

## УСКОРЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ И ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ СПЕКТРА МЕТАГАЛАКТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Ю.Н.Гнедин, А.З.Долгинов*

В настоящее время большое значение приобретает задача о механизме образования спектра космических электронов. С одной стороны она тесно связана с проблемой происхождения космических лучей, а с другой – имеет самостоятельное значение, поскольку электроны являются источниками фонового излучения Вселенной. По-видимому, диффузное рентгеновское излучение Метагалактики возникает при комптоновском рассеянии релятивистских электронов на более длинноволновом излучении (реликтовом, инфракрасном и т. п.). Спектр диффузного рентгеновского излучения Метагалактики довольно подробно исследован. Для фотонов в энергетическом интервале  $1,5 < E < 40$  кэв он описывается выражением  $I(E) \sim E^{-\alpha}$  при  $\alpha \approx 0,7 + 0,8$ . При  $E \approx 40$  кэв спектр терпит излом, после чего  $\alpha$  становится равным  $1,2 + 1,3$ . В области малых энергий имеется лишь одна экспериментальная точка при  $E = 280$  эв. Высокое значение рентгеновского потока в этой точке привело ряд авторов [1, 2] к выводу о существовании еще одного излома в области энергий ниже 1 кэв. Однако имеющихся экспериментальных данных недостаточно для однозначности вывода [3]. Большинство авторов [2–4] пришли к выводу, что излом при  $E \approx 40$  кэв возникает из-за излома спектра электронов, ответственных за рентгеновское излучение. Спектр этих электронов соответствует спектру электронов нашей галактики, который был определен как на основе данных по радиоизлучению, так и непосредственными измерениями [5, 6]. Однако механизм образования этого спектра не был рассмотрен.

Покажем, что именно такой спектр может возникать при ускорении и рассеянии электронов на неоднородностях магнитного поля движущейся плазмы.

Детальная теория рассеяния заряженных частиц на движущихся магнитных неоднородностях изложена в ряде работ Долгинова и Топтыгина [7]. Уравнение, описывающее рассеяние релятивистских электронов магнитными облаками [7] с учетом энергетических потерь имеет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[ \frac{\overline{\Delta u^2}}{3c \Lambda(\epsilon)} \epsilon^4 \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left( \frac{n}{\epsilon^2} \right) \right] - u \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial \epsilon} [b(\epsilon) n] + \\ + \frac{2u}{3r} \epsilon^3 \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left( \frac{n}{\epsilon^2} \right) + \frac{1}{3} c \Lambda(\epsilon) \nabla^2 n. \quad (1)$$

Здесь  $n \equiv n(r, \epsilon, t)$  — плотность электронов с энергией  $\epsilon$  в точке  $r$ . Мы предполагаем радиальный разлет магнитных неоднородностей со скоростью  $u$  и с флуктуацией этой скорости  $\Delta u$ . Поскольку основную роль играют потери на магнитотормозное излучение и на обратный Комpton-эффект, то  $b(\epsilon) = b_0 \epsilon^2$ . Второй и последний член в правой части (1) описывают утечку электронов из области ускорения, соответственно путем конвекционного переноса и путем диффузии.  $\Lambda(\epsilon)$  — длина свободного пробега электрона по отношению к рассеянию. Энергия электрона измеряется в единицах  $mc^2$ , где  $m$  — масса электрона.

При  $u = 0$  и  $\Lambda = \text{const}$  уравнение (1) переходит в известное уравнение, описывающее фермиевское ускорение электронов. Пробег электронов зависит от их ларморовского радиуса  $r_L$  и от спектра магнитных неоднородностей. Этот спектр характеризуется, во-первых, корреляционной длиной, т. е. пространственным масштабом заметного изменения магнитного поля, а, во-вторых, относительным вкладом нерегулярностей с различной корреляционной длиной. Если в спектре основную роль играют нерегулярности определенного размера  $L_c$ , то  $\Lambda$  уменьшается с увеличением энергии, пока  $r_L < L_c$ , очень слабо зависит от энергии, когда  $r_L \sim L_c$  и растет с энергией при  $r_L > L_c$ . Подобная зависимость имеет место для космических протонов при рассеянии магнитными полями плазмы солнечного ветра.

