

УДК: 52—64

СМЕЩЕНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТИКОЛЛАПСИРУЮЩИХ ОБЪЕКТОВ В ПРОСТРАНСТВЕ — ВРЕМЕНИ КЕРРА—НЬЮМЕНА

А. П. ТРОФИМЕНКО

Поступила 10 июля 1988

Принята к печати 13 апреля 1989

В расширенном пространственно-временном многообразии Керра—Ньюмена рассматриваются антиколлапсирующие объекты, которые обладают основными свойствами D -тел. Определены спектральные особенности излучения этих объектов на начальной стадии антиколлапса, что дает характерные наблюдательные проявления D -тел (ультрабольшое синее смещение) на момент их перехода в активную фазу эволюции. Найдена зависимость синего смещения от горизонтов событий, даны в явном виде выражения для максимального синего смещения через глобальные параметры белых и серых дыр. Предложена идея антиколлапсаров для объяснения природы космических гамма-всплесков.

1. *Введение.* Расширение эмпирического базиса астрономии, связанное с ее превращением из оптической во всеволновую, привело к открытию нестационарных явлений во Вселенной, которые были предсказаны В. А. Амбарцумяном еще на заре неоптической астрономии [1, 2]. Фундаментальный вывод из бюраканской концепции о закономерности нестационарных процессов оказался эвристически богатым и получил широкое признание [3, 4].

Этим самым поставлена задача создания теории сверхплотных тел (D -тел), взрыв и рассеяние которых приводят, согласно бюраканской концепции, к образованию космических объектов. К ее решению обратились не только сторонники новой космогонии [5], но и другие исследователи [6, 7]. Один из путей решения этой проблемы связан с общей теорией относительности (ОТО).

Наиболее известным приложением ОТО к астрофизике является решение Керра—Ньюмена, которое описывает не только черные дыры, но и их антиподы — белые дыры (релятивистские, антиколлапсирующие из-под горизонта событий объекты) [8]. Эти тела относятся к классу теоретических объектов, обладающих горизонтами событий, — отонам [9]. Было давно отмечено, что наряду с коллапсирующими областями в расширенных про-

странственно-временных многообразиях (РПВМ) должны быть и антиколлапсирующие [10, 11].

И. Д. Новиковым [12], а позже Нееманом [13] была предпринята попытка на основе шварцшильдовской метрики ввести в астрофизику антиколлапсирующие отоны как задержавшиеся в общекосмологическом расширении области («задержавшиеся ядра»), размеры которых $R < R_g$. Причем сразу было отмечено, что «задержавшиеся ядра» являются физической конкретизацией идеи D -тел В. А. Амбарцумяна [12, 13]. Эта попытка наряду с первоначальными трудностями (непонятна причина задержки) встретила и с другими проблемами [14]: катастрофическая аккреция, квантовое рождение частиц, проблема «фиолетового слоя».

Несмотря на это, теория белых дыр получила определенное развитие [8, 9, 15—18]. При этом авторы в обоснование своих теоретических изысканий ссылаются на идею D -тел и на большую привлекательность модели антиколлапсаров для астрофизики высоких энергий [16, 17]. В связи с этим представляют интерес модели релятивистских антиколлапсирующих объектов в расширенных, многолистных ПВМ [10, 11], т. к. у них снимается часть трудностей, присущих модели «задержавшихся ядер», и расширяется круг возможных астрофизических приложений [19].

2. *Антиколлапсирующие объекты в расширенном пространстве—времени Керра—Ньюмена.* Теоретической основой построения моделей антиколлапсирующих объектов является метрика Керра—Ньюмена. В сплюснутых квазисфероиальных координатах Бойера—Линдквиста она записывается в следующей форме (здесь использованы геометризованные единицы, в которых $c = G = 1$):

$$ds^2 = -(\Delta/\rho^2) (dt - \sin^2\theta d\phi)^2 + (\Delta/\rho^2)^{-1} dr^2 + \rho^2 d\theta^2 + \rho^{-2} \sin^2\theta [adt - (r^2 + a^2) d\phi]^2 + \rho^2 d\theta^2; \quad (1)$$

$$\Delta = r^2 - 2Mr + Q^2 + a^2; \quad (1a)$$

$$\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2\theta, \quad (16)$$

где M — полная масса отона, Q — заряд, a — угловой момент вращения на единицу массы, Δ — горизонтальная функция.

