

В. Л. ГИНЗБУРГ

# КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ КАК ИСТОЧНИК ГАЛАКТИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 24 XI 1950)

В последнее время выяснилось, что радиоизлучение Галактики не может объясняться в основном тепловым излучением межзвездных электронов, как это предполагалось ранее (см., например, обзор <sup>(1)</sup>). В этой связи особого внимания заслуживает предположение о том, что галактическое радиоизлучение есть тормозное излучение релятивистских электронов (т. е. электронной компоненты космических лучей) в межзвездных и околозвездных магнитных полях <sup>(2, 3)</sup>.

Предполагая, что наблюдаемое общее радиоизлучение Галактики или излучение отдельных дискретных источников обусловлено указанным механизмом и зная напряженность магнитного поля, можно указать, какой должна быть интенсивность соответствующих космических частиц. Вопрос о приемлемости или неприемлемости получаемых на этом пути данных о космических электронах составляет уже проблему теории происхождения космических лучей. Поскольку сформулированная задача, представляющаяся нам основной, в <sup>(2)</sup> не рассматривалась, а в <sup>(3)</sup> решена недостаточно корректно, нам казалось уместным привести здесь результаты подобного анализа.

§ 1. Спектр излучения частиц с энергией  $E \gg mc^2$ , движущихся в однородном магнитном поле, наиболее детально рассмотрен в <sup>(4)</sup>. Энергия, излучаемая в 1 сек. в единице спектрального интервала, равна

$$P(\nu) = 2\pi P(\omega) = 16 \frac{e^3 H}{mc^2} p\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right);$$

$$\text{при } \frac{\omega}{\omega_1} \ll 1: p\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right) = 0,256 \left(\frac{\omega}{2\omega_1}\right)^{1/2}; \quad (1)$$

$$\text{при } \frac{\omega}{\omega_1} \gg 1: p\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right) = \frac{1}{16} \left(\pi \frac{\omega}{\omega_1}\right)^{1/2} e^{-2\omega/3\omega_1},$$

где  $\omega_1 = \frac{eH}{mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^{1/2}$ ,  $\frac{\omega}{2\pi} = \nu$  — частота излучения и  $H$  — перпендикулярная скорости частицы проекция магнитного поля.

В интервале  $0,18 < \omega/\omega_1 < 16$  функция  $p$  протабулирована в <sup>(4)</sup>, причем она максимальна при  $\omega/\omega_1 = 0,5$  и  $p(0,5) = 0,10$ ,  $p(0,18) = 0,09$ ,  $p(2) = 0,055$ ,  $p(4,05) = 0,018$ ,  $p(6,5) = 0,004$ ,  $p(10,4) = 4 \cdot 10^{-4}$ ,  $p(16) = 10^{-5}$ , где все цифры округлены, так как точность, бо́льшая нескольких процентов, нам не нужна. Вне указанного интервала с такой же точностью можно использовать указанные в <sup>(1)</sup> предельные формулы\*.

\* Некорректность расчета, проведенного в <sup>(3)</sup>, в первую очередь связана с неточным вычислением  $P(\nu)$  (при  $\omega > \omega_1$  используется формула, пригодная лишь при  $\omega \ll \omega_1$ ).

В максимуме

$$P(\nu_{\max}) = 1,6 \frac{e^3 H}{mc^2} = 2,15 \cdot 10^{-22} H \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{герц}},$$

$$\nu_{\max} = 0,5 \frac{\omega_1}{2\pi} = 1,4 \cdot 10^6 H \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \text{ герц}, \quad (2)$$

где при переходе к числам принято, что излучающая частица есть электрон. Как видно из дальнейшего, допущение о том, что излучают протоны, представляется нереальным и даже не будет обсуждаться подробнее.

