волнового вектора k_{\perp} определим из условия $k_{\perp} l_B \sim 1$, где l_B – магнитная длина, которая в квантующем магнитном поле определяется как квантовый циклотронный радиус:

$$l_B = \sqrt{\frac{\lambda_c c}{\omega_B}} = \sqrt{\frac{\hbar c}{eB}} = 2.5 \times 10^{-12} \left(\frac{10^{16}}{B} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Случай квантующего магнитного поля реализуется при сверхсильных полях

$$B > B_c = \frac{m_e^2 c^3}{e \hbar} = 4.41 \times 10^{13} \text{ Гс}. \quad (4)$$

Выражение (4) соответствует случаю, когда гирорадиус электрона меньше его комптоновской длины $\lambda_c = \hbar/m_e c$.

Предельная величина волнового вектора k_{\perp} определяется как расстояние между уровнями Ландау с учетом релятивизма в случае сверхсильных ($B \gg B_c$) магнитных полей. Напомним, что релятивистское выражение для энергетических уровней Ландау в таких полях имеет вид:

$$E = \left[c^2 p_z^2 + m_e^2 c^4 \left(1 + 2N \frac{B}{B_c} \right) \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где N – номер уровня Ландау. Таким образом, в случае $\hbar \omega_B > m_e c^2$ выражение для k_{\perp} имеет асимптотический вид:

$$k_{\perp} \approx \frac{n}{\lambda_c} \sqrt{2N \frac{B}{B_c}}. \quad (6)$$

Предельную величину проекции волнового вектора вдоль магнитного поля можно оценить как

$k_{\parallel} \approx 1/R_S \ll k_{\perp}$. Результат вычисления уравнений (1) и (2) дает:

$$E \approx \frac{16\pi\sqrt{2}}{9} \frac{\hbar c}{\lambda_c} n^2 N^{3/2} \left(\frac{B}{B_c}\right)^{3/2} \left(\frac{R_S}{\lambda_c}\right)^2 = \quad (7)$$

$$= 5 \times 10^{42} n^2 N^{3/2} \left(\frac{R_S}{10^6 \text{cm}}\right)^2 \left(\frac{B}{10^{16} \text{G}}\right)^{3/2}.$$

При $B \gg B_c$ коэффициент преломления замагниченного вакуума может существенно превышать единицу. Согласно Хэйлу и Хернквисту (1997), $n \approx 1 + (\alpha/6\pi)(B/B_c)$, где $\alpha = e^2/\hbar c$. Величина (7) может значительно возрасти, если поверхность нейтронной звезды испытывает колебания, например, при звездотрясении.

В заключение следует отметить, что выражение (2) для нерелятивистского случая, т.е. когда $k_{\perp} \approx nN\hbar\omega_B/c$ и $n = 1$, с точностью до численного множителя совпадает с известным выражением для энергии вакуума Казимира, если в (2) в качестве предельной величины волнового вектора k использовать $1/H$, где H — расстояние между пластинами.

3. Увеличение энергии замагниченного вакуума в результате колебаний поверхности нейтронной звезды с дипольным магнитным полем

В работе Имига и др.(2001б) было показано, что энергия вакуума Казимира изменяется, если одна из пластин Казимира совершает колебания:

$$h(x) = a \cos 2\pi x/\lambda, \quad (8)$$

где a и λ — амплитуда и длина волны совершаемых колебаний. В этом случае энергия вакуума возрастает. Величина такого возрастания и была вычислена в работе Имига и др.(2001б). В ней показано, что доля приобретенной энергии является функцией $F(a, \lambda, H)$ и приведены аналитические выражения этой функции для различных соотношений между a, λ , и H .

