# АСТРОФИЗИКА

**TOM 20** 

АПРЕЛЬ, 1984 ВЫПУСК 2

- 245 6.25

- The set of the state of the set of the and a second

14.

УДК 524.7-732-735-48

.

## РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННЫЕ ЛИВНИ В ЯДРАХ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК И КВАЗАРОВ

Ф. А. АГАРОНЯН, В. В. ВАРДАНЯН, В. Г. КИРИЛЛОВ-УГРЮМОВ Поступила 5 августа 1983 > Принята к печати 20 октября 1983

Выдвигается гипотеза, что наблюдаемое гамма-излучение активных галактик и квазвоса обусловлено развитием высокоэнергичного электромагнитного каскада, и:ициируемого ослятивистскими нетспловыми частицами в источниках активности.

В настоящее время надежно установлено, что бурные явления активности галактик непосредственно связаны с деятельностью их ядер. Хотя основные признаки активности галактических ядер были сформулированы Амбарцумяном еще в 1958 г. [1], однако до сих пор природа источников активности во многом остается невыясненной (см., например, [2]). Любая модель, претендующая на объяснение природы галактических ядер, должна обеспечивать огромную мощность (дсстигающую у квазаров до 1047 эрг/с), быструю переменность излучения (< 10<sup>7</sup> с) и относительно длительное время жизни (> 10<sup>7</sup> лет) этих объектов. К настоящему времени наиболее широко обсуждаются три модели ядер активных галактик и квазаров: компактное звездное скопление, сверхмассивный наклонный ротатор (магнитонд) и сверхмассивная аккрецирующая черная дыра (см., например, [2]). Имеющаяся совокупность наблюдательных данных, к сожалению, не позволяет делать однозначный выбор между этими моделями и тем более построить внутрение непротиворечивую теорию активности галактик и квазаров. На пути построения такой теории особенно важными представляются исследования широкого спектра электромагнитных волн, включая рентгеновский и гамма-диапазоны. Определенные надежды связываются также с нейтринной астрономией [3, 4].

Впрочем, наблюдения на опециализированных рентгеновских спутниках уже внесли существенный вклад во внегалактическую астрономию. В частности, установлено, что одной из характернейших особенностей активных галактик и квазаров является их мощное рентгеновское излучение. Малые масштабы переменности (~ 10<sup>2</sup>—10<sup>7</sup> с) излучения указывают, что рентгеновские фотоны генерируются непосредственно вблизи источников

активности. На космической обсерватории «Эйнштейн» для ряда близких пекулярных галактик (например, Центавр А, NGC 4151) получены прямые свидетельства, что основная доля наблюдаемого рентгеновского излучения в интервале 0.5—5 квВ формируется в компактных областях, совпадающих с ядрами этих галактик [5].

Слектрометрические измерения, проведенные на спутнике НЕАО-1. показали, что спектры активных галактик простираются до области жесткого рентгена, причем усредненный дифференциальный спектр «стандартной» активной галактики хорошо аппроксимируется в интервале 2-120 коВ степенной функцией с показателем л. ~ 1.62 ± 0.04 [6]. Подобные жесткие спектры рентгеновского излучения наблюдаются также от двух ближайших квазаров — 3С 273 и 0241 - 622 [7, 8] и от радиогалактики Центаво А [9]. Степенной характер спектров рентгеновского излучения активных галактик удовлетворительно объясняется как в рамках сихрокомптоновской (нетепловой) модели, так и комптонизацией низкочастотных фотонов в аккреционной плазме вокруг массивной черной дыры (см., например, [10]). Если рентгеновские фотоны генерируются в результате синхроксмптоновского механизма, то спекто релятивистских влектронов должен быть степенным с показателем Г, = 2а, -1 = 2.2. Подобный спекто.. согласно Лайтману, формируется при ускорении электронов ударными волнами в ядрах галактик. Характерной особенностью синхрокомптоновской модели является возможность (при соответствующих предположениях о значении матнитного поля и о спектре инжекции электронов) самосогласованното объяснения широкого диалазона спектра электромагнитных волн.

Комптонизация низкочастотного излучения на тепловых электронах горячей плазмы приводит к формированию степенного слектра фотоноввплоть до энергии E<sub>x</sub> ~ 3 кТ [11-13]. Согласно данным HEAO-1 рентгеновское излучение «стандартной» активной галактики наилучшим образом аппроксимируется спектром комптонизации при значениях температуры кT = 25 ± 10.2 къВ и оптической толщи по томсоновскому рассеянию  $r_{\tau} = 4.53^{+1.73}_{-0.94}$  [6]. В "чернодырных" моделях источников активности, кроме тепловой (комптонизованной) рентгеновской компоненты излучения. возможна и другая высокоэнертичная компонента, связанная с ускорением и взаимодействиями релятивистских частиц в аккредионной плазме. Гамма-излучение может образоваться как при рассеянии релятивистских влектронов на рентгеновских фотонах плазмы, так и при распаде вторичных: π-мезонов, генерируемых в неупругих (р-р) столкновениях. Механизмы ускорения частиц вблизи массивных черных дыр обсуждались Кафатосом: и др. [4]. В двухтемпературных дисках [12] или при сферически симметричной аккреции некоторый вклад в гамма-излучение могут дать также п-мезоны, связанные со взаимодействиями тепловых нуклонов плазмы с: температурой T<sub>t</sub> ~ 10<sup>12</sup> К [14, 15]. Однако эффективность этого механизма генерации гамма-квантов в аккреционной плазме, по-видимому, не очень высока [16].

