

УДК 523+539.12

П. И. Фомин^{1, 2}, А. П. Фомина¹¹Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Национальной академии наук Украины
03143 Киев, ул. Метрологическая 14-б²Институт прикладной физики Национальной академии наук Украины
40030 Сумы, ул. Петропавловская 58**Об эволюции и характерных временах релятивистской струйной активности квазаров и радиогалактик**

В рамках квантово-вихревой модели релятивистской струйной активности квазаров (Укр. физ. журнал.—1991.—36, № 12.—С. 1785—1795; Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 5.—С. 24—35) рассмотрен вопрос о законе временной эволюции и характерных временах активности таких объектов. Предсказываемые теорией характерные времена попадают в диапазон $10^7 \div 10^8$ лет.

ПРО ЕВОЛЮЦІЮ ТА ХАРАКТЕРНІ ЧАСИ РЕЛЯТИВІСТСЬКОЇ СТРУМІННОЇ АКТИВНОСТІ КВАЗАРІВ І РАДІОГАЛАКТИК, Фомін П. І., Фомина А. П. — В рамках квантово-вихревої моделі релятивістської струмінної активності квазарів (Укр. физ. журнал.—1991.—36, № 12.—С. 1785—1795; Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 5.—С. 24—35) розглянуто питання про закон часової еволюції та характерні часи активності таких об'єктів. Характерні часи, які передбачаються теорією, попадають в діапазон $10^7 \div 10^8$ років.

ON EVOLUTION AND CHARACTERISTIC TIMES OF RELATIVISTIC JET ACTIVITY OF QUASARS AND RADIOGALAXIES, by Fomin P. I., Fomin A. P. — On the base of quantum-vortex model of relativistic jet activity of quasars and radiogalaxies (Ukr. Phys. J.—1991.—36, N 12.—P. 1785—1795; Kinematics and Physics of Celestial Bodies.—1997.—13, N 5.—P. 24—35) the law of evolution and characteristic times of jet activity of such objects is considered. The theory predicts that characteristic times of evolution are in the range of $10^7 \div 10^8$ years.

1. Развитый в работах [9—11] квантово-полевой подход к теории релятивистской струйной активности радиогалактик, квазаров и микроквазаров типа SS433 позволяет успешно решить проблему механизма выделения огромной мощности в этих экстремальных объектах и переноса выделяемой энергии на гигантские расстояния с релятивистскими скоростями в форме узко коллимированных струй (джетов). Эта теория естественным образом объясняет также механизм рождения ультрарелятивистских частиц на

концах струй (hot spots) и в так называемых узлах (knots) на пути джетов. Из теории вытекает и много других следствий, допускающих наблюдательные тесты. В данной работе мы рассмотрим временную эволюцию квантово-вихревой струйной активности керровских черных дыр.

Теория [9—11] основана на идее о генерации эргосферами быстро вращающихся керровских [7, 12] черных дыр пучков релятивистских квантованных вихрей в вакуумных кварк-антикварковых конденсатах квантовой хромодинамики (КХД) [3, 5, 14]. Возникающие в эргосфере в процессе гравитационного коллапса вещества квантованные вихри — в количестве, насыщающем режим квазитвердотельного вращения эргосферы, — продолжают далее расти по длине. Этот процесс можно рассматривать как определенную разновидность известного процесса суперрадиации [7, 12], позволяющего отбирать вращательную энергию керровской черной дыры и выносить ее за пределы эргосферы — в данном случае в форме удлиняющегося пучка квантованных вихрей. Пучок вихрей растет за счет «подкрутки» его основания в эргосфере и распространения релятивистской волны кручения [11] вдоль пучка. Доходя до «головы» пучка, эта волна расходует свою энергию на увеличение длины вихрей. Энергия отдельного вихря пропорциональна его длине.