В нашем случае, считая $H \sim R_S$, по аналогии можно получить следующее выражение для энергии вакуума:

$$E = \frac{16\pi\sqrt{2}}{9} \frac{\hbar c}{\lambda_c} n^2 N^{3/2} \left(\frac{B}{B_c}\right)^{3/2} \left(\frac{R_S}{\lambda_c}\right)^2 \times \quad (9)$$

$$\times \left[1 + 2\pi \frac{a^2}{\lambda R_S} \right].$$

Оценим отдельно коэффициент приращеня энергии $2\pi a^2/\lambda R_S$. Сначала рассмотрим случай,

когда на поверхности нейтронной звезды с дипольным магнитным полем происходят плазменные колебания. Для величины плотности на поверхности $\rho = 10^{10} \div 10^{11}$ г/см³ плазменная частота лежит в интервале $\omega_p \approx 4 \times 10^{17} \div 10^{18}$ Гц. Соответственно длина волны колебаний попадает в интервал $\lambda = c/\omega_p \approx 10^{-7} \div 10^{-8}$ см. Предполагая, что амплитуда a составляет величину $a \sim 0.01 R_S$, получим следующую оценку полной энергии:

$$E \approx 10^{48} \text{erg}, \quad (10)$$

что вполне соответствует наблюдаемым энергиям гамма-всплесков.

В качестве второго примера рассмотрим случай, когда сверхсильное магнитное поле звезды существенно неоднородно: например, наряду с полоидальным полем на поверхности нейтронной звезды существует и тороидальное магнитное поле такого же порядка, т.е. $B_{tor} \sim 10^{16}$ Гс, так что в системе координат, связанной с нейтронной звездой, всегда существует направление магнитного поля поперек полоидального магнитного поля. В этом случае выражение (2) преобразуется:

$$V \sum_{\vec{k}} \hbar \omega_{\vec{k}} = \frac{\hbar c}{n} V \int_0^k k^2 dk \quad (11)$$

и с учетом (6) величина энергии вакуума равняется

$$E = \frac{4\pi}{3} \frac{\hbar c}{\lambda_c} n^3 N^2 \left(\frac{R_S}{\lambda_c}\right)^3 \left(\frac{B}{B_c}\right)^2 = \quad (12)$$

$$= 3 \times 10^{48} n^3 N^2 \left(\frac{R_S}{10^6}\right)^3 \left(\frac{B}{B_c}\right)^2 \text{erg}.$$

В этом случае колебания поверхности нейтронной звезды могут явиться тем спусковым механизмом, который обеспечивает распад замагниченного вакуума и выделение необходимого количества энергии.

Рассмотрим в качестве такого механизма торсионные колебания нейтронной звезды с сильным магнитным полем. Теория таких колебаний детально разработана Мессисом и др.(2001), и мы воспользуемся их результатом. Выполненные ими расчеты показали, что период торсионных колебаний может составить $P \sim 20$ мс для величин магнитного поля в рассматриваемом интервале $B \sim 10^{16} \div 10^{17}$ Гс. Длина волны торсионных колебаний может быть оценена по формуле:

$$\lambda = \frac{U_A P}{2\pi} = \frac{BP}{2\pi\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (13)$$

Для магнитного поля $B \sim 10^{16}$ Гс и плотности $\rho \sim 10^{15}$ г/см³ длина волны оказывается порядка

радиуса нейтронной звезды: $\lambda \sim 4 \times 10^5$ см. Полагая далее $a \sim \lambda \sim R_S$, получим, что торсионные колебания обеспечивают увеличение энергии замагниченного вакуума такого же порядка, как следует из (12).

4. Заключение

Таким образом, энергии сильно замагниченного вакуума вполне достаточно для обеспечения энерговыделения космических гамма-всплесков в результате процесса распада такого вакуума (см. сценарий такого распада, предлагаемый Калуци, 1999). Собственные колебания поверхности нейтронной звезды могут явиться запускающим механизмом для такого распада. В результате вполне возможна реализация такой цепочки: звездотрясение – колебания поверхности нейтронной звезды – коллапс замагниченного вакуума с выделением энергии.

Рассмотренный нами механизм вполне подходит для объяснения, по крайней мере, таких классов гамма-всплесков как гамма-репитеры и гамма-всплески с коротким (~ 1 с) временем длительности, у которых не наблюдается последующее послесвечение, характерное для гравитационного коллапса.

Остается главный вопрос, как энергия замагниченного вакуума преобразуется в излучение. Один из возможных путей решения этой проблемы, основанный на аналогии с явлением сонолюминесценции, предложен Гнединым и Кийковым (2001). При этом авторы основывались на известных работах, выполненных в Институте теоретической физики в Триесте (Либерати и др., 1998), в которых для объяснения явления сонолюминесценции используется эффект вакуума Казимира. Следует отметить, что сама эта идея была предложена Ю. Швингером (1992).