Внегалактическое гамма-излучение от дискретных источников в диапазоне  $E_{\rm T} < 10$  МэВ впервые было обнаружено от радиогалактики Центавр А [17] и от сейфертовской галактики NGC 4151 [18, 19]. Мощность этого излучения составляет соответственно  $10^{44}$  эрг/с и  $10^{45}$  эрг/с, что более чем на порядок величины превосходит светимости этих объектов в других диапазонах электроматнитных волн. Наличие «горба» в спектре излучения в области энергий нескольких МэВ, по-видимому, является общим свойством активных галактик. К настоящему времени обнаружено мягкое гамма-излучение еще от двух внегалактических источников — сейфертовской галактики MCG 8—11—11 [20] и от квазара 0241+622 [21, 22]

Жесткое гамма-излучение открыто от квазара 3С 273 [23] и, возможно, от NGC 4151 [24] и от QSO 0241+622 [25], хотя достоверность наблюдений для последних двух источников не очень большая.

Как отмечалось выше, в рамках многих современных моделей, объясняющих рентгеновское излучение ядер активных галактик, возможна также вффективная генерация гамма-квантов. Однако из-за исключительной компактности источников свободный выход гамма-квантов из области генерации практически запрещен в результате фоторождения  $(e^+ - e^-)$ пар на рентгеновских фотонах. Основываясь лишь на значениях наблюдаемых потоков рентгеновского излучения и предполагая, что рентгеновские фотоны в источниках распределены более или менее изотропно и однородно, можно получить модельно независимую оценку критического размера области генерации излучения  $R_e$ , начиная с которого процесс фоторождения пар становится неизбежным. Действительно, используя приближенную формулу для оптической толщи плазмы по фоторождению [26]

$$τ_{\tau \tau} = R σ_0 n_s (2E_{th}) 2.5 E_{th},$$

$$(E_{th} = 2m_e^2 c^4 / E_{\tau} \text{ и } σ_0 = 1.7 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2),$$

из условия  $\tau_{TT} = 1$  получаем, например, для  $E_{\tau} = 100$  МэВ  $R_c \simeq 2 \cdot 10^{16}$  $(d/100 \text{ Mnc})^2 [\Phi_x (10 \text{ кэВ})/10^{-3} \text{ фот/см}^2 \text{ с кэВ}] см, d — расстояние до$  $источника; <math>\Phi_x (E_x)$  — наблюдаемый дифференциальный поток рентгеновских фотонов вблизи энергии  $E_r$ ;  $n_x (E_x)$  — плотность рентгеновских фотонов в источнике на единичный интервал энергии. Отметим, что полученная оценка соответствует нижнему пределу для  $R_c$ , когда при оценке плотности фотонов пренебрегают их диффузией в источнике, т. е. допускается, что оптическая толща по томсоновскому рассеянию  $\tau_T = Rn_s \tau_T \ll 1$ .

В частности, для квазара 3С 273 (d = 860 Мпс при  $H_0 = 55$  км/с Мпс и  $\Phi_s$  (10 квВ)  $\simeq 6 \cdot 10^{-4}$  фот/см<sup>2</sup> с квВ [7])  $R_c = 10^{18}$  см. В то же время

из переменности этого источника следует, что характерный размер области генерации рентгеновских фотонов существенно меньше 1018 см, и, следовалельно, оптическая толща плазмы по фоторождению - > 1, если только излучение не является сильно анизотролным. Подобная ситуация имеет место и во многих других активных галактиках и квазарах. Следовательно, если в ядрах активных галактик каким-то образом генерируются и высокоэнергичные гамма-кванты (а они в самом деле генерируются, как это показывают наблюдения), то до выхода из источника последние эффективно взаимодействуют с окружающим фотонным полем с обильным образованием электронно-позитронных пар. Однако условие ту > 1 в самом деле еще не означает, что источник является непрозрачным для гамма-квантов. Действительно, один из электронов пары, рождаемой в фотон-фотонных столкновениях, получает энергию порядка энергии начального высокоэнергичного гамма-кванта [27]. Этот электрон, рассеиваясь в дальнейшем. на тех же рентгеновских фотонах, приводит к образованию гамма-кванта. причем последний уносит практически всю энергию релятивистского электрона [28—30]. К образованию высоковнертичного гамма-излучения могут понвести также процессы тормозного излучения и аннитиляции нетепловых электронов и позитронов на лету [31, 32]. Эти фотоны далее при взаимодействиях с окружающим фотонным полем рождают (е<sup>+</sup> - е<sup>-</sup>) пары и т. д. Очевидно, что спектр выходящего гамма-излучения будет преимушественно обусловлен развитием высоковнергичного электромагнитного каскада в источнике.