Рассмотрим диаграмму Пенроуза [10, 11] керр-ньюменовского ПВМ (рис. 1) с учетом качественных особенностей различных областей — $M(\)$, которым соответствуют различные системы отсчета [20]. Качественное различие $M(\)$ по какому-либо параметру — $P(M)$ вводится числом особых поверхностей (горизонтов событий), отделяющих рассматриваемую $M(\)$ от исходной $M(0)$, следующим образом:

$$P(M) = i^N, \quad (2)$$

где N — общее число горизонтов событий.

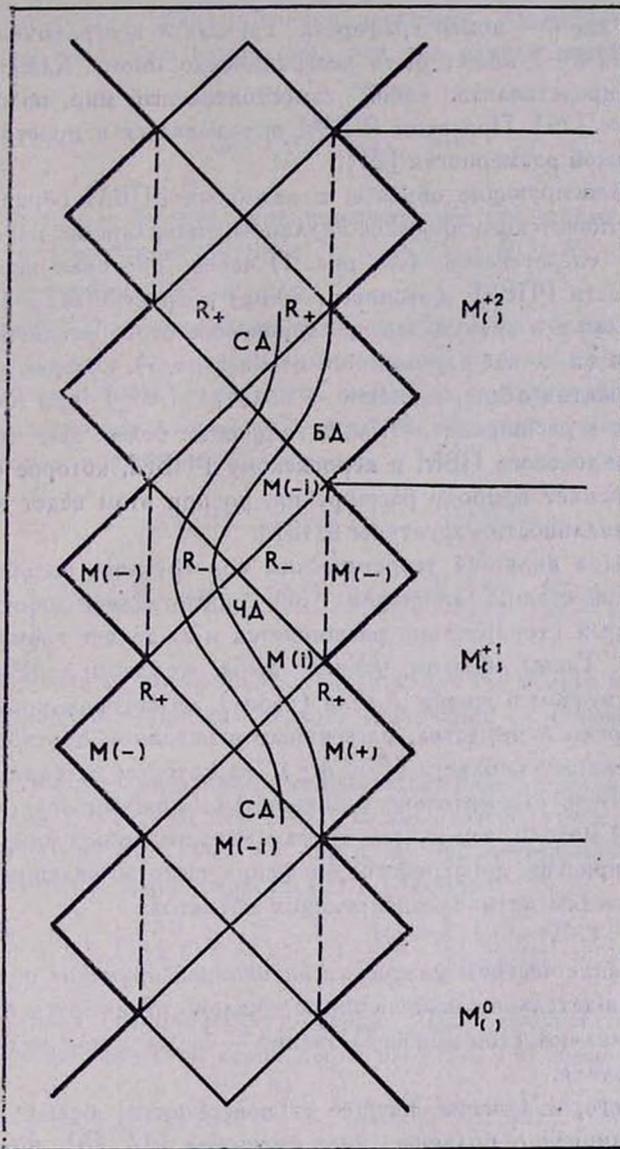


Рис. 1. Диаграмма Пенроуза для расширенного вдоль оси симметрии керр—ньюменовского ПВМ. Пунктирная линия обозначает кольцевую сингулярность. Трафаретный рисунок $M^k(\cdot)$, включающий области: $M(+)$, $M(-)$, $M(i)$, $M(\cdot -)$, $M(-\cdot)$, $M(-i)$ повторяется неограниченно в обе стороны. При $k \rightarrow \infty$ получаем полное многообразие. Кривые показывают возможные геодезические (временноподобные), соответствующие: ЧД — черной дыре, БД — белой дыре, СД — серой дыре.

Произвольный элемент многообразия можно обозначить общим символом: $M^k(P)$, где k — номер трафарета. Так как k неограниченно, то и областей типа $M(+)$ может быть неограниченно много. Каждая такая область может представлять собой самостоятельный мир, подобный нашей Метагалактике [19]. При этом РПВМ вкладывается в пространство—время более высокой размерности [21].