Благодарности. Работа частично поддержана РФФИ (грант 03-02-17223), программой Президиума РАН “Нестационарные явления в астрономии”, программой Отделения физических наук РАН “Протяженные объекты во Вселенной” и программой Астрономия министерства науки и образования России.

Список литературы

Бландфорд (Blandford R.D.), 2002, in “Lighthouses of the Universe”, ed. Gilfanov M., Sunaev R.A., Churazov E., 381, Springer, Berlin
 Вудс, Томпсон (Woods P.M., Thompson C.), 2004, astro-ph/0406133

Вузли (Woosley S.E.), 2003, astro-ph/0301373
 Гнедин, Кийков (Gnedin Yu.N., Kiikov S.O.), 2001, MNRAS, **318**, 1227
 Данкан, Томпсон (Duncan R.C., Thompson C.), 1992, ApJ, **392**, L9
 Дермер (Dermer C.D.), 2002, astro-ph/0202254
 Ека, Сасаки (Ioka K., Sasaki M.), 2004, ApJ, **600**, 296
 Имиг и др. (Emig T., Hanke A., Kardar M.), 2001a, cond-mat/0106028
 Имиг и др. (Emig T., Hanke A., Golestania R., Kardar M.), 2001b, Phys. Rev. Lett., **87**, 260402
 Калуци (Calucci G.), 1999, Mod. Phys. Lett. A., **14**, 2621
 Клайн и др. (Cline T.L., Desai U.D., Teegarden B.J. et al.), 1982, ApJ, **255**, L45
 Коуберн, Борс (Coburn W., Boggs S.E.), 2003, Nature, **423**, 415
 Коувелитон и др. (Kouvelioton C., Meegan C.A., Fishman G.J. et al.), 1993, ApJ, **413**, L101
 Кумар, Панаитеску (Kumar P., Panaitescu A.), 2003, MNRAS, **346**, 905
 Либерати и др. (Liberati S., Belgiorno F., Visser M., Sciamia D.W.), 1998, SISSA-ref.44/98/A, 131/98/A; quant-ph/9805031
 Мазеп и др. (Mazets E.P., Golenetskii S.V., Il'inskii V.N., Aptekar' R.L., Guryan Yu.A.), 1979, Nature, **282**, 587
 Меззарос, Рис (Meszaros P., Rees M.J.), 1997, ApJ, **482**, L29
 Меззарос (Meszaros P.), 2002, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **40**, 137
 Мессиос и др. (Messios N., Papadopoulos D.B., Stergioulas N.), 2001, astro-ph/0105175
 Металидис, Бруно (Metalidis G., Bruno P.), 2002, quant-ph/0207153
 Мизино и др. (Mizino Y., Yamada S., Koide S., Shibata K.), 2003, astro-ph/0312060
 Пачинский (Paczynski B.), 1998, ApJ, **494**, L45
 Пейсисас и др. (Paciesas W.S., Meegan C.A., Pendleton G.N. et al.), 1999, ApJS, **122**, 465
 Перез, Родригез Кверц (Perez Rojas H., Rodriguez Querts E.), 2004, hep-ph/0406284
 Томпсон (Thompson C.), 1994, MNRAS, **270**, 480
 Томпсон и др. (Thompson T.A., Chang P., Quataert E.), 2004, ApJ, **611**, 380
 Усов (Usov V.V.), 1994, MNRAS, **267**, 1035
 Фан и др. (Fan Y.Z., Dai Z.G., Huang Y.F., Lu T.), 2002, ChJAA, **2**, 449
 Хэйл, Хегнквист (Heil J.S., Hernquist L.), 1997, Journ.Phys.A.,???? **30**, 648
 Ху (Xue S.-S.), 2003, quant-ph/0106076
 Чанг, Меззарос (Zhang B., Meszaros P.), 2003, astro-ph/0311321
 Чанг, Кобаяши (Zhang B., Kobayashi S.), 2004, astro-ph/0404140
 Швингер (Schwinger J.), 1992, Proc.Nat.Acad.USA, **89**, 4091