В нашей предыдущей работе [33] исследовалось развитие электромагнитного каскада, инициируемого релятивистскими электронами и гаммаквантами в горячей радиационно-доминированной плазме. Исследованиединамики развития каскада в горячей плазме проводилось методом Монте-Карло. При моделировании каскада предполаталось, что плазма-мишень является стационарной, т. е. пренебреталось возмущениями среды под действием бомбардирующих релятивистских электронов и гамма-квантов. Вомногих представляющих для нас интерес случаях это предположение выполняется с большим запасом. В расчетах учитывались следующие электромагнитные процессы:

- фоторождение (e<sup>+</sup> - e<sup>-</sup>) пар в фотон-фотонных столкновениях;

- обратное комптоновское рассеяние электронов на фотонах плазмы;

— тормозное излучение и аннигиляция влектронно-позитронных пар при взаимодействиях с частицами плазмы;

 рассеяние нетермализованных электронов и позитронов на тепловых электронах плазмы (рассеяния Мёллера и Баба);

комптоновское рассеяние и образование пар гамма-квантами на.
 электронах и ионах плазмы;

- синхротронные потери релятивистских электронов.

В радиационно-доминированной плазме основную роль в генерации электронно-фотонных ливней играют первые два процесса, хотя при формировании спектра гамма-квантов в области малых энергий ( $\sim m, c^{\circ}$ ) стансвятся важными также процессы, связанные со взаимодействиями с тепловыми электронами плазмы.

Для обсуждаемых ниже активных галактик и квазаров предполагалось, что каскад развивается в области. изотропно заполненной рентгеновскими фотонами в интервале 1—150 квВ. Плотность фотонов в источнике определялась следующим образом (см., например, [34])

$$n_x(E_x) \simeq \frac{4\pi d^2 \Phi_x(E_x)}{4/3\pi R^2 c} (1 + \tau_T),$$

где d — расстояние до источника;  $\Phi_x(E_x)$  — наблюдаемый поток рентгеновского излучения; k — характерный размер области генерации рентгеновских фотонов;  $\tau_T = \sigma_T n_e R$  — оптическая толща по томсоновскому рассеянию. При заданном расстоянии до источника плотность рентгеновских фотонов в источнике, очевидно, зависит лишь от характерного размера. и сптической толщи.

Как отмечалось выше, рентгеновское излучение активных галактик может быть объяснено как синхрокомптоновским механизмом, так и комптонизацией низкочастотного излучения в тепловой плазме. В первом случае можно пренебречь плотностью тепловых электронов  $n_e$  и, соответственно, т<sub>7</sub>; во втором случае наблюдаемый спектр излучения намлучшим образом аппроксимируется спектром комптонизации при значениях  $kT \sim 30$  квВ и  $\tau_T \sim 1$ .

Быстрая переменность излучения свидетельствует о компактности источника рентгеновского излучения во многих активных галактиках, однако она позволяет судить лишь о верхнем пределе характерного размера области генерации. В расчетах мы варьировали значения R, а также спектры инициирующих каскад релятивистских частиц (электронов или гамма-квантов) для достижения согласия расчетов с наблюдаемыми спектрами в области  $\geq$  150 кэВ. При этом полная мощность в инжектируемых в область развития каскада частицах определялась из условия «сшивки» расчетного спектра с наблюдаемым при  $E \sim 150$  къВ.

а) Сейфертовские залактики NGC 4151 и MCG 8—11—11. Рентгеновское излучение ближайшей сейфертовской галактики NGC 4151 характеризуется жестким степенным спектром. По спектрометрическим данным HEAO-1 показатель спектра в интервале 2—120 къВ составляет  $a_x = 1.5 \pm \pm 0.02$  [6]. Изменение потока рентгеновских фотонов примерно в два раза наблюдалось за время. от 700 с [35] до нескольких дней [36]. В области жесткого рентгена спектр несколько уплощается ( $a \sim 1$ ), достигал

227

~ 1—2 МаВ, а далее резко укручается (см. рис. 1). На наличие излома в спектре указывает также верхний предел потока гамма-квантов в интервале 30—200 МаВ, полученный на спутнике SAS-2. Следует, однако, отметить, что конечный поток жестких гамма-квантов от NGC 4151, превосходящий на порядок значение верхнего предела SAS-2, был обнаружен группой МИФИ [24]. Сравнение спектра NGC 4151 со спектрами кваза-



Рис. 1. Спектр излучения NGC 4151.

ров 3С 273 и 0241+622 (см. ниже) показывает, что результат [24], несмотря на его недостаточную статистическую значимость, не очень сильно выпадает из ансамбля данных, а его противоречие с данными SAS-2, возможно, связано с сильной переменностью излучения, имеющей, в частности, место в МъВ-ой области. Из сопоставления результатов, полученных разными группами в течение 1977—1979 гг., следует, что вблизи 0.5 МъВ поток меняется от 3 до 10 раз за время меньше 1 года [37]. При расстоянии до источника d = 20 Мпс средняя светимость в мягком гамма-диапазоне составляет ~  $10^{45}$  врг/с, существенно больше, чем во всех других диапазонах волн.