Антиколлапсирующие объекты в подобных РПВМ образуются в результате релятивистского процесса коллапс-антиколлапс из материи черных дыр, которая «перетекает» (см. рис. 1) через кротовые норы из одной (M^1_+, M^1_-) области РПВМ (отонного мира) в другую (M^2_-, M^2_+) . Причина перехода коллапса в антиколлапс у керровского отона заключается в наличии вращения (в случае заряженного отона-заряда), которое на определенной стадии сжатия отона, а именно, в области (M^1_-) при $R=R_0=a^2/c^2R_0$ переводит его в расширение. Итак, в концепции белых дыр нужно перейти от шварцшильдовского ПВМ к керровскому РПВМ, которое естественным образом объясняет природу расширения, но при этом ведет к представлению о нетривиальности структуры РПВМ.

Белая дыра является теоретическим конструктом, подобным D -телам на их активной стадии эволюции: она представляет собой компактный объект, который стремительно расширяется и выделяет громадное количество энергии. Таким образом, черная дыра (области $-M^1_+, M^1_-$) связана с пассивным этапом в жизни D -тела (отона), на котором происходит аккумуляция энергии и вещества, рассеянных в исходном пространстве; белая дыра — с активным (области M^2_-, M^2_+), на котором материя отона, обогащенная энергией, стремительно расширяется (фрагментируется). Как рассматриваемой модели, так и всем другим мыслимым моделям D -тел в силу расширения присуще доплеровское смещение частоты, ведущее к спектральным особенностям антиколлапсирующих объектов.

3. *Смещение частоты излучения антиколлапсирующих объектов.* Белые дыры в наблюдательном отношении радикально отличаются от черных, так как они проявляют себя непосредственно — белые дыры видны для внешнего наблюдателя.

Более того, излучение, идущее от поверхности белых дыр, может иметь неограниченно большое синее смещение [12, 16], которое, правда, проявляется весьма короткое время. Спектральные особенности излучения от антиколлапсара в наиболее общем случае керр—ньюменовской белой дыры рассматривались в работе Даджиха [22]. Были получены соотношения между ν_0 — частотой светового сигнала, испущенного радиально от поверхности белой дыры, и ν — частотой светового сигнала, принятого удаленным наблюдателем, для трех случаев:

1) рейсснер — нордстремовский антиколлапсар; 2) керр—ньюменовский антиколлапсар в экваториальной плоскости; 3) керр—ньюменовский антиколлапсар вдоль оси симметрии. Эти три случая можно представить в общем виде:

$$\frac{\nu}{\nu_0} = (f_b)^{1/2} \pm (f_b - f)^{1/2}, \quad (3)$$

где $f = f(r) = g_{00}$ — метрический коэффициент при временной координате в соответствующей метрике, $f_b = g_{00}(r = R_b)$, R_b — точка максимального расширения ($dR/dt = 0$).

Выражение (3) не показывает в явном виде роль горизонтов в излучении белых дыр, хотя их значение известно для черных дыр: на горизонте излучение имеет бесконечное красное смещение, а под горизонтом излучение не наблюдаемо. Для того, чтобы выявить роль горизонтов в излучении антиколлапсаров, представим (3) в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\nu}{\nu_0} = & \left[\frac{(R_b - R_+)(R_b - R_-)}{\rho_b^2} \right]^{1/2} \pm \\ & \pm \left[\frac{(R_b - R_+)(R_b - R_-)}{\rho_b^2} - \frac{(r - R_+)(r - R_-)}{\rho^2} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (4)$$

В зависимости от значения R_b относительно R_+ можно выделить четыре типа антиколлапсирующих отонов, излучение от которых имеет свои особенности.

