

новое излучение исходит из более компактных источников, а длинноволновое — из сравнительно протяженных областей.

*A Search of Variability of 3C 120 at 327 MHz.* The observations at 327 MHz showed no remarkable variation of 3C 120 during three months.

20 мая 1974

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

Тата Институт фундаментальных  
исследований, Бомбей (Индия)

В. А. САНАМЯН  
В. Р. ВЕНУГОПАЛ

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. E. Epstein et al., Ap. Lett., 178, 51, 1972.
2. G. Swarup, N. V. G. Sarma et al., Nature, 230, 185, 1971.
3. R. V. Hunsted, Ap. Lett., 12, 193, 1972.
4. W. J. Medd, B. H. Andrew, C. A. Harvey, J. L. Locke, Mem. R. A. S., 77, 120, 1972.

#### ЗАМЕЧАНИЕ К ВОПРОСУ О ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ КВАЗИЗВЕЗДНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

Построение функции светимости квазизвездных радиоисточников (QSS) связано с необходимостью получить выборку, содержащую все объекты, для которых потоки излучения в радио- и оптическом диапазонах превосходят некоторые предельные значения. Сейчас имеются две такие „полные“ выборки QSS из каталогов 3CR и 4C, составленные Шмидтом [1] и Линдсом и Уиллсом [2]. Сравнительно небольшой объем выборок (они содержат соответственно 33 и 30 объектов) не позволяет полностью определить основную величину  $f(L_o, L_r, z)$  — фазовую плотность QSS, обладающих оптической светимостью  $L_o$ , радиосветимостью  $L_r$  и красным смещением  $z$ . Принимая во внимание как данные о QSS, так и данные о квазизвездных объектах, выделенных лишь при помощи оптических методов (QSO), Шмидт [3, 4] пришел к выводу, что

$$f(L_o, L_r, z) dz dl_o dL_r = \rho(z) dV(z) \varphi(L_o) dL_o \psi\left(\frac{L_r}{L_o}\right) dL_r, \quad (1)$$

где  $\rho(z)$  плотность QSS в сопутствующих координатах,  $V(z)$  — современный объем пространства, соответствующий объектам с красным

смещением  $\leq z$ . В дальнейшем этот результат использовали многие другие авторы.

Представление  $f(L_o, L_r, z)$  в виде (1) основано на следующих двух независимых предположениях: 1) нормированная к 1 функция светимости QSS как в радио, так и в оптическом диапазоне не меняется с эпохой (предположение об эволюции плотности) и 2) отношение  $L_r/L_o$  — или, что эквивалентно, радиоиндекс — не зависит от оптической светимости. В упомянутых работах Шмидт показал, что при этом предположении удается согласовать распределения квазизвездных радиоисточников и QSO по красному смещению.

Ниже показано, что данные [1, 2] о QSS противоречат второму предположению.

Рассмотрим полную в указанном выше смысле выборку QSS. Ввиду ограничений, накладываемых на потоки излучения, выборка содержит лишь те из объектов с красным смещением  $z$ , для которых светимости  $L_o$  и  $L_r$  превосходят соответственно некоторые минимальные значения  $L_o^m$  и  $L_r^m$ , зависящие от  $z$  и предельных потоков. Для выборок [1, 2] в космологической модели с  $\Lambda = 0$ ,  $q_o = +1$  и  $H_o = 100$  км/сек · Мпс можно принять

$$\begin{cases} \lg L_o^m = a + 2 \lg z, \\ \lg L_r^m = b + 2 \lg z - 0.3 \lg(1 + z), \end{cases} \quad (2)$$

где  $L_o$  — светимость на длине волны 2500 А,  $L_r$  — светимость на частоте 500 МГц (обе монохроматические светимости измеряются в единицах  $\text{вт/Гц}$ ), постоянные  $a = 23.03$ ,  $b = 27.67$  для выборки 3CR и  $a = 22.62$ ,  $b = 27.02$  для выборки 4С.

Сложный характер границ (2) области, свободной от наблюдательной селекции, в пространстве  $(L_o, L_r, z)$  делает весьма затруднительным выделение реальной зависимости между указанными тремя параметрами для QSS. Простейший способ преодолеть это затруднение, связанный, правда, с некоторой потерей информации, заключается в рассмотрении лишь тех объектов из промежутка  $[0, z]$ , для которых  $L_o > L_o^m(z)$ ,  $L_r > L_r^m(z)$ , т. е. в искусственном выделении — при различных  $z$  — свободных от селекции областей, ограниченных плоскими поверхностями. Выбор значений  $z$  ограничен лишь тем условием, чтобы каждая область содержала как можно большее число объектов и совокупности объектов в соседних областях перекрывались как можно меньше.

В соответствии с изложенным мы выбрали три области для объектов выборки 3CR и две для объектов выборки 4С. Значения верхней границы промежутков  $[0, z]$  указаны во втором столбце табл. 1.