Мы предполагаем, что наблюдаемое жесткое излучение NGC 4151 является результатом генерации релятивистских влектронно-фотонных ливней в области формирования рентгеновского излучения  $E_x \leq 150$  кв. На рис. 1 приведены рассчитанные в рамках каскадной модели спектры NGC 4151 в интервале 10<sup>-1</sup> — 10<sup>2</sup> МъВ. Расчеты проводились для сферической геометрии источника. Кривые соответствуют случаю, когда жесткое рентгеновское излучение генерируется при рассеянии релятивистских электронов на своих синхротронных фотонах, а каскад инициируется первичными электронами со степенным энергетическим спектром в интервале  $E_s > 50$  Мэв с показателем  $\Gamma_s = 2\alpha_s - 1 \simeq 2$ . Сравнение этих кривых с экспериментальными данными показывает, что при размере источника  $R > 10^{15}$  см (кр. 1) рассчитанные спектры не согласуются с наблюдениями в области энергий больше, 100 МэВ. Переменность жесткого рентгеновского излучения также указывает, что  $R \leqslant 10^{15}$  см [36].  $\simeq (R/10^{15} \text{ см})^{-1}$  при  $E_{\tau} = 100 \text{ МэВ})$  выход фотонов высоких энергий подавляется. В частности, при  $R = 10^{11}$  см достигается удовлетворительное согласие теоретического спектра (кр. 2) с наблюдениями. При этом эффективность трансформации энергии первичных электронов в высокоэнергичные фотоны с  $E_{\rm r} \leqslant 10$  МэВ достаточно велика  $(\geq 70^{\circ}/_{\circ}).$ 

Для  $R = 10^{14}$  см на рис. 1 приведен также спектр гамма-излучения, инициируемый в плазме с температурой электронов kT = 30 кэВ и  $\tau_T = 4$ . Предполагается, что рентгеновские фотоны до 150 къВ формируются в результате комптонизации, а гамма-кванты и электроны, инициирующие каскад, генерируются при распаде вторичных т-мезонов. В аккреционной плазме вокруг массивной черной дыры Т-мезоны могут образоваться при неупругих столкновениях тепловых нуклонов плазмы с ионной температурой T<sub>1</sub> ~ 10<sup>12</sup> К [15] (см., однако, [16]). Более эффективным является рождение п-мезонов при взаимодействиях ускоренных в аккреционной плазме протонов с окружающими тепловыми частицами [3. 4, 38]. В этом случае наряду с гамма-квантами и электронами при распаде т-мезонов образуются также нейтрино высоких энергий. Используя расчеты [3] по выходу гамма-квантов и нейтрино в (р -- р) взаимодействиях и учитывая, что примерно 70% энергии вторичных электронов, позитронов и гамма-квантов трансформируется в фотоны с энергией  $E_{\tau} \leq 10$  МаВ, можно получить ожидаемый лоток нейтрино от NGC 4151, если наблюдаемое гаммаизлучение в действительности связано со взаимодействиями ускоренных протонов с аккреционной плазмой. Так, в случае степенного спектра ускоренных протонов с показателем  $\Gamma_p = 2.3$ 

 $F_{-}(>1 \text{ ТэB}) \simeq 100 \text{ нейтрино/м}^3 \text{ год,}$ 

а для  $\Gamma_p = 2.6$  — поток нейтринс примерно на порядок меньше. Подобные потоки могут быть обнаружены с примерионанируемой в настоящее время установки ДЮМАНД области области и в

Характерный размер источника  $R \simeq 10^{11}$  см в "чернодырных" моделях, где основное энерговыделение аккрецирующего газа происходит на расстоянии, равном  $R \sim 10 R_g \left( R_g = \frac{2GM}{c^2} \simeq 3.10^{13} (M/10^8 M_{\odot}) \right)$ см-гравитационный радиус), соответствует массе черной дыры ~ 3.10° M<sub>☉</sub> и, следовательно, примерно 30 % критической светимости  $L_{Ed} = \frac{2\pi R_g m_p c^3}{3} \simeq 3.10^{15}$  врг/с выделяется в рентгеновских и гамма-лучах. Отметим, что наблюдаемая светимость NGC 4151 ограничивает массу черной дыры снизу: M > 10<sup>2</sup> Mo. В то же время из обнаруженной переменности  $\Delta t \sim 700$  с в интервале 2-10 коВ\* следует, что если излучение формируется во внутренней зоне аккреционного диска, то масса черной дыры не может превосходить ~ 10<sup>7</sup> M<sub>☉</sub>. Более точные расчеты с учетом эффектов переноса излучения дают значения верхнего предела  $M \leq 6.10^{\circ} M_{\odot}$  [35]. Это означает, что если источником активности NGC 4151 является аккрецирующая черная дыра, то мягкие рентгеновские лучи генерируются вне области основного энерговыделения (>10 Rg). Вспышка с длительностью ~ 700 с является, по-видимому, результатом излучения, возникающего по-каким либо причинам «горячего пятна».