1) Заметим, что идеальная (каноническая) белая дыра должна быть параболической ($R_b = \infty$), ибо в противном случае имеем осциллирующий коллапс ($R_0 < R_b < \infty$), т. е. одну из разновидностей серых дыр. Для параболической белой дыры из (3) и (4) имеем:

$$\frac{\nu}{\nu_0} = 1 \pm (1 - f)^{1/2} = 1 \pm \left[1 - \frac{(r - R_+)(r - R_-)}{\rho^2} \right]^{1/2}. \quad (5)$$

2) Идеальная (каноническая) серая дыра соответствует условию $R_b = R_+$. Для канонической серой дыры из (3) и (4) имеем:

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \pm (-f)^{1/2} = \pm \left[-\frac{(r - R_+)(r - R_-)}{\rho^2} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

ν действительна на протяжении всего антиколлапса: $R_0 = R_- < r < R_+ = R_b$.

3) Условию $R_+ < R_b < \infty$ соответствует светлосерая дыра: $0 < f_b < 1$ при $f_b > f$ ν действительно. Для параметров антиколлапса имеет место неравенство: $R_0 < R_- < R_+ < R_b$.

4) Условию $R_b < R_+$ соответствует темносерая дыра. Имеет место неравенство: $R_- < R_0 < R_b < R_+$. Темносерая дыра в отличие от светлосерой, которая пересекает горизонты и проходит различные области РПВМ — $M_{(+)}^1$, $M_{(l)}^1$, $M_{(-)}^1$, $M_{(-l)}^2$, $M_{(+)}^2 \dots$, осциллирует в области $M_{(-l)}^k$, пока не станет канонической серой дырой, достигнув горизонта событий.

Из сказанного выше и выражений (4)—(6) явно, что особенный характер горизонтов проявляется для антиколлапсаров не для точки, из которой идет излучение, а для R_b , т. е. для параметра характеризующего максимальное расширение антиколлапсара. Найдем связь горизонта с другими параметрами отона.

Введя величину, аналогичную классическому радиусу: $R_c = Q^2/Mc^2$, и используя $R_g = 2GM/c^2$, представим g_{00} в метрике Рейсснера — Нордстрема в виде:

$$f = g_{00} = \frac{\Delta}{r^2} = 1 - \frac{R_g}{r} + \frac{R_g R_c}{2r^2}. \quad (7)$$

Условие $\Delta = 0$ определяет горизонты, для которых из (7) получаем:

$$R_{\pm} = \frac{R_g}{2} \pm \frac{R_g}{2} \left(\frac{R_g}{2} - R_c \right)^{1/2}, \quad (8)$$

откуда следует:

$$R_+ + R_- = R_g; \quad R_+ \cdot R_- = \frac{R_g R_c}{2}; \quad R_c = 2R_+ R_- (R_+ + R_-)^{-1}, \quad (9)$$

т. е. R_c — является средним гармоническим R_+ и R_- . Более того, из выражения для минимального радиуса R_0 [22]: $R_0 = R_c (2 - R_c/R_b)^{-1}$ следует, что $R_c = 2R_b R_0 (R_b + R_0)^{-1}$, т. е. R_c является средним гармоническим R_b и R_0 .

Введя для керовского отона ($\theta = 0$) соотношение $(R_g R_a/2) = a^2/c^2$, можно получить формулы, аналогичные (8), (9). Учитывая соотношения $R_m = \pm \frac{a}{c}$ и $R_a = a^2/c^2 R_b$, можно написать следующую цепочку равенства:

$$(a^2/c^2) = R_m^2 = R_0 R_b = (R_g R_a/2) = R_+ R_- \quad (10)$$

Из (10) видно, что точка R_m (точка максимального синего смещения) есть среднее геометрическое R_+ и R_- , а также R_b и R_0 . Из (8) — (10) следует $R_0 < R_+ < R_g$, т. е. исходные размеры антиколлапсара всегда меньше R_g , а при $R_m \ll R_g$ $R_0 \ll R_g$.

Каноническая белая дыра излучает с сильным смещением на протяжении всего процесса расширения (кроме точек R_0 и R_b , где $\nu = \nu_0$) [12, 16]. Рассмотрим подробнее менее исследованный вариант канонической серой дыры. Как для заряженной, так и для вращающейся канонической серой дыры из условия $r = R_b = R_+$ следует $r = R_0 = R_-$. В этих точках имеем бесконечное красное смещение $\nu = 0$. Выражение для ν_{\max} имеет следующий вид:

$$\nu_{\max} = \nu_0 \left(\frac{R_g}{2R_m} - 1 \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Значения R_m для заряженной серой дыры определяется (9), для вращающейся — (10).