Решим уравнение (1) в предположении, что  $\Lambda(\epsilon) = \Lambda_0 \epsilon^{-\beta}$ , где  $\beta \neq 0$ . Потери энергии наиболее существенны при больших энергиях электронов, в то время как при малых энергиях более важной может оказаться утечка электронов из области ускорения. При некоторой энергии  $\epsilon_1$  характерное время для потерь энергии  $t_\epsilon$  сравнивается со временем  $t_0 = r/u$  утечки электронов, уносимых вытекающей плазмой. Для энергии  $\epsilon < \epsilon_1$  можно оставить два первых члена в правой части (1), а при  $\epsilon > \epsilon_1$  только один третий.

Решение показывает, что при  $\beta \leq 0$  нельзя получить наблюдаемый спектр электронов. Для  $\beta > 0$  аналитическое решение уравнения (1) при условии стационарности имеет вид:

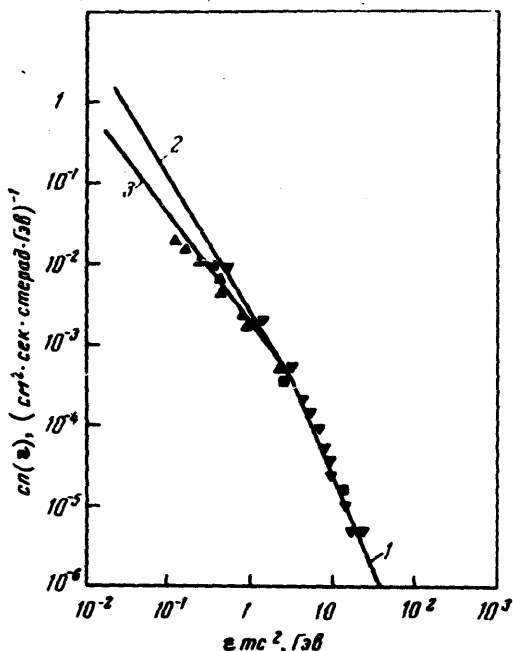
$$n(R_0, \epsilon) = \frac{A}{\beta \epsilon_0 r} \exp \left[ - \left( \frac{1}{\beta^2 r} \right) \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^{1-\beta} \right] I_{1+(3/\beta)} \left[ \frac{2}{\beta^2 r} \left( \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \right)^{\beta/2} \right]. \quad (2)$$

Здесь  $I_\nu(x)$  — функция Бесселя мнимого аргумента,  $r = R_0 \overline{\Delta u^2} / 3c \Lambda(\epsilon_0) u$ , причем  $\beta^2 r < 1$ ,  $R_0$  — характерный размер области ускорения.  $\epsilon_0$  — та энергия, при которой становится справедливым предположение, что  $\Lambda = \Lambda_0 \epsilon^{-\beta}$ , где  $\beta$  предполагается постоянным во всем рассматриваемом интервале энергий

вплоть до  $\epsilon_2 \sim 100$  Гэв. Начальное распределение ускоренных электронов предполагается круто падающим с энергией (например, хвост максвелловского распределения)

$$A = \int_0^{\infty} n(0, \epsilon) d\epsilon.$$

Пользуясь асимптотикой функции Бесселя, легко показать, что при  $\epsilon \gg \epsilon_0$  из (2) следует степенной закон энергетического спектра электронов:  $n(R_0 \epsilon) \sim (\epsilon_0 / \epsilon)^{1+\beta}$ . В области  $R_0 < r \leq R_1$  энергетические потери приводят к тому, что спектр электронов становится более крутым, причем его показатель увеличивается на единицу [2, 3]:  $n(R_1 \epsilon) \sim (\epsilon_0 / \epsilon)^{2+\beta}$  при  $\epsilon \geq \epsilon_1$ . На рисунке проведено сравнение теоретического спектра с наблюдаемым спектром кос-