Формируются ли жесткие рентгеновские лучи и гамма-кванты в этом «торячем пятне» и, следовательно, являются ли они проявлением локальной активности? Расчеты каскада в области с размером  $\sim 2.10^{13}$  см, заполненной мягкими рентгеновскими фотонами, дают жесткие степенные спектры гамма-квантов вплоть до энергии 50 МъВ, находящимися в явном противоречии с наблюдениями. Формально можно добиться более или менее удовлетворительното согласия, предполатая, что наблюдаемые жесткие рентгеновские фотоны также генерируются в этом «пятне». Однако это предположение не согласуется с модельно независимым соотношением между рентгеновской светимостью и масштабом времени переменности [10]

$$L_x \leq 2 \cdot 10^{42} \eta \Delta t \text{ spr/c},$$

где 7 есть эффективность конверсии массы покоя в излучение. Для  $\Delta t \sim 700$  с и светимости в диапазоне 2—120 къВ  $L_{\star} \simeq 5 \cdot 10^{43}$  эрг/с [6] мы получаем требование на  $\eta \ge 0.03$ , что даже в «чернодырных» моделях (учитывая, что излучение формируется вне зоны основного энерговыделения) представляется нереальным.

<sup>\*</sup> Хотя до стих пор не наблюдалось повторной вспышки NGC 4151, однако обнаруженные вариации излучения сейфертовской галактики NGC 6814 за время ~ 10<sup>2</sup> с на. НЕАО-1 [39] и квазара ОХ 169 за время ~ 10<sup>4</sup> с на обсерватории «Эйнштейн» [40]. косвенно свидетельствуют о надожности результата «Ухуру» [35].

Недавно мяткое гамма-излучение было обнаружено еще от одной сейфертовской галактики — МСС 8—11—11 [20]. Рентгеновское излучение этого источника до энергии 20 каВ хорошо аппроксимируется степенным спектром с показателем  $z_x \simeq 1.6^{+0.3}_{-0.2}$  [41]. Светимость в этом диапазоне составляет ~ 10<sup>44</sup> врг/с. В области жесткого рентгена до 100 каВ данные разных групп не согласуются, что, по-видимому, связано с переменностью излучения. Переменность излучения была обнаружена в диапазоне  $E_x \leq 20$  каВ за время  $\Delta t \leq 1$  год.



Рис. 2. Спектр излучения МСС 8-11-11.

На рис. 2 приведены спектры гамма-излучения, формируемого при развитии каскада в MCG 8—11—11. В расчетах предполагалось, что касжад инициируется релятивистскими влектронами со степенным спектром с показателем  $\Gamma_{\bullet} = 2.2$  в «чистом» поле рентгеновских фотонов с внергией 2—20 квВ. В случае характерного размера активной области развития каскада  $R = 10^{14}$  см согласие теоретического спектра (кр. 1) с наблюдательными данными вплоть до области жестких гамма-квантов, тде имеется верхний предел потока, полученный на спутнике SAS-2, можно считать удовлетворительным. В то же время при  $R = 10^{15}$  см имеется явное несоответствие между расчетным (кр. 2) и наблюдаемым спектрами. Несоответствие можно «сгладить» предполагая, что наблюдаемый в интервале  $\leq 20$  квВ спектр рентгеновских фотонов простирается до области жесткого рентгена,

231

#### Ф. А. АГАРОНЯН И ДР.

что, в частности, имеет место в NGC 4151. Отметим, что размер  $R \sim 10^{16}$  см с энергетической точки эрения является более выгодным для MCG 8—11—11, обладающей гамма-светимостью  $L_{\rm T} \sim 3 \cdot 10^{46}$  эрг/с. В частности, для модели аккреционного диска этот размер соответствует массе черной дыры  $\geq 10^9 M_{\odot}$  и соответственно критической светимости  $\geq 10^{17}$  эрг/с.

6) Квазары 3С 273 и 0241+622. В 1978 г. на спутнике СОЅ В было открыто жесткое гамма-излучение от квазара 3С 273. Спектр излучения в интервале 50—800 МэВ аппроксимируется степенной функцией с показателем  $a_7 \simeq 2.5^{+0.6}_{-0.3}$  [23]. 3С 273 является также мощным источником рентгеновского излучения, спектр которого вплоть до 120 къВ имеет стеленной характер с показателем  $a_x = 1.68 \pm 0.14$  [7]. В отличие от сейфертовских галактик в спектре 3С 273 не наблюдается завал в области мягкого рентгена. Светимость квазара в рентгеновских и гамма-лучах при космологическом расстоянии до источника d = 860 Мпс (z = 0.158 и  $H_0 = 55$  км/с Мпс) составляет  $\sim 7 \cdot 10^{46}$  врг/с и  $3 \cdot 10^{46}$  врг/с соответственно.

Источник является переменным в рентгеновских лучах. В области 2—60 квВ сообщалось о переменности за время порядка нескольких месяцев [42], что соответствует характерному размеру области генерации рентгеновского излучения  $\leq 3 \cdot 10^{17}$  см. Переменность за существенно более короткий период ( $5 \cdot 10^4$  с) наблюдалась в мягком рентгеновском диапазоне 0.5—5 квВ [23]. Это свидетельствует о компактности источника (источников?) рентгеновских фотонов и, следовательно, о большой оптической толще области по фоторождению ( $e^+ - e^-$ ) пар.