При $R_m > R_g/4$ на протяжении всего процесса антиколлапса ($R_- < r < R_+$) имеет место красное смещение. При $R_m < R_g/4$ имеет место также и синее смещение, наблюдаемое из области:

$$\frac{R_g}{4} \left\{ 1 - [1 - (R_m/R_g)^2]^{1/2} \right\} < r < \frac{R_g}{4} \cdot \{ 1 + [1 - (R_m/R_g)^2]^{1/2} \}. \quad (12)$$

Причем за это время антиколлапсар расширяется на величину

$$\Delta r = \frac{R_g}{2} [1 - (R_m/R_g)^2]^{1/2}. \quad (13)$$

Каноническая серая дыра в отличие от белой проявляет себя конечное время, а ее излучение на протяжении антиколлапса имеет не только синее смещение, но и красное (см. рис. 2). Излучение серой дыры имеет следующую спектральную особенность: выраженный всплеск частоты излучения с крутым подъемом и более плавным спуском в области $r < R_g/2$. В области $(R_g/2) < r > R_g$ имеется своеобразное «плато» с относительно долгим временем излучения. Канонические серые дыры могут быть привлечены для объяснения природы всплесков космического гамма-излучения [19].

Между временем излучения всплеска — T_1 и временем излучения на «плато» — T_2 для канонических серых дыр имеет место соотношение:

$$T_1/T_2 = [(R_g/2R_m) - 1]^{1/2} \approx \nu_0/\nu_m. \quad (14)$$

Полагается, что во время всплеска частота излучения максимальна ν_m , а на «плато» она в среднем равна ν_0 , т. е. частоте излучения, испущенного источником света. Так, это соотношение для мягкого гамма-излучения и видимого света дает $T_1/T_2 \approx \nu_0/\nu_m \approx 10^{-6}$. Таким образом, при вспышке серой дыры вслед за мощным кратковременным всплеском следует ожидать сравнительно длинный «хвост» более мягкого излучения. Приведем явные выражения для ν_{\max} через глобальные параметры.

Белая дыра:

$$1) Q \neq 0, a = 0. \quad 2) Q = 0, a \neq 0, \theta = 0.$$

$$v_{\max} = v_0 [1 + M(G)^{1/2}/Q], \quad v_{\max} = v_0 [1 + (GM/ca)^{1/2}]. \quad (15)$$

Серая дыра:

$$1) Q \neq 0, a = 0. \quad 2) Q = 0, a \neq 0, \theta = 0.$$

$$v_{\max} = v_0 [(M^2G/Q^2) - 1]^{1/2}, \quad v_{\max} = v_0 [(GM/ca) - 1]^{1/2}. \quad (16)$$

Таким образом, хотя заряд и вращение, как видно из (15) и (16), ослабляют синее смещение [22], но при $M(G)^{1/2} \gg Q$ и $GM \gg ca$ $v_{\max} \gg v_0$, т. е. оно может быть достаточно большим. Переходя к шварцшильдовскому случаю ($Q = 0, a = 0$), получаем $v_{\max} = \infty$, что совпадает с керровским антиколлапсаром в экваториальной плоскости. Таким образом, антиколлапсары представляют интерес для моделирования феноменов астрофизики высоких энергий.