Таблица 1

Выборка	$z$	$n$	$r(\lg L_{00}, z)$	$r(\lg L_r, z)$	$r\left(\lg \frac{L_r}{L_{00}}, z\right)$	$r(\lg L_{00}, \lg L_r)$	$r\left(\lg L_{00}, \lg \frac{L_r}{L_{00}}\right)$	$r\left(\lg L_r, \lg \frac{L_r}{L_{00}}\right)$
3CR	0,768	8	0,26 0,33	0,11 0,35	-0,12 0,35	-0,34 0,31	-0,87 0,08	0,76 0,15
	0,961	9	0,20 0,32	0,17 0,32	-0,03 0,33	-0,01 0,33	-0,75 0,15	0,67 0,18
	1,112	11	-0,26 0,28	-0,55 0,21	-0,21 0,29	-0,16 0,29	-0,74 0,14	0,79 0,11
4C	1,137	7	0,01 0,38	0,18 0,37	0,16 0,37	0,47 0,29	-0,59 0,25	0,44 0,31
	1,952	7	0,73 0,18	0,12 0,37	-0,17 0,37	-0,34 0,33	-0,65 0,22	0,94 0,05

В третьем столбце приведено число объектов в данном промежутке красных смещений, удовлетворяющих условиям  $L_o > L_o^*(z)$ ,  $L_r > L_r^*(z)$ ; в последующих столбцах — попарные коэффициенты корреляции  $r$  между величинами  $z$ ,  $\lg L_o$ ,  $\lg L_r$ ,  $\lg(L_r/L_o)$  и их стандартные отклонения. Число объектов в каждой области невелико, однако рассмотрение всей совокупности коэффициентов корреляции дает дополнительные сведения о характере искомых зависимостей.

В несколько ином виде часть данных табл. 1, относящаяся к изменению радио- и оптической светимости QSS с эпохой, обсуждалась нами ранее [5]. Здесь мы отметим, что значительной корреляции  $\lg L_o$ ,  $\lg L_r$  и  $\lg(L_r/L_o)$  с  $z$  не обнаружено. При этом, разумеется, отрицать вообще возможность эволюции светимости нельзя. Таким образом, можно утверждать лишь то, что приведенные данные не противоречат предположению об эволюции плотности QSS.

Что касается вопроса о структуре функций светимости QSS, то здесь следует обратить внимание на следующее: все значения  $r(\lg L_o, \lg(L_r/L_o))$  велики по абсолютной величине. В отличие от ситуации, когда наблюдаемое значение  $|r|$  мало и возможность зависимости между соответствующими величинами отрицать нельзя, большое значение  $|r|$ , как известно, вполне определенно указывает на существование зависимости. Основываясь на данных, приведенных в седьмом столбце табл. 1, скорее можно было бы считать, что  $L_o$  и  $L_r$  для рассматриваемой совокупности объектов слабо зависимы. Следует особенно подчеркнуть то обстоятельство, что значения  $r(\lg L_o, \lg(L_r/L_o))$  отрицательны, а значения  $r(\lg L_r, \lg(L_r/L_o))$  положительны, как и должно быть при незначительной корреляции между радио- и оптической светимостями.

Таким образом, анализ данных о QSS в выборках из каталогов 3CR и 4C показывает, что функция светимости этих объектов не может быть представлена в виде (1). Это означает, в частности, что вопрос о согласовании распределений квазизвездных радиоисточников и QSO по красному смещению должен быть пересмотрен.

Автор признателен В. А. Амбарцумяну за обсуждение результатов.

*On the Luminosity Function of Quasi-Stellar Radio Sources.* It is found that the luminosity function in form proposed by Schmidt [3], disagrees with the data concerning QSS's in 3CR and 4C samples.

17 июля 1971

Южная станция

Государственного астрономического  
института им. П. К. Штенберга

В. Ю. ТЕРЕБИЖ

## ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Schmidt*, *Ap. J.*, 151, 393, 1968.
2. *R. Lynds, D. Wills*, *Ap. J.*, 172, 531, 1972.
3. *M. Schmidt*, *Ap. J.*, 162, 371, 1970.
4. *M. Schmidt*, *Ap. J.*, 176, 273, 1972.
5. *В. Ю. Терезиж*, *Астрофизика*, 9, 209, 1973.

## К ВОПРОСУ О РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ, ОБРАЗУЕМОМ БЫСТРЫМ ЗАРЯДОМ НА ОТДЕЛЬНЫХ АТОМАХ И МОЛЕКУЛАХ

В работах [1, 2] было рассмотрено рентгеновское переходное излучение, образуемое быстрым зарядом на макроскопических пылинках и отдельных атомах или молекулах. Там же был рассмотрен вопрос о вкладе этого излучения в наблюдаемое космическое рентгеновское излучение. В работе [3] было произведено дальнейшее, более детальное исследование излучения, образуемого на отдельных атомах. В настоящем сообщении мы воспользуемся результатами работы [3] и получим соответствующие астрофизические выводы.

1. Приведем основные формулы, полученные в [3]. Спектральное распределение числа квантов рентгеновского излучения, возникающего при центральном ( $c$ ) и нецентральной ( $nc$ ) столкновениях, в зависимости от значения параметра

$$Q = \frac{\omega r}{c}$$

( $r$  — радиус рассеивающей частицы), определяется следующими формулами

При  $Q \gg 1$  имеем

$$\frac{dn^c}{d\omega} \approx \frac{2\omega_0^4 r^2 I_2}{137 \pi c^2 \omega^3}, \quad (1)$$

$$\frac{dn^{nc}}{d\omega} \approx \frac{2\omega_0^4 r^2 I_2}{137 \pi c^4 \gamma^2 \omega} \left| K_1 \left( \frac{\omega r_0}{v \gamma} \right) \right|^2,$$

где  $\omega_0$  — плазменная частота,  $\gamma$  и  $v$  — лоренц-фактор и скорость заряда,  $K_1$  — модифицированная функция Ганкеля,  $r_0$  — прицельный параметр столкновения. Кроме того

$$I_1 \sim \ln(\gamma^2/Q) + Q/\gamma^2 - 1, \quad I_2 \ll 1, \quad \text{при } \gamma \ll Q \ll \gamma^2$$

и  $I_1 \sim \ln Q$ ,  $I_2 \sim 1$  при  $1 \ll Q \ll \gamma$ . Когда же  $Q \gg \gamma^2$ , излучение будет меньше, чем определяемое формулами (1).