Удельная интенсивность радиоизлучения в данном направлении равна  $I_\nu = \frac{1}{4\pi} \int P(\nu) N e^{-\kappa_\nu x} dx$ , где  $x$  — расстояния от точки наблюдения (т. е. от Земли),  $\kappa_\nu$  — коэффициент поглощения в межзвездном газе и  $N$  — концентрация излучающих частиц (точнее,  $P(\nu) N = \int P(\nu, E) N_1(E) dE$ , где  $N_1 dE$  — концентрация частиц в интервале энергий  $dE$ ). Кроме того, принимается, что радиоизлучение элемента объема в среднем изотропно в силу изотропности космического излучения и хаотичности в направлении поля  $\mathbf{H}$  вдоль луча зрения (при этих предположениях в  $I_\nu$ , вообще говоря, вносится ошибка, характеризующаяся лишь множителем порядка единицы). Для волн с длиной волны  $\lambda \leq 15$  м Галактика является еще оптически тонкой, т. е.  $\int \kappa_\nu dx \ll 1$  (1). Поэтому

$$I_\nu = \frac{P(\nu)}{4\pi} NR, \quad (3)$$

где  $P(\nu)$  и  $N$  усреднены по пути и по энергиям космических частиц и  $R$  — размеры системы в данном направлении. Значение  $I_\nu$  будет, очевидно, максимально, если данная частота  $\nu$  есть частота  $\nu_{\max}$  в (2).

Таким образом,

$$I_{\nu, \max} = 1,7 \cdot 10^{-23} HNR \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{герц} \cdot \text{стерадиан}},$$

$$\nu = 1,4 \cdot 10^6 H \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \text{ герц}. \quad (4)$$

На опыте установлено, что при  $\lambda = c/\nu \leq 15$  м  $I_\nu$  падает с увеличением частоты. Принимая, для примера, что излучение максимально на волне 20 м, из (4) находим, что  $H(E/mc^2)^2 \simeq 10$ , т. е. при  $H \sim 10^{-6}$   $E \sim 10^9$  эв. Интенсивность радиоизлучения при  $\lambda \sim 10 \div 15$  м, как следует из опыта, соответствует излучению черного тела с температурой  $T_{\text{эф}} \simeq 1 \div 2 \cdot 10^5$  °. Для черного тела

$$I_\nu = \frac{2kT_{\text{эф}}}{\lambda^2} = \frac{2,76 \cdot 10^{-16} T_{\text{эф}}}{\lambda^2 (\text{в см})} \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{герц} \cdot \text{стерадиан}}. \quad (5)$$

Сравнивая (4) и (5), мы видим, что при  $T_{\text{эф}} = 10^5$ ,  $\lambda = 10^3$  и  $R = 10^{22}$  ( $1/10$  диаметра Галактики)

$$HN \simeq 10^{-16}. \quad (6)$$

Отсюда при  $H \sim 10^{-6}$   $N \sim 10^{-10} \text{ см}^{-3}$ . Как ясно из характера проведенной оценки, она дает максимальное допустимое значение  $HN$ . На границе земной атмосферы в вертикальном направлении интенсивность космических лучей (в основном протонов)  $I_k \simeq 0,12 \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерадиан}}$ , откуда при изотропии  $N \simeq \frac{4\pi}{c} I_k \sim 5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$ . Число электронов, падающих на Землю, по крайней мере в 100 раз меньше (5), но в межзвезд-

ном пространстве значение  $N \sim 10^{-10}$  для электронов с  $E \sim 10^9$  не представляется недопустимым. Таким образом, наблюдаемая интенсивность общего галактического излучения может быть объяснена излучением космических электронов, если только какие-либо независимые соображения не заставят усомниться в значениях  $H \sim 10^{-6}$  на пути  $R \sim 10^{22}$  при  $N \sim 10^{-10}$ .

Как показывает рассмотрение ряда других возможных источников радиоизлучения (тормозного излучения и излучения радиоволн, связанного с рассеянием света на электронах), объяснить наблюдаемую картину они не могут. Поэтому в настоящее время, помимо обсуждаемого механизма общего галактического радиоизлучения, не видно никаких других его источников. Другая возможность сводится по сути дела к отрицанию самого существования источников излучения в межзвездном пространстве и к сведению общего галактического радиоизлучения к радиоизлучению дискретных источников, связанных со звездами.

