

## АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 549.121.7

### ВАРИАЦИИ СПЕКТРОВ ГАММА-КВАНТОВ ОТ ЯДЕР АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК И КВАЗАРОВ В КАСКАДНОЙ МОДЕЛИ

**И. П. Иваненко**, А. А. Лагутин, С. В. Трифонова

(НИИЯФ)

В каскадной модели наблюдаемое от ядер активных галактик и квазаров гамма-излучение является результатом развития электронно-фотонных каскадов, возникающих при прохождении генерируемых в источнике высокоэнергетичных частиц через активную область его рентгеновского излучения. В рамках этой модели рассчитаны вариации  $\gamma$ -спектров сейфертовской галактики NGC 4151 и квазара 3C 273, вызванные переменностью рентгеновского излучения этих источников. Результаты не противоречат имеющимся экспериментальным данным.

В работах [1, 2] предложена каскадная модель формирования гамма-излучения ядер активных галактик и квазаров (далее ЯАГ), являющихся источниками мощного рентгеновского и гамма-излучения. Согласно этой модели наблюдаемый от источника  $\gamma$ -спектр является результатом развития электронно-фотонных каскадов (ЭФК), возникающих при прохождении генерируемых в источнике высокоэнергетичных частиц (электронов и  $\gamma$ -квантов) через активную область формирования его рентгеновского излучения. Каскадная модель позволяет объяснить при минимальном числе предположений основные закономерности поведения  $\gamma$ -спектров ЯАГ. Вместе с тем имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют о переменности в рентгеновском и гамма-диапазонах спектров большинства ЯАГ. Если формирование заметной доли наблюдаемого от источника  $\gamma$ -спектра действительно обусловлено развитием ЭФК, то между переменностями низкоэнергетической (рентгеновского поля) и высокоэнергетической ( $\gamma$ -спектра, являющегося результатом развития ЭФК) частей должна существовать вполне определенная характерная связь.

Целью данной работы является исследование вариаций  $\gamma$ -спектров ЯАГ в рамках каскадной модели и сопоставление предсказаний модели с наблюдаемой переменностью наиболее изученных источников — сейфертовской галактики NGC 4151 и квазара 3C 273.

Пусть активная область источника однородно заполнена изотропным рентгеновским излучением со спектральной плотностью  $n(\omega)$  и представляет собой плоскопараллельный слой толщины  $z$ . В точке  $z=0$  генерируются высокоэнергетичные электроны ( $\alpha=e$ ) или  $\gamma$ -кванты ( $\alpha=\gamma$ ), спектр которых описывается функцией  $S_\alpha(E)$ . При прохождении их через активную область источника в результате процессов фоторождения пар и обратного комптоновского рассеяния в области развиваются ЭФК. Дифференциальный энергетический спектр выходящих из активной области источника  $\gamma$ -квантов можно представить в виде

$$I_\alpha(z; E^*) = \int dE S_\alpha(E) q_\alpha(z, E), \quad (1)$$

где  $q_\alpha(z, E; E^*) \equiv q_\alpha(z, E)$  — число  $\gamma$ -квантов с энергиями в единичном интервале около точки  $E^*$  от каскада, порожденного одной первичной частицей типа  $\alpha$  с энергией  $E$  (сопряженная функция, или ценность этой частицы). Величина  $I_\alpha(z; E^*)$  является функционалом от функций  $S_\alpha(E)$  и  $n(\omega)$  (через функцию  $n(\omega)$  выражаются сечения взаимодействий каскадных частиц с полем рентгеновских фотонов). Изменения спектра первичных частиц и поля рентгеновских фотонов будут приводить к вариациям наблюдаемого спектра  $\gamma$ -квантов.

Чувствительность  $\gamma$ -квантов к вариациям первичного спектра  $S_\alpha$  будем описывать вариационной производной  $\delta I_\alpha(z; E^*)/\delta S_\alpha(E)dE$ . Она дает изменение  $I_\alpha$  при единичном изменении первичного спектра в единичном интервале энергии около точки  $E$ . Из (1) видно, что эта вариационная производная равна  $q_\alpha(z, E)$ .