1 -  $n(\epsilon) \sim \epsilon^{-2.5}$ , 2 -  $n(\epsilon) \sim \epsilon^{-1.6}$   
 3 -  $n(\epsilon) \sim \epsilon^{-1.4}$  2 и 3 соответствуют  
 спектрам электронов, вычисленных  
 на основе радионаблюдений [5, 6]

мических электронов нашей галактики [5, 6]. Путем сравнения легко определить физические параметры модели:

$$\beta \frac{R_2 - r}{v} (H^2 + 2 \cdot 10^{-11} \rho) \epsilon_1 = 5 \cdot 10^8;$$

$$\frac{3c \Lambda(\epsilon_0) v}{\beta^2 R \Delta v^2} \left( \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \right)^{\beta/2} < 1, \quad i = 1, 2. \quad (3)$$

Здесь  $\rho$  — плотность энергии излучения в эв/см<sup>3</sup>,  $R_1$  — размер той области вокруг источника электронов, где эффективное время энергетических потерь меньше времени утечки. Наилучшее согласие получается при следующих значениях параметров:  $\beta = 0,4 + 0,6$ ;  $H \sim 10^{-3}$  тс,  $\Delta v \sim v \sim 3 \cdot 10^7$  см,  $R_0 \sim 10^{17}$  см,  $R_1 \sim 3 \cdot 10^{18}$  см,  $\Lambda(\epsilon_0) \sim 10^{15}$  см,  $\epsilon_0 > 10^{-2}$ . Эти значения близки к значениям соответствующих параметров для оболочек сверхновых звезд.

В качестве другой возможности рассмотрим дискретные источники мощного инфракрасного излучения типа обнаруженных недавно вблизи галактического центра [8, 9]. М.С.Лонгейр и Р.А.Сюняев уже обсуждали возможную роль этих объектов в образовании фонового рентгеновского излучения [2]. Задаваясь значениями параметров этих объектов, определяемых из наблюдений [8]: светимость  $L \sim 10^7 L_{\odot}$ ,  $R_L \sim 3 \cdot 10^{18}$  см,  $v \sim 10^8$  см, легко согласовать теоретический спектр с экспериментальным (см. рис. ). Спектр диффузного рентгеновского излучения в предположении, что спектр электронов соответствует изображенному на рисунке был вычислен в [3] и хорошо согласуется с результатами наблюдений.

Выражаем благодарность Д.А.Варшалавичу и И.Н.Топтыгину за полезное обсуждение работы.

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

Поступила в редакцию  
21 апреля 1970 г.

### Литература

- [1] R.C.Henry, G.Fritz, J.E.Meekins, H.Friedman, E.T.Byram, *Astrophys. J.* 153, L 11, 1968.
- [2] М.С.Лонгейр, 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] О.Ф.Прилуцкий, И.Л.Розенталь. Препринт-22, ИКИ АН СССР, 1970.
- [5] K.C.Anand, R.R.Daniel, S.A.Stephens. *Phys. Rev. Lett.*, 20, 764, 1968.
- [6] I.A.M.Bleeker, I.I.Burger, A.I.M.Deerenberg, A.Scheepmaker, B.N.Swanenburg, Y.Tanaka. *Can. J. Phys.*, 46, S522, 1968.
- [7] А.З.Долгинов, И.Н.Топтыгин. Труды V-й Всесоюзной зимней школы по космофизике, Апатиты, 1968; *Icarus*, 8, 54, 1968.
- [8] E.J.Low, D.E.Kleimann, F.F.Forbes, H.H.Aumann. *Astrophys J.* 157, L 97, 1969.
- [9] E.E.Becklin, J.A.Frogel, A.R.Hyland, J.Kristian, G.Neugebauer. *Astrophys J.*, 158, L 133, 1969.