В соответствии с идеологией КХД мы отождествляем эти вихри с дуальными релятивистскими струнами в адронной физике [1, 6, 15] и используем для описания их динамики известное действие Намбу—Гото [1]

$$S = -\varepsilon_1 \int [(\dot{x} \cdot x')^2 - \dot{x}^2 \cdot x'^2] d\sigma d\tau. \quad (1)$$

Множитель ε_1 перед интегралом имеет смысл линейной плотности энергии струны. В теории дуальных адронных струн выводится формула

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{2\pi\alpha'}, \quad (2)$$

где α' — параметр наклона реджевских траекторий в физике адронов. Заимствуя значения α' из адронной физики [1], мы получаем возможность описывать энергетику астрофизических релятивистских джетов без каких-либо неизвестных параметров. Получаемая таким образом количественная теория джетов оказывается в примечательном согласии с наблюдательными данными [2, 4, 13, 16]. При этом мы имеем в виду согласие порядков величин, поскольку сами наблюдательные данные в этой области пока определяются, как правило, только с такой точностью.

2. Формула для мощности квантово-вихревой струйной «суперрадиации» керровской черной дыры с массой M и моментом J имеет вид [9]:

$$\dot{E} = x \frac{Mc^2}{\tau} \left(\frac{J}{J_m} \right)^3, \quad x \sim 1, \quad (3)$$

где

$$J \leq J_m = \frac{GM^2}{c}, \quad (4)$$

$$\tau = \frac{2\pi\alpha' \hbar c}{Gm_q}, \quad (5)$$

$$\frac{\hbar}{m_q c} = 0.5 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Отметим, что такой простой вид (3) формула для мощности приобретает при некоторых упрощениях, влияющих, однако, главным образом на

точное значение безразмерного коэффициента x . Из выражения (3) видно, что в форме релятивистских струй выделяется именно вращательная энергия керровских черных дыр, так как при J , стремящемся к нулю, процесс прекращается.

Теперь выведем уравнение, определяющее эволюцию параметров керровской черной дыры $J(t)$ и $M(t)$ вследствие потери вращательной энергии по закону (3). Для этого заметим, что распространение волн кручения от керровской черной дыры вдоль пучка квантованных вихрей является обратимым процессом подобно волнам кручения вдоль тонких стержней в теории упругости. В теории суперрадиации [7, 12] доказывается, что в случае обратимых процессов суперрадиации изменяющиеся со временем масса черной дыры $M(t)$ и ее момент вращения $J(t)$ связаны следующим равенством [7, выражение (8.1.12)]

$$M^2(t) = M_{ir}^2 + \frac{J^2(t)}{4M_{ir}^2}, \quad (6)$$

где M_{ir} -- так называемая неприводимая масса, остающаяся у черной дыры после потери момента вращения. Из выражения (6), в частности, следует, что из керровской черной дыры с начальной массой M_0 и максимальным начальным моментом $J_0 = GM_0^2/c$ может быть извлечена энергия

$$\Delta Mc^2 = M_0 c^2 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \approx 0.29 M_0 c^2. \quad (7)$$

Например, при $M_0 \sim 10^8 M_\odot$ выделение энергии в форме узко коллимированных релятивистских струй может достигать $5 \cdot 10^{54}$ Дж. Наблюдательные оценки для наиболее мощных радиогалактик и квазаров дают как раз такие гигантские цифры [2, 4, 8, 16], сравнимые с энергией аннигиляции массы порядка $10^7 M_\odot$. Заметим, что никакой другой известный механизм не способен объяснить факт выделения такой огромной энергии и в такой удивительной форме, как очень узкие релятивистские струи.

В формуле (6), взятой из книги [7], используются единицы, в которых $G = c = 1$. Ниже при выводе и решении уравнения для $J(t)$ мы будем также использовать эти единицы для краткости записи, но при обсуждении физического смысла полученных результатов возвратим G и c в явном виде на их законные места.

Дифференцируя по времени уравнение (7), имеем

$$M(t)\dot{M}(t) = \frac{J(t)\dot{J}(t)}{4M_{ir}^2}. \quad (8)$$

С учетом (8) соотношение (3) приобретает форму

$$\dot{M}(t) \equiv -\dot{E}(t) = -x \frac{M(t)}{\tau} \left[\frac{J(t)}{M^2(t)} \right]^3. \quad (9)$$

Используя (6), (8) и (9), находим дифференциальное уравнение для $J(t)$:

$$\dot{J}(t) = -\frac{4xM_{ir}^2}{\tau} \frac{J^2(t)}{\left(M_{ir}^2 + \frac{J^2(t)}{4M_{ir}^2} \right)^2}. \quad (10)$$