Изменение  $I_{\alpha}$ , вызванное единичным изменением спектра рентгеновских фотонов в точке  $\omega$ , в первом приближении теории возмущений описывается вариационной производной

$$\delta I_{\alpha}(z; E^*) / \delta n(\omega) d\omega = \int dE S_{\alpha}(E) (\delta q_{\alpha}(z, E) / \delta n(\omega) d\omega).$$

При некоторых возмущениях первичного спектра  $\delta S_{\alpha}$  и поля рентгеновских фотонов  $\delta n(\omega)$  вариации выходящего из активной области потока  $\gamma$ -квантов могут быть найдены с помощью введенных выше коэффициентов чувствительности:

$$\delta I_{\alpha}(z; E^*) = \int (\delta I_{\alpha}(z; E^*) / \delta S_{\alpha}(E) dE) \delta S_{\alpha}(E) dE + \\ + \int (\delta I_{\alpha}(z; E^*) / \delta n(\omega) d\omega) \delta n(\omega) d\omega.$$

Приведенные выражения показывают, что для исследования вариаций спектров  $\gamma$ -квантов, вызванных изменениями первичного спектра и рентгеновского поля, достаточно знать ценность  $q_{\alpha}$  и ее дифференциальную чувствительность  $\delta q_{\alpha}(z, E) / \delta n(\omega) d\omega$ .

Ценность  $q_{\alpha}$  удовлетворяет сопряженным каскадным уравнениям, уравнения для дифференциальной чувствительности ценности получаются из них действием оператора  $\delta / \delta n(\omega) d\omega$  (подробности сопряженного подхода и метода чувствительности можно найти в [3—6]).

На рис. 1 приведен  $\gamma$ -спектр от сейфертовской галактики NGC 4151. Средний спектр рентгеновского излучения этой галактики описывается степенной функцией с единым показателем  $\alpha_x = 1,6$  в интервале энергий  $1 \div 150$  кэВ [7]. Мы предполагаем, что в источнике генерируется степенной спектр электронов с энергиями  $50 \div 10^6$  МэВ, показатель наклона  $\alpha_e = 2,2$ . Рассчитанный каскадный спектр  $\gamma$ -квантов удовлетворительно описывает экспериментальные данные, если размер активной области  $R = 1,2 \cdot 10^{14}$  см (штриховая кривая) при условии, что галактика находится на расстоянии  $d = 20$  Мпк и поток фотонов с энергией 10 кэВ равен  $\Phi_x = 8 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1}$ . Будем считать, что он соответствует некоторому «среднему» состоянию источника.

Экспериментальные данные свидетельствуют о переменности источника: потоки рентгеновских фотонов, зарегистрированные в разные периоды наблюдений, различаются в 4 раза, в течение одного периода светимость менялась плавно и удваивалась за время от 10 мин до нескольких дней [7, 9]. Потоки  $\gamma$ -квантов, зарегистрированные в разное время, различаются в 3—10 раз [7] в области  $E^* \approx (0,5 \div 5)$  МэВ и примерно на порядок — при  $E^* \approx 100$  МэВ [7, 8].

На рис. 1 приведен также спектр  $\gamma$ -квантов от NGC 4151 для состояния рентгеновского поля с плотностью фотонов в 4 раза меньшей «средней» (сплошная кривая). Имеет место характерная антикорреляция вариаций потоков  $\gamma$ -квантов с энергиями ниже и выше 10 МэВ: при уменьшении плотности рентгеновских фотонов поток мягких  $\gamma$ -квантов также уменьшается, а высокоэнергетичных — возрастает. Качественно рассчитанные вариации ведут себя так же, как экспериментально наблюдаемые. Они максимальны в области энергий мягкого  $\gamma$ -диапазона и при  $E^* \approx 100$  МэВ изменения достигают значения 7. Если кроме увеличения плотности рентгеновских фотонов одновременно увеличивается и первичный спектр, то различие спектров в области энергий  $E^* \approx (0,5 \div 5)$  МэВ возрастет, но станет в соответствующее число раз меньше при  $E^* \approx 100$  МэВ. Поэтому естественнее, не уменьшая величину вариаций при больших энергиях путем изменения первичного спектра, учесть укрупнение спектра рентгеновских фотонов при увеличении светимости (см. [9]) и наличие плазмы и возможные ее изменения в активной области источника. При увеличении наклона спектра рентгеновских фотонов наклон спектра каскадных  $\gamma$ -квантов в области энергий больше 5 МэВ также увеличивается [3], что приведет к увеличению вариаций потока  $I_{\alpha}$  в районе 100 МэВ. Изменения плазмы могут быть дополнительным источником вариаций спектров, в первую очередь в области энергий мягких  $\gamma$ -квантов  $E^* \approx (0,5 \div 5)$  МэВ.

На рис. 2 приведен спектр от квазара 3С 273. Средний спектр  $\gamma$ -квантов в ЭФК не описывается степенной функцией с единым показателем. Его форма определяется параметрами спектров рентгеновских фотонов и релятивистских частиц [3]. Мы брали степенной спектр первичных  $\gamma$ -квантов,  $\alpha_7 = 2$  в интервале энергий  $10^2 \div 10^6$  МэВ, и степенной «средний» спектр рентгеновских фотонов,  $\alpha_x = 1,7$  в области  $1 \div 150$  кэВ, расстояние до источника  $d = 860$  Мпк и  $\Phi_x(10 \text{ кэВ}) = 6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1}$  [10]. Средний спектр  $\gamma$ -квантов (сплошная кривая) соответствует размеру активной области источника  $R = 1,05 \cdot 10^{17}$  см.