Происхождение радиоизлучения дискретных источников также еще неясно и в (2) связывается с рассмотренным механизмом излучения релятивистских электронов в магнитном поле, окружающем звезду.

§ 2. Переходя к вопросу о дискретных источниках, напомним, что соответствующая дискретным источникам полная интенсивность при  $\lambda \simeq 3 \div 5$  м достигает значения (1)

$$J_\nu = I_\nu \Delta\Omega \sim 10^{-19} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{герц}}, \quad (7)$$

где  $\Delta\Omega$  — телесный угол, под которым виден источник. Из опыта известно лишь, что угловой размер источников меньше  $6' \div 8'$ . В наиболее благоприятных условиях, т. е. используя (4), имеем:

$$J_\nu \simeq \frac{P(\nu)}{4\pi} N \Delta\Omega D = 1,7 \cdot 10^{-23} H N \Delta\Omega D, \quad (8)$$

где  $D$  — диаметр источника.

Используя (7), полагая  $\Delta\Omega = (6')^2 = 3 \cdot 10^{-6}$  стерadiana и расстояние до источника равным  $R = 5 \cdot 10^{22}$  (откуда  $D = R 6' \simeq 10^{20}$ ), имеем:

$$(HN)_{\min} \sim 10^{-11}, \quad (9)$$

откуда даже при  $H \sim 10^{-4}$   $N_{\min} \sim 10^{-7}$ . Если же, как в (2), принять, что  $D \sim 0,1$  св. года  $\simeq 10^{17}$ , то при  $H \sim 10^{-4}$   $N_{\min} \sim 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ , т. е. необходима концентрация электронов примерно в  $10^6$  раз бóльшая, чем концентрация всех космических частиц вблизи Земли. Отсюда ясно, что рассматриваемые в (2) дискретные источники радиоизлучения никак не могут быть подобны нашей «солнечной космической системе» (с  $D \sim 10^{17}$ ,  $H \sim 10^{-5}$ ,  $N_{\text{электронов}} < 5 \cdot 10^{-13}$ ,  $N_{\text{протонов}} \sim 5 \cdot 10^{-11}$  (6)).

С точки зрения проверки правильности обсуждаемого механизма возникновения космических лучей особенно важно выяснение спектра общего галактического излучения в первую очередь при  $\lambda > 10$  м, а также спектра радиоизлучения и размеров дискретных источников (определение размеров особенно трудно, но известные возможности в этом направлении имеются (7)).

§ 3. В связи с обсуждавшимся материалом естественно возникает также вопрос о радиоизлучении космических лучей в земном магнитном поле  $H \sim 0,5$  эрст. Легко видеть, что излучение отдельной частицы в этом случае слишком слабо, чтобы его можно было бы наблюдать (полная излучаемая энергия по порядку величины не больше, чем  $P(\nu_{\max}) \rho / c \sim 10^{-24}$  эрг / герц, где  $\rho$  — радиус Земли). Слишком слабо также радиоизлучение, возникающее при торможении и рождении космических частиц. В этом случае (см., например, (9)):

$$P(\nu) = \frac{2e^2\beta^2}{c} \left\{ \frac{\beta^2+1}{2\beta^3} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} - \frac{1}{\beta^2} \right\} \simeq \frac{4e^2}{c} \left( \ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{1}{2} \right), \quad (10)$$

где  $\beta = v/c$  и переход ко второму выражению справедлив при  $E \gg mc^2$ . Поэтому даже большой ливень Оже, в котором образуется, скажем,  $10^8$  частиц, излучает энергию  $\sim 10^{-20}$  эрг/герц, причем это излучение распределено на площади порядка площади ливня\*.