Обозначив

$$z(t) = \frac{J(t)}{2M_{ir}^2}, \quad (11)$$

получаем уравнение

$$\dot{z}(t) = -\frac{8x}{\tau} \frac{z^2(t)}{[1 + z^2(t)]^2}. \quad (12)$$

С граничными условиями $z(0) = 1$, $z(\infty) = 0$ уравнение (12) имеет следующее решение:

$$z^{-1}(t) + \frac{4}{3} - 2z(t) - z^3(t) \frac{1}{3} = 8x \cdot \frac{t}{\tau}. \quad (13)$$

3. Переходя к анализу решения (13), обсудим прежде всего природу параметра времени τ . Из формулы (5) видно, во-первых, что τ не зависит от M и J , т. е. является универсальной характеристикой, общей для всех релятивистских струйных объектов. Оно определяется лишь мировыми постоянными c , G , \hbar и параметрами m_q , α' , связанными с толщиной и линейной плотностью энергии отдельного квантового вихря. По смыслу этих величин они должны быть связаны между собой. Параметризуя линейную плотность энергии следующим образом

$$\varepsilon_1 = (2\pi\alpha')^{-1} \equiv \frac{mc^2}{\frac{\hbar}{mc}} = \frac{m^2c^3}{\hbar}, \quad (14)$$

и взяв для универсального наклона реджевских траекторий значение [1]

$$\alpha' = 0.85 \text{ ГэВ}^{-2},$$

получим из выражения (14) оценку для m :

$$mc^2 \approx 428 \text{ МэВ}, \quad (15)$$

что позволяет просто отождествить величины m и m_q (см. оценку m_q в [9]):

$$m_q \equiv m = 428 \text{ МэВ}. \quad (16)$$

Таким образом, мы имеем всего один параметр в качестве энергетической характеристики квантового вихря в кварк-антикварковом конденсате, а именно -- динамическую массу легких кварков m_q , удвоенное значение которой интерпретируется как энергия связи для кварк-антикварковых пар, образующих вакуумный конденсат КХД [3, 5]. Эта энергия освобождается на оси вихря из-за разрыва связей центробежными силами. Теперь можно представить время τ в следующем виде:

$$\tau = \frac{\hbar^2}{cGm_q^3}. \quad (17)$$

Подставив сюда числовые значения всех величин, получим

$$\tau \sim 5 \cdot 10^7 \text{ лет}. \quad (18)$$

Примечательно, что время τ , содержащее согласно (17) лишь фундаментальные постоянные, относящиеся в основном к описанию микромира, имеет требуемый задачей астрономический масштаб (18). При этом оно попадает как раз в наблюдаемый (косвенно оцениваемый пока только по порядку величин) диапазон характерных времен активности квазаров [2, 8, 16].

Вернемся теперь к решению (13). При малых t , когда $z(t) \sim 1$, все слагаемые в левой части (13) имеют сравнимые значения. Этот этап эволюции длится период времени $\Delta t \leq \tau/(8x) \approx 6 \cdot 10^6$ лет и соответствует, согласно (3), максимальной мощности релятивистской струи активности.

При $t \gg \tau/(8x)$, когда $z(t)$ становится заметно меньше единицы, в левой части (13) можно оставить только первый член, и получается следующее асимптотическое поведение момента:

$$z(t) = \frac{J(t)}{2M_{ir}^2} \approx \frac{\tau}{8xt}, \quad (19)$$

$$t \gg \frac{\tau}{8x}.$$

При этом согласно (6) масса керровской черной дыры асимптотически приближается к M_{ir} по закону

$$M(t) = M_{ir} \left[1 + \left(\frac{\tau}{8xt} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (20)$$

Согласно (3) или (9) мощность джета в этой области уменьшается следующим образом:

$$\dot{E}(t) \sim \frac{M_{ir}c^2}{\tau} z^3(t) \sim \frac{M_{ir}c^2\tau^2}{(8xt)^3} \quad (20)$$

$$t \gg 6 \cdot 10^6 \text{ лет.}$$

4. В заключение подчеркнем, что в этой работе мы рассмотрели эволюцию джетов, генерируемых керровскими черными дырами с максимально возможным при данной начальной массе M_0 начальным моментом $J_0 = GM_0^2/c$, возникшим в результате аккреции на черную дыру быстро вращающегося газа. Мы рассматриваем эволюцию джета, т. е. эволюцию определяющих его параметров $M(t)$ и $J(t)$, начиная с момента $t = 0$, когда аккреция, обеспечив максимальный момент J_0 , прекратилась, и дальнейшая эволюция $J(t)$ и $M(t)$ определяется лишь уходом в джет вращательной энергии черной дыры по закону (3).