Квазар 3С 273 является переменным источником, причем вариации разных участков спектра не коррелируют между собой. Так, поток жесткого рентгеновского излучения изменяется в два раза за время порядка одного месяца [13]. Это вполне со-

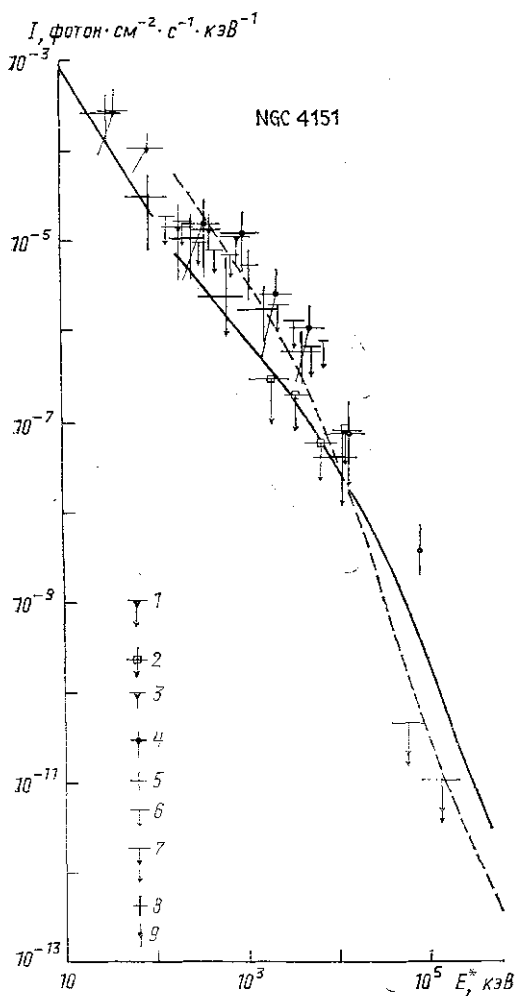


Рис. 1. Спектр гамма-излучения сейфертовской галактики NGC 4151: 1—8 — экспериментальные данные из [7], 9 — [8]; штриховая и сплошная линии — расчетные спектры гамма-излучения, соответствующие среднему и возмущенному состояниям источника

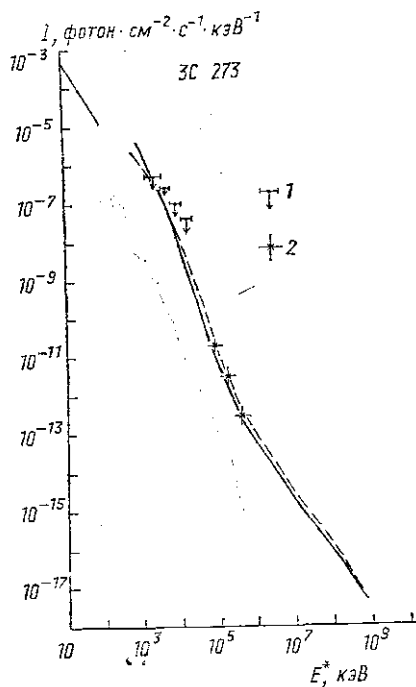


Рис. 2. Спектр гамма-излучения квазара 3С 273: 1 — экспериментальные данные из [11], 2 — [12]

гласуется с нашим предположением о существовании в источнике активной области, заполненной жестким рентгеновским излучением, размером порядка  $10^{17}$  см.

Дважды, в 1976 и 1978 гг., источник наблюдался почти одновременно в жестком рентгеновском и  $\gamma$ -диапазонах [12, 14, 15]. Если учесть, что за двадцать дней до начала наблюдений в  $\gamma$ -диапазоне в 1976 г. интенсивность рентгеновского излучения могла измениться на 40% [13, 15], то потоки  $\gamma$ -квантов с энергиями в районе 100 МэВ согласно каскадной модели могли измениться в два раза (штриховая кривая). Так же различаются зарегистрированные на COS-B в 1976 и 1978 гг. интенсивности высокоэнергетических  $\gamma$ -квантов. В случае уменьшения в два раза светимости в рентгеновском диапазоне вариации потоков  $\gamma$ -квантов в районе 100 МэВ должны быть  $\sim 3$ .