С целью изучения возможности совпадения областей генерации рентгеновских и гамма-квантов мы исследовали развитие электромагнитного каскада в 3С 273. На рис. З показаны спектры выходящего из истончика гамма-излучения для сферической геометрии. Из расчетов следует, что при R≪ 10<sup>17</sup> см основная доля исходных гамма-квантов практически независимо от спектра тенерации перерабатывается в фотоны с энергией ≤ 5 МаВ, для которых источник оказывается прозрачным (кр. 1). При этом результат слабо зависит от геометрии и взаимного расположения областей рентгеновских и гамма-квантов (центральный источник гамма-квантов, окутанный рентгеновской «шубой», или равномерно распределенные в сферической области рентгеновские и гамма-лучи). Таким образом, можно утверждать, что жесткое гамма-излучение формируется вдали от источника мягкого рентгеновского излучения (0.5—5.0 коВ), размер которого, как следует из переменности, обнаруженной на обсерватории «Эйнштейн», не превосходит ~ 10<sup>16</sup> см [23].

Начиная с  $R \ge 10^{17}$  см становится возможным также эффективный выход жестких гамма-квантов (кр. 2). При этом в силу того, что  $\tau_{11}$  все еще больше единицы (~ 10 при  $R = 10^{17}$  см) происходит трансформация

исходного спектра гамма-квантов. Так, для  $R = 10^{17}$  см и начального стетенного спектра генерации гамма-квантов с показателем  $z_7 = 2$ , результирующий спектр фотонов в области  $E_7 \ge 50$  Мав имеет приблизительную степенную зависимость с показателем  $\alpha_f \cong 2.5$  (кр. 3), согласующимся с данными COS B [23]. Отметим, что весьма близкий результат получается и в случае, если каскад инициируется релятивистскими электронами. При этом в области энергий  $E_7 \ge 50$  Мав переходит примерно 10% энергии.



Рис. 8. Спектр излучения 3С 273.  $1 - E_{\uparrow} = 200 m_e c^2$ ,  $R = 10^{16}$  см,  $\tau_{es} = 0$ ;  $2 - E_{\uparrow} = 200 m_e c^2$ ,  $R = 10^{17}$  см,  $\tau_{es} = 1$ , kT = 30 квВ;  $3 - N_0 (E_{\uparrow}) = A E_{\uparrow}^{-2}$ ,  $R = 10^{17}$  см,  $\tau_{es} = 0$ .

запасенной в начальных электронах или гамма-квантах. Отсюда получаем требование на необходимую мощность резервуара энергии ~  $3 \cdot 10^{47}$  эрт/с; примерно половина этой энергии выделяется в диапазоне мягких гаммаквантов с  $E_{\rm T}$  ~ 1 МэВ. Для сравнения укажем, что во всех других диапазонах электромагнитных волн (от радио до жестких гамма-квантов) светимость 3С 273 составляет ~  $2.5 \cdot 10^{47}$  эрг/с [43]. К сожалению, до сих пор отсутствуют данные о 3С 273 в этом, возможно, важнейшем (с энергетической точки эрения), диапазоне мятких гамма-квантов, что не позволяет проводить дальнейшее уточнение параметров каскада. В этом смысле более «информативным» является квазар 0241--622.

Поиск рентгеновского излучения от неидентифицированных источников COS В показал, что в пределах локализации дискретного гамма-источника CG 135-1 попадает малопримечательный рентгеновский источник из 4-ого каталога «Ухуру» 4U 241+61 [44]. В дальнейшем рентгеновский источник был надежно отождествлен с ближайшим квазаром 0241-;-622 [45]. Из-за относительно большой неопределенности координат локализации гамма-источника CG 135-;-1 вопрос об отождествлении последнего с квазаром 0241+622 остается открытым. На рис. 4 приведен наблюдаемый спектр квазара 0241+622 допуская, что CG 135 ÷ 1=4U 241+61=QSO 0241 + 622. Для подобной гипотезы, кроме большого сходства квазара с 3C 273, обладающим жестким гамма-излучением, существует, на наш взгляд, еще один важный аргумент, а именно, наблюдаемый конечный поток мягких гамма-квантов в направлении CG 135+1 [21, 22]. Этим самым CG 135+1 отличается от других неотождествленных источников COS B и, пожалуй, похож на ядра активных галактик (NGC 4151, MCG 8-11-11, NGC 5128).

На рис. 4 наряду с экспериментальными данными приведены рассчитанные в рамках «каскадной» модели спектры гамма-излучения QSO 0241+++622 для двух случаев : 1) каскад инициируется релятивистскими электронами с начальным степенным спектром с  $\Gamma_c = 2$  в «чистом» рентгеновском газе 1 кэВ  $\leq E_x \leq 100$  кэВ; 2) каскад инициируется гамма-квантами, генерируемыми при распаде т-мезонов в аккреционной плазме с электронной температурой  $kT \approx 30$  кэВ и  $\tau_T \simeq 4$  (для таких параметров удовлетворительно объясняется рентгеновское излучение с  $E_x \leq 100$  кэВ комптонизацией низкочастотных фотонов в тепловой плазме). Лучшее согласие с наблюдениями достигается при характерном размере активной области  $R = 3 \cdot 10^{15}$  см (....) и  $R = 10^{16}$  см (....) для случаев 1) и 2) соответственно.