Если аккреция продолжается, то режим эволюции джета, конечно, усложнится и будет уже зависеть от конкретного режима аккреции и его характерных времен. Здесь возможны довольно разнообразные ситуации, которые необходимо учитывать, особенно если мы хотим описать струйную активность и ее эволюцию для какого-либо конкретного объекта, существенные параметры которого достаточно хорошо промеряны. Одним из таких интереснейших объектов является микроквazar SS433 в нашей Галактике. В завершение еще раз подчеркнем, что развиваемая здесь квантово-вихревая модель релятивистских джетов в радиогалактиках, квазарах и АЯГ (AGN) основана на привлечении «новой физики», а именно физики вакуумных конденсатов КХД в соединении с физикой керровских черных дыр. Успешность модели обусловлена объединением этих факторов без привлечения каких-либо гипотез *ad hoc*. Невозможность же понять феномен квазаров и радиогалактик на базе «старой физики» уже давно стала очевидной.

1. Барабашов Б. М., Нестеренко В. В. Модель релятивистской струны в физике адронов. — М.: Энергоатомиздат, 1987.—176 с.
2. Вильковиский Э. Я. Квазары. — М.: Наука, 1985.—176 с.
3. Волошин М. Б., Тер-Мартirosян К. А. Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц. — М.: Энергоатомиздат, 1984.—296 с.
4. Горбацкий В. Г. Введение в физику галактик и скоплений галактик. — М.: Наука, 1986.—256 с.
5. Миранский В. А., Фомин П. И. Динамический механизм нарушения симметрии и генерации масс в калибровочных теориях поля // Физ. элементар. частиц и атом.

- ядра.—1985.—16, вып. 3.—С. 469—521.
6. Мищенко А. В., Фомин П. И. Изотопически симметричные вихри в сигма-модели // Проблемы физики высоких энергий. — М.: Наука, 1989.—С. 219—224.
 7. Новиков И. Д., Фролов В. П. Физика черных дыр. — М.: Наука, 1986.—328 с.
 8. Физика внегалактических источников радиоизлучения: Сб. ст. — М.: Мир, 1987.—364 с.
 9. Фомин П. И. Квантово-полевой подход к теории релятивистской струйной активности квазаров и галактических ядер // Укр. физ. журн.—1991.—36, № 12.—С. 1785—1795.
 10. Фомин П. И. Квантово-вихревой механизм формирования релятивистских струй в квазарах и галактиках. — Киев, 1992.—16 с.—(Препр. / НАН Украины. Ин-т теор. физики; ИТФ-92-36Р).
 11. Фомин П. И., Томченко М. Д. О механизме передачи энергии и момента в релятивистских струях квазаров и радиогалактик. // Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 5.—С. 24—35.
 12. Чандрасекар С. Математическая теория черных дыр. — М.: Мир, 1986.—Т. 1.—276 с.; Т. 2.—365 с.
 13. Черпащук А. М. Данные фотометрических наблюдений SS433 и их интерпретация // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия.—1988.—38.—С. 60—120.
 14. Fomin P., Gusynin V., Miransky V., Sitenko Yu. Dynamical symmetry breaking and particle mass generation in gauge field theories // Rivista Nuovo Cim.—1983.—6.—P. 1—90.
 15. Nielsen H. B., Olsen P. Vortex-line model for dual strings // Nucl. Phys. B.—1973.—61, N 1.—P. 45—56.
 16. Quasars: Proc. 119 Symp. IAU / Eds G. Swarup, V. K. Kapahl. — Dordrecht: Reidel, 1986.—605 p.

Поступила в редакцию 10.05.07