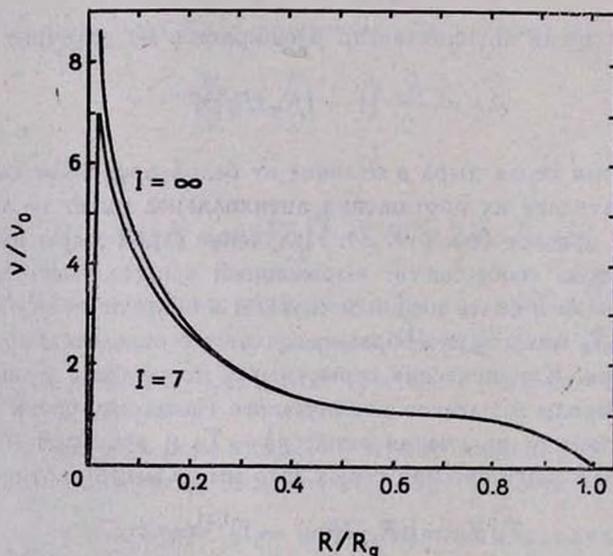


Рис. 2. Изменение частоты в зависимости от R (пространственной координаты) для канонической серой дыры при $I = 7$ ($I = v_{\max}/v_0$ — максимальное изменение частоты) и $I = \infty$ (шварцшильдовский случай).

Мы не будем здесь обсуждать всех возможных астрофизических приложений моделей антиколлапсирующих и осциллирующих отонов, но заметим, что им естественным образом присущи основные свойства, предъявляемые к D -телам [1, 2]): взрывной характер, локализация в малых про-

странственных областях, скоротечность, громадные энерговыделения. Детальный анализ астрофизических приложений белых и серых дыр в РПВМ автор полагает провести в последующих работах.

В заключение автор выражает благодарность проф. Р. Пенроузу и Дж. Нарликару за пояснения по белым дырам.

Астрономическая секция
Минского отделения ВАГО

FREQUENCY SHIFT OF RADIATION FROM ANTICOLLAPSING OBJECTS IN KERR—NEWMAN SPACE—TIME

A. P. TROFIMENKO

In extended Kerr—Newman space—time manifold anticollapsing objects, which have main properties of D—bodies, are considered. Spectral features of radiation from these objects at the initial step of anticollapse are determined, that gives the specific observational developments of D—bodies (ultra—high blue shift) at the moment of their transformation to the active phase of the evolution. The dependence of the blue shift on event horizons has been revealed and expressions for the maximal blue shift are given through global parameters of white and grey holes. Models of anticollapsars for the explanation of the nature of cosmic gamma—bursts are proposed.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Вестн. АН СССР, 11, 45, 1957.
2. V. A. Ambartsumian, Rev. Mex. Astron. y Astrofis., 10, 111, 1985.
3. Вопросы физики и эволюции космоса, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1978.
4. Л. В. Мирволян, в кн. «Проблемы современной космогонии», Наука, М., 1972.
5. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
6. Э. Б. Глинер, Докл. АН СССР, 19, 771, 1970.
7. P. Jordan, Phys. Bl, 28, 113, 1972.
8. A. P. Trofimenko, V. S. Gurin, Gen. Relat. and Gravit., 18, 53, 1986.
9. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, М., 1971.
10. С. Хокинз, Дж. Эллис, Крупномасштабная структура пространства-времени, Мир, М., 1977.
11. A. P. Trofimenko, V. S. Gurin, Astrophys. and Space Sci., 152, 105, 1989.
12. И. Д. Новиков, Астрон. ж., 41, 1075, 1964.
13. Y. Ne'eman, Astrophys. J., 141, 1303, 1965.
14. И. Д. Новиков, В. П. Фролов, Физика черных дыр, Наука, М., 1986.

15. *J. V. Narlikar, Pramana*, 2, 158, 1974.
16. *J. V. Narlikar, K. M. V. Apparao, Astrophys. and Space Sci.*, 35, 321, 1975.
17. *J. V. Narlikar, K. M. V. Apparao, Nature*, 251, 590, 1974.
18. *K. Lake, R. C. Roeder, Astrophys. J.*, 226, 37, 1978.
19. А. П. Трофименко, Принцип развития в астрофизике, Деп. в ИНИОН АН СССР, № 2027, 1978.
20. *A. P. Trofimenko, Fizika (SFRJ)*, 20, 321, 1988.
21. *V. S. Gurtin, A. P. Trofimenko, Rev. Roum. Phys.*, 31, 535, 1986.
22. *N. Dadhich, Pramana J. Phys.*, 8, 14, 1977.