в) Радиогалактика Центавр А. Спектр излучения радиогалактики Центавр A/NGC 5128 в рентгеновском диапазоне похож на спектры других активных галактик. Как и в случае NGC 4151 и MCG 8—11—11 спектр Центавр А продолжается до области мягких гамма-квантов, в которых светимость достигает своего максимума [9, 17]. Поэтому по аналогии с вышерассмотренными объектами, спектр Центавр А можно объяснить развитием электроматнитного каскада вблизи источника активности с характерным размером  $R = 10^{14}$  см. В то же время излучение этой радиогалактики имеет особенности, отличающие ее от других активных галактик. В первую очередь это относится к конечному потоку гамма-квантов сверхвысоких энергий ( $\geq 300$  ГэВ), обнаруженных в направлении Центавр А [46] и к

спектральным особенностям вблизи 1.6 МэВ и 4.6 МэВ [17]. В рамкал развиваемой здесь модели наличие в спектре излучения гамма-квантов сверхвысоких энергий достаточно естественно объясняется зависимостью сечения фоторождения ( $e^+ - e^-$ ) пар от параметра  $b = E_x E_T / m_e^2 c_s$ ( $z \sim \ln b/b$  при  $b \gg b_{\min}$ ;  $b_{\min} = 2$ ), в результате чего компактный рентгеновский источник, будучи толстым для гамма-квантов умеренных энергий, оказывается прозрачным для фотонов сверхвысоких энергий. В то же время, очевидно, гамма-линии не могут быть объяснены релятивистскими электронно-фотонными ливнями. Впрочем, если эти гамма-линии реальны, то любая обсуждаемая к настоящему времени модель формирования гамма-линий сталкивается с серьезнейшими энергетическими трудностями [47—49].



Рис. 4. Спектр излучения 0241+622.

При рассмотрении развития электромагнитных ливней мы здесь ограничивались обсуждением вопросов, связанных с формированием жесткого рентгеновского и гамма-излучения. Проблема образования нетеплового радио- и оптического излучения ядер галактих и квазаров выходит за рамки данной работы. Следует, тем не менее, отметить, что наблюдземые ма-

235

лые значения фарадеевого вращения во многих компактных внегалактических источниках являются весомым аргументом в пользу того, что излучающие радиоволны частицы являются смесью влектронов и позитронов [50], что естественным образом укладывается в рамках «каскадной» модели.

Ереванский физический институт Московский инженерно-физический институт

# RELATIVISTIC ELECRON-PHOTON SHOWERS IN THE NUCLEI OF ACTIVE GALAXIES AND QUASARS

#### F. A. AHARONIAN, V. V. VARDANIAN, V. G. KIFILLOV-UGRYUMOV

A hypothesis is proposed that the observed gamma-radiation from the nuclei of active galaxies and QSO's is due to the development of high-energy electromagnetic cascade initiated by relativistic nonthermal particles in the sources of activity.

#### ЛИТЕРАТУРА

- V. A. Ambartsumian. La structure et l'evolution de l'univers, Solvay Conference, Ed. R. Stoops, Brussel, 1958, p. 241.
- 2. V. L. Ginzburg, L. M. Ozernoy, Astrophys. Space Sci., 50, 23, 1977.
- 3. V. S. Berezinsky, V. L. Ginzburg, M. N. RAS, 194, 3, 1981.
- 4. M. Kafatos, M. M. Shapiro, R. Silberberg, Com. Astrophys., 9, 179, 1981.
- 5. H. Tananbaum, X-ray Astronomy. Eds. R. Giacconi and G. Sctti, D. Reidel Publ. Gomp., 1980, p. 291.
- R. E. Rothschild, R. F. Mushotzky, W. A. Baity, D. E. Graber, J. L. Matteson, L. E. Peterson, Preprint, UCSD SP-82-23, 1982.
- F. A. Primini, B. A. Cooke, C. A. Dobson, S. K. Howe, A. Scheepmaker, W. A. Weaton, W. H. G. Lewin, W. A. Baity, J. L. Matteson, L. E. Peterson, Nature, 278, 234, 1919.
- D. M. Worrall, E. A. Boldt, S. S. Holt, P. J. Serlemitson, Ap. J., 240, 421, 1980.
- W. A. Baitg, R. E. Rothschild, R. E. Lingenfelter, W. A. Stein, P. L. Nolan, D. E. Gruber, F. K. Knight, J. L. Matteson, L. E. Peterson, F. A. Primini, A. M. Levine, W. H. G. Lewin, R. F. Mushotzky, A. F. Tennant, Ap. J., 244, 429, 1981.
- 10. A. C. Fab an, Proc. R. Soc. Lond. A336, 449, 1979.
- 11. J. I. Katz, Ap. J., 206, 910, 1976.
- 12. S. L. Shaptro, A. P. Lightman, D. M. Eardley, Ap. J. 204, 187, 1976.
- 13. R. A. Sunyaev, L. G. Titarchuk, Astron. Astrophys., 86, 121, 1980.
- 14. G. H. Dahlbacka, G. F. Chapline, T. A. Weaver, Nature, 250, 36. 1974.
- 15. J. A. Eilek, Ap. J., 236, 664, 1980.
- 16. F. A. Aharonian, A. M. Atoyan, Preprint EFI-634 (24)-83, 1983: XOTO, 85, 1857,