Однако оба указанных эффекта могут быть существенны для объяснения «всплесков» радиоизлучения неба<sup>(10)</sup> и радиоизлучения, связанного с полярными сияниями<sup>(11)</sup>. Так например, в силу (10) поток любых частиц с единичным зарядом и  $\beta \sim 1$  (при одном резком изменении скорости на частицу потока) излучают на волне  $\lambda = 10$  см энергию, отвечающую подъему температуры радиоизлучения неба на  $\sim 30^\circ$  (см. формулу (5) и (10)), если на  $1 \text{ см}^2$  поверхности атмосферы в 1 сек. падает  $10^{13}$  частиц, что отвечает плотности тока в  $\sim 10^{-6} \text{ а/см}^2$ . В случае достаточно быстрых электронов, излучающих в земном магнитном поле, то же повышение эффективной температуры достигается, если поток частиц равен  $\sim 10^8$  электронов/см<sup>2</sup> сек. Вопрос о возможности допустить такие потоки с точки зрения всех других геофизических данных требует специального анализа, который еще не произведен. Нужно также иметь в виду, что, кроме упомянутых, мыслимы и другие источники радиоизлучения неба и сияний. Задача усложняется также в силу крайней скудности соответствующих экспериментальных данных.

Поэтому мы ограничимся еще только одним замечанием.

В (11) указывается, что излучение во время сияний приходит в виде отдельных «толчков» длительностью в  $\Delta t \sim 1 \div 5 \cdot 10^{-6}$  сек. и, повидимому, отстоящих друг от друга на расстоянии  $T \sim 10^{-3}$  сек. Любопытно в этой связи отметить, что движущийся в магнитном поле электрон (или достаточно малое облако релятивистских электронов) излучает именно таким же образом. Действительно, электроны излучают только в направлении, составляющем угол  $\theta_0 \sim mc^2/E$  с их мгновенной скоростью  $v$ . Поэтому неподвижный наблюдатель, расположенный в плоскости орбиты, «видит» отдельные вспышки с длительностью  $\Delta t \sim \theta_0/\omega_0 = mc/eH$ , повторяющиеся через время  $T = 2\pi/\omega_0$ , где  $\omega_0 = \frac{eH}{mc} \left( \frac{mc^2}{E} \right)$  — частота обращения в магнитном поле. В магнитном поле  $H \sim 0,1$  эрст. для излучения частоты  $\nu_{\text{max}} \sim 3 \cdot 10^9$  (см. (2); в (11)  $\lambda = c/\nu = 10$  см) нужно, чтобы  $E/mc^2 \sim 10^2$ . В этом случае  $\Delta t \sim 10^{-6}$  сек. и  $T \sim 3 \cdot 10^{-4}$  сек. Разумеется, получение таким образом правильного порядка величины еще далеко не доказывает, что наблюдаемое радиоизлучение полярных сияний связано с излучением электронов в земном магнитном поле. Но, как нам кажется, предлагаемый механизм заслуживает обсуждения.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
Академии наук СССР

Поступило  
31 X 1950

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> A. Unsöld, Zs. f. Astrophys., **26**, 176 (1949). <sup>2</sup> H. Alfvén and N. Herlofson, Phys. Rev., **78**, 616 (1950). <sup>3</sup> K. O. Kiepenheuer, Phys. Rev., **79**, 738 (1950). <sup>4</sup> В. В. Владимировский, ЖЭТФ, **18**, 392 (1948). <sup>5</sup> Б. Росси, Усп. физ. наук, **38**, 222 (1949). <sup>6</sup> H. Alfvén, Phys. Rev., **77**, 375 (1950). <sup>7</sup> Г. Г. Гетманцев и В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ, **20**, 347 (1950). <sup>8</sup> В. Л. Гинзбург и И. М. Франк, ЖЭТФ, **16**, 15 (1946). <sup>9</sup> P. M. S. Blackett and A. C. B. Lovell, Proc. Roy. Soc., **177**, 183 (1941). <sup>10</sup> A. E. Covington, Journ. Geophys. Res., **55**, 33 (1950). <sup>11</sup> P. A. Forsyth, W. Petrie and B. W. Currie, Nature, **164**, 453 (1949).

\* Заметим в этой связи, что указание на возможность наблюдения отражения радиосигналов от ливней Оже<sup>(9)</sup> ошибочно (точнее, в<sup>(9)</sup> коэффициент отражения завышен в  $10^5$  раз).