

## ПРОИСХОЖДЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТАГАЛАКТИКИ

*Ю.Н.Гнедин, А.З.Долгинов*

Сейчас не имеется единой точки зрения на происхождение метagalактического рентгеновского излучения. Фелтен и Моррисон [1] рассмотрели в качестве источников релятивистских электронов, ответственных за диффузный фон рентгеновского излучения, мощные радиогалактики, спектральный индекс которых  $\alpha = 0,7 + 0,8$ . Лонгейр и Сюняев [2] критиковали эту точку зрения, поскольку в рамках этой модели трудно объяснить наблюдаемую форму спектра рентгеновского излучения и, в частности, излом спектра в области энергий  $20 + 40$  кэв. Эта трудность привела Бречера и Моррисона [3] к другой гипотезе относительно происхождения фонового рентгеновского излучения. Они показали, что форма наблюдаемого спектра рентгеновского излучения хорошо соответствует спектру электронов нашей галактики. Поэтому они считают, что электроны утечки из нормальных галактик образуют рентгеновское излучение путем комптоновского рассеяния на реликтовом излучении. При этом необходимо выбрать в качестве времени утечки величину  $\tau = 10^6$  лет. Однако в рамках этой модели трудно объяснить экспериментальное значение потока рентгеновского излучения, так как для этого необходимо, чтобы величина полной энергии релятивистских электронов внутри нормальной галактики составляла  $10^{58}$  эрг, что примерно на четыре порядка больше общепринятого значения энергии электронов нашей галактики. По существу с той же трудностью сталки-

вается и гипотеза Лонгейра и Сюняева [2], в которой в качестве источников рентгеновского излучения рассматриваются мощные инфракрасные объекты (ядра  $N$  — и Сейфертовских галактик, квазары).

Преимущество радиогалактик заключается в том, что большой запас энергии релятивистских электронов ( $\sim 10^{58}$  эрг) и малое время утечки ( $10^6$  лет) [1, 3] позволяет объяснить наблюдаемую плотность рентгеновского излучения метагалактики. При этом возникает задача объяснения механизма возникновения спектра электронов и, в частности, объяснение излома электронного спектра в области энергий  $2 + 5$  Гэв, что соответствует наблюдаемому излому рентгеновского спектра в области  $20 + 40$  кэв. Трудность заключается в том, что малая величина магнитного поля внутри радиогалактик ( $\sim 10^{-6}$ ) [1] и соотношение между плотностями энергий в радио- и рентгеновском диапазонах [2] не позволяет объяснить этот излом потерями на синхротронное излучение и обратный комптон-эффект.

Можно сохранить гипотезу об образовании фонового рентгеновского излучения электронами утечки из радиогалактик. Для этого достаточно предположить, что происходит процесс ускорения и рассеяния электронов на неоднородностях магнитного поля движущейся плазмы, который рассмотрен в предыдущей работе авторов [4]. Предполагается, что размер области ускорения электронов гораздо меньше размеров галактики, а магнитное поле в остальной части галактики более однородно, чтобы время утечки составляло  $\sim 10^6$  лет [1, 3]. Поскольку для рассматриваемых радиообъектов процессы конвективного переноса и синхротронных потерь несущественны, уравнение для плотности электронов  $n = n(r, \epsilon)$  с энергией  $\epsilon$  в точке  $r$  имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[ \frac{\overline{\Delta v^2}}{3c \Lambda(\epsilon)} \epsilon^4 \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left( \frac{n}{\epsilon^2} \right) \right] + \frac{c}{3} \Lambda(\epsilon) \nabla^2 n + S(r, \epsilon) = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\Delta v$  — флуктуация скорости радиального разлета магнитных неоднородностей;  $\Lambda(\epsilon)$  — длина свободного пробега по отношению к рассеянию;  $S(r, \epsilon)$  — источник электронов, вступающих в процесс ускорения.

Мы получили решение (1) для случая, когда  $\Lambda(\epsilon) = \Lambda_0 \epsilon^{-\beta_1}$  при  $\epsilon \leq \epsilon_1$  и  $\Lambda(\epsilon) = \Lambda_1 \epsilon^{\beta_2}$  при  $\epsilon > \epsilon_1$ . Первая зависимость длины свободного пробега от энергии имеет место, когда ларморов радиус электрона меньше характерного размера магнитных неоднородностей  $L_c$ , а вторая — когда ларморов радиус больше  $L_c$ . Таким образом,  $\epsilon_1$  — это та энергия, при которой ларморов радиус электрона порядка характерного размера магнитных неоднородностей  $L_c$ . Мы приведем здесь лишь асимптотическое энергетическое распределение электронов для наиболее интересного случая  $\epsilon \gg \epsilon_0$ .  $\epsilon_0$  — характерная энергия начального распределения электронов, которое может быть экспоненциальным или степенным с показателем большим, чем 1,6. В результате решения (1) при  $\epsilon \gg \epsilon_0$  получаем:

$$n(\epsilon) \sim \left( \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \right)^{1 + \beta_1} \quad \epsilon \gg \epsilon_0, \quad n(\epsilon) \sim \left( \frac{\epsilon_1}{\epsilon} \right)^{2\beta_2 - \frac{1}{2}} \quad \epsilon \gg \epsilon_1. \quad (2)$$