- R. D. Hall, C. A. Meagan, G. D. Walraven, F. T. Djuth, R. C. Haymes, Ap. J., 210, 631, 1976.
- G. Di Cocco, G. Boella, F. Perotti, R. Stiglitz, G. Villa, R. E. Baker, R. C. Butler, A. J. Dean, S. J. Martin, D. Ramsden, Nature, 270, 319, 1977.
- 19. V. Schönfelder, Nature, 274, 345, 1978.
- 20. L. Bassani, A. J. Dean, Astron. Astrophys., 122, 119, 1983.
- 21. M. J. Coe, J. J. Quenby, A. R. Engel, Nature, 274, 343, 1978.
- 22<sup>.</sup> F. Perotti, A. Della Ventura, G. Villa, G. Di Cocco, R. C. Butler, A. J. Dean, R. L. Hayles, Ap. J., 239, L49, 1980.
- G. F. Bignami, K. Bennett, P. A. Caraveo, W. Hermsen, G. Kanbach, G. G. Lichti, J. L. Masnou, H. A. Mayer-Hasselwander, J. A. Paul, B. Sacco, L. Scarsi, B. N. Swanenburg, R. D. Wills. Astron. Astrophys., 93, 71, 1981.
- 24. А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Б. И. Лучков, Ю. В. Оверов, Письма ЖЭТФ, 17, 265, 1973.
- 25. W. Hermsen, Nature, 269, 494, 1977.
- 26. K. Herterich, Natare, 250, 311, 1974.
- 27. Ф. А. Агаронян, А. М. Атоян, А. М. Нагапетян. Астрофизика, 19, 323, 1983.
- 28. F. C. Jones, Phys. Rev., 167, 1159, 1968.
- 29. G. R. Blumenthal, R. J. Gould, Rev. Mod. Phys., 42, 237, 1970.
- 30. F. A. Aharonian, A. M. Atoyan, Astrophys. Space Sci., 79, 321, 1981.
- 31. F. A. Aharonian, A. M. Atoyan, Phys. Letters, 99B, 301, 1981.
- 32. R. Svensson, Ap. J., 258, 335, 1982.
- F. A. Aharonian, V. G. Kirillov-Ugryamov, V. V. Vardanian, Preprint EFI-676(66)-<sup>93</sup>, 1983.
- G. B. Rybicky, A. P. Lightman, Radiative Processes in Astrophysics, New York-Interscience, 1981.
- 35. A. P. Lightman, R. Giacconi, H. Tananbaum, Ap. J., 224, 375. 1978.
- 36. R. F. Mushotzky, S. S. Holt, P. J. Serlemitsos, Ap. J., 225, L115, 1978.
- 37. F. Perotti, A. Della Venturz, G. Villa, G. Di Cocco, L. Bassani, R. C. Builer, J. N. Carter, A. J. Dean, Ap. J., 247, L63, 1981.
- 38. R. J. Protheroe, D. Kazanas, Ap. J., 265, 620, 1983.
- 39. A. F. Tennant, R. F. Mush tzky. Ap. J., 264, 92, 1983.
- H. Tananbaum, Y. Avni, G. Branduardi, M. Elvis, G. Fabbiano, E. Feigelson, R. Giacconi, P. Henry, J. P. Pye, A. Soltan, G. Zamorani, Ap. J., 234, L9, 1979.
- 41. R. F. Mushotzky, F. E. Marshall, Ap. J., 239, L5, 1980.
- 42. D. M. Worrall, R. F. Mushotzky, E. A. Boldt, S. S. Holt, P. J. Serlemitsos, Ap. J., 232, 683, 1979.
- 43. M. H. Ulrich, ESO Preprint No. 122, 1980.
- L. Maraschi, T. Market, K. M. V. Apparao, H. Bradt, H. Helmken, W. Wheaton, W. A. Baity, L. E. Peterson, Nature, 272, 679, 1978.
- 45. K. M. V. Apparao, G. F. Bignami, L. Maraschi, H. Helmken, B. Margon, R. Hjellming, H. V. Bradt, R. G. Dower, Nature, 273, 450, 1978.
- J. E. Grindlay, H. F. Helmken, R. Handbarg, J. Davis, L. R. Allen Ap. J., 197, L9, 1975.
- 47. R. E. Lingenfelter, J. C. Higdon, R. Ramaty, NASA T. M. 79619, 1978, p. 228.-
- 48. L. M. Ozernoy, F. A. Aharontan, Astrophys. Space Sci., 66, 497, 1979.
- 49. Ф. А. Азаронян, Р. А. Сюняев, Препринт ЕФИ-583(70)-82, 1982; М.N. RAS-(в печати).
- 50. P. Noerdlinger, Phys. Rev. Letters, 41, 135, 1978.