Таким образом, полученные в рамках каскадной модели спектры  $\gamma$ -излучения сейфертовской галактики NGC 4151 и квазара 3С 273 и их вариации, обусловленные изменением рентгеновского излучения в активной области источника, не противоречат имеющимся экспериментальным данным. Для окончательных выводов необходимы одновременные наблюдения источников в рентгеновском и  $\gamma$ -диапазонах.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Агаронян Ф. А., Варданян В. В., Кириллов-Угрюмов В. Г. // *Астрофизика*. 1984. 20, С. 223. [2] Agharonyan F. A., Kirillov-Ugrumov V. G., Vardanian V. V. // *Astrophys. Space Sci.* 1985. 115. P. 201. [3] Иваненко И. П., Лагутин А. А., Линде И. А., Трифонова С. В. Препринт НИИЯФ МГУ 91-24/228. 1991. [4] Lagutin A. A., Litvinov V. A., Uchaikin V. V. // *Proc. 20 ICRC. Moscow*. 1987. V. 4. P. 502. [5] Учайкин В. В., Рыжов В. В. Стохастическая теория переноса частиц высоких энергий. Новосибирск, 1988. [6] Ivanenko I. P., Lagutin A. A., Linde I. A. et al. // *Proc. 22 ICRC. Dublin*, 1991. V. 1. P. 121. [7] Perotti F., Della Ventura A., Villa G. et al. // *Astrophys. J.* 1981. 247. P. 163. [8] Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г., Лучков Б. И., Озеров Ю. В. // Письма в ЖЭТФ. 1973. 17. С. 265. [9] Yaqoob T., Warwick R. S. // *Proc. 23 ESLAB Symp. on Two-Topics in X-ray Astronomy. Bologna*, 1989. P. 1089. [10] Primini F. A., Cooke B. A., Dobson C. A. et al. // *Nature*. 1979. 278. P. 234. [11] White R. S., Dayton B., Gibbons R. // *Nature*. 1980. 284. P. 608. [12] Bignami G. F., Bennet K., Buccheri R. et al. // *Astron. Astrophys.* 1981. 93. P. 71. [13] Courvoisier T. J.-L., Turner M. J. L., Roblos E. I. et al. // *Astron. Astrophys.* 1987. 176. P. 197. [14] Swanenburg B. N., Bennett K., Bignami G. F. et al. // *Nature*. 1978. 275. P. 298. [15] Worrall D. M., Mushotzky R. E., Boldt E. A. et al. // *Astrophys. J.* 1979. 232. P. 683.

Поступила в редакцию  
09.06.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 2

## РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.833

### ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ В РЕЖИМЕ НАВЕДЕННОГО ТОКА РАСТРОВОГО ЭЛЕКТРОННОГО МИКРОСКОПА

Р. С. Гвоздовер, В. И. Петров

(кафедра физической электроники)

Рассмотрено влияние скорости поверхностной рекомбинации и глубины залегания источника на пространственное разрешение в режиме наведенного тока растрового электронного микроскопа для объектов с  $p$ - $n$ -переходом, расположенным перпендикулярно плоскости сканирования электронного пучка.

Метод наведенного тока (НТ) растрового электронного микроскопа (РЭМ) находит широкое применение при исследовании полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. Использование метода НТ позволяет получать информацию с высоким пространственным разрешением о дислокациях, точечных дефектах, а также  $p$ - $n$ -переходах [1]. Вопрос о предельном пространственном разрешении метода НТ становится весьма актуальным в связи с развитием технологии интегральных схем, в которых глубина залегания  $p$ - $n$ -перехода составляет доли микрометра. Задача об улучшении пространственного разрешения в режиме НТ РЭМ обсуждалась в ряде работ, однако в основном она сводилась к изучению зависимости НТ от диффузионной длины  $L$  неосновных носителей заряда.

В настоящей работе получены данные о пространственном разрешении с учетом скорости поверхностной рекомбинации, а также глубины залегания источника для объектов с  $p$ - $n$ -переходом, расположенным перпендикулярно плоскости сканирования электронного пучка.

Величина тока через  $p$ - $n$ -переход  $J$ , индуцированного электронным пучком, определяется из решения краевой задачи для стационарного уравнения диффузии

$$D \operatorname{div} \operatorname{grad} (\Delta p) - \frac{\Delta p}{\tau} + Q = 0$$

( $D$  — коэффициент диффузии неосновных носителей заряда,  $\tau$  — их время жизни,  $Q(x, y, z)$  — плотность источников,  $\Delta p$  — избыточная концентрация неравновесных носителей заряда) с краевыми условиями  $\Delta p = 0$  при  $x = 0$  и  $\partial \Delta p / \partial x = S \Delta p$  при  $z = 0$