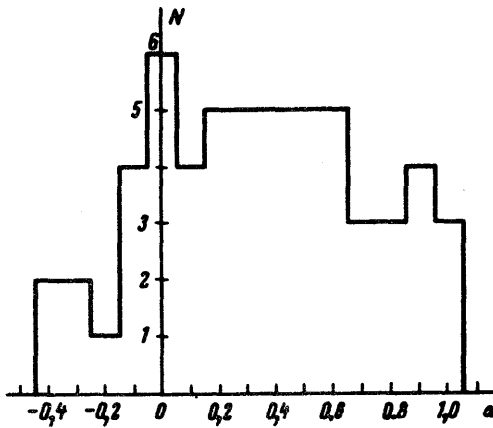
Этот спектр хорошо согласуется с электронным спектром, получаемом из данных по фоновому рентгеновскому излучению [3, 4] при следующих значениях

параметров:  $\beta_1 = 0,4 + 0,6$  и  $\beta_2 = 1,4 + 1,6$ . Задаваясь значением  $\epsilon_1 = 3 \text{ Гэв}$ , [3] получаем для характерного размера магнитных неоднородностей в области ускорения электронов величину  $l_c \approx 10^{13} \text{ см}$ . Приведенный асимптотический вид (2) справедлив при следующих условиях:

$$\left[ 1 + \frac{R^2 \Delta u^2}{c^2 \Lambda^2(\epsilon_0)} \right] \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^{\beta_1} \gg 2; \quad \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_1} \right)^{\beta_2} > \frac{R \sqrt{\Delta u^2}}{c \Lambda(\epsilon_0)} \left( \frac{\epsilon_1}{\epsilon_0} \right)^{\beta_1} \quad (3)$$

при  $\epsilon \leq \epsilon_1$   при  $\epsilon > \epsilon_1$

Здесь  $R$  — характерный размер области ускорения электронов. Следует подчеркнуть, что за последнее время появилось ряд работ [5, 6], в которых сообщается об обнаружении большого количества радиисточников в области больших частот ( $> 0,6 \text{ Гц}$ ) с плоским спектром:  $\alpha = 0,2 + 0,6$ , многие из которых, по-видимому, являются метагалактическими объектами. Важно отметить, что при данном уровне радиопотока их число значительно больше, чем число радиисточников с  $\alpha = 0,7 + 0,8$  (радио и нормальные галактики; см. рисунок, взятый из работы [6]). Сама величина потока в области частот  $\sim 1 \text{ Гц}$  почти на



два порядка превышает величину радиопотока от нашей галактики. Величина магнитного поля внутри этих объектов по оценкам работы [5] может превышать  $10^{-5} \text{ тс}$ . Поэтому, если считать, что размер этих объектов  $\sim 10^{22} \text{ см}$ , то плотность электронов внутри них может на два порядка превышать плотность электронов нашей галактики. Если рассматривать эти радиообъекты как источники релятивистских электронов, ответственных за рентгеновский фон метагалактики, то электроны утечки теряют небольшую часть своей энергии внутри рассматриваемых объектов и большую часть своей энергии в метагалактическом пространстве, образуя рентгеновское излучение. Тогда спектральный индекс излучения  $\alpha$  связан с показателем спектра электронов  $\gamma$  следующим образом:  $\alpha = (\gamma - 1) / 2$  — в радиодиапазоне и  $\alpha = \gamma / 2$  — в рентгеновской области спектра [2,4]. Полученное в (2) значение  $\gamma = 1,4 + 1,6 = 1 + \beta_1$  позволяет удовлетворительно согласовать спектр радиообъектов со спектром рентгеновского излучения метагалактики. В рамках данной модели следует существование излома в спектре рассматриваемых радиообъектов в области частот  $\sim 10 \text{ Гц}$ , если магнитное поле внут-

ри этих объектов  $\sim 10^{-5}$  с. В настоящее время число экспериментальных точек недостаточно, чтобы сделать окончательный вывод, хотя у ряда объектов такой излом намечается [5].

Авторы благодарят Д.А.Баршаловича и А.И.Цыгана за полезное обсуждение работы.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
19 августа 1970 г.

### Литература

- [1] J.E.Felten, Ph. Morrison. *Astrophys. J.* 146, 686, 1966.
- [2] М.С.Логейр, Р.А.Сюняев. Письма в ЖЭТФ, 10, 56, 1969; *Astrophys. Lett.*, 4, 65, 1969.
- [3] K.Brecher, Ph. Morrison. *Phys. Rev. Lett.*, 23, 802, 1969.
- [4] Ю.Н.Гнедин, А.З.Долгинов. Письма в ЖЭТФ, 11, 534, 1970.
- [5] K.I.Kellermann, I.I.K.Pauliny-Toth. *Astrophys. J.*, 155, L71, 1969.
- [6] B.H.Andrew, J.D.Kraus. *Astrophys. J.* 159, L41, 45, 1970.