

В. Л. ГИНЗБУРГ и М. И. ФРАДКИН
ЭЛЕКТРОННАЯ КОМПОНЕНТА И ПРОИСХОЖДЕНИЕ
КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

(Представлено академиком Д. В. Скобелевым 4 VII 1953)

Поток первичных частиц мягкой компоненты (электроны, позитроны, фотоны) у Земли в области энергий $E \geq 1,1 \cdot 10^9$ эв не превосходит 0,6% от всех первичных частиц ⁽¹⁾. Поток всех первичных частиц, из которых $\sim 80\%$ составляют протоны, на геомагнитной широте 58° равен ⁽²⁾ $I = 0,29 \pm 0,03$ частиц/см²·сек·стерадиан. Соответствующая концентрация первичных протонов у Земли $N_p \approx \frac{4\pi}{c} I \approx 1,2 \cdot 10^{-10}$ см⁻³

и, в силу сказанного, для электронов $N(E > 10^9) \leq 7 \cdot 10^{-13}$ см⁻³. По имеющимся данным, на широтах $> 50-58^\circ$ возрастание потока первичных частиц прекращается ⁽²⁾. Это может быть связано либо с более или менее резким падением дифференциального спектра всех первичных частиц в области $cp < 10^9$ эв, либо с обрезающим действием некоторого магнитного поля. Первая возможность ⁽³⁾ представляется нам не только мало вероятной, но и противоречащей экспериментальным данным о галактическом радиоизлучении (см. ниже). Против неоднократно обсуждавшейся второй точки зрения приводят аргументы, связанные с малостью наблюдаемого общего магнитного поля Солнца (поле на полюсе $H_\odot < 5$ эрст. вместо требуемых 25 эрст). Однако, согласно ⁽⁴⁾, применяемые методы фактически не позволяют измерять поля $H_\odot \leq 50$ эрст. и существование нужного поля возможно. С другой стороны, нет особых оснований связывать обрезание спектра с магнитным моментом самого Солнца. Если $H_\odot = 25$, то на земной орбите поле $H_\delta = H_\odot \frac{r_\odot^3}{R^3} = 1,3 \cdot 10^{-6}$ эрст. Вместе с тем в межзвездном газе

можно ожидать появления поля, по порядку величины равного $H = \sqrt{4\pi\rho v}$, где ρ — плотность газа и v — его скорость. Полагая $v = v_\delta = 3 \cdot 10^6$ и $\rho > 10^{-24}$ г·см⁻³, получаем $H > 10^{-5}$. Поэтому можно думать, что солнечная система как целое сама может обладать магнитным моментом нужной для обрезания спектра величины. Таким образом, все говорит в пользу гипотезы об обрезании спектра. Нетепловое галактическое радиоизлучение объясняется сейчас лишь одним путем — тормозным излучением космических электронов в межзвездных магнитных полях ^(5,6). Предполагая, что энергетический спектр электронов имеет вид

$$N(E) dE = \frac{K dE}{E^\gamma}, \quad (1)$$

можно, согласно ⁽⁷⁾, где эта формула (как указал нам автор работы) выписана неточно, найти интенсивность излучения:

$$I_\nu = \frac{1}{4\pi} \int P(\nu, E) N(E) dE dr = \frac{3K}{\pi} (2\pi\nu)^{\frac{1-\gamma}{2}} \left[\frac{2eH}{m^3c^5} \right]^{\frac{\gamma-1}{2}} \frac{e^2 HR}{mc^2} \int_0^\infty J(u) u^{\frac{3\gamma-5}{4}} du$$

$$= 1,3 \cdot 10^{-22} (2,8 \cdot 10^8)^{\frac{\gamma-1}{2}} \left[\int_0^{\infty} J(u) u^{\frac{3\gamma-5}{4}} du \right] KRH^{\frac{\gamma+1}{2}} \lambda^{\frac{\gamma-1}{2}} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{стерад} \cdot \text{гц} \cdot \text{сек}} \quad (2)$$

Здесь H — среднее значение проекции магнитного поля перпендикулярной скорости частицы; R — размер излучающей области (Галактики) вдоль луча зрения; $\lambda = c/\nu$ — длина волны и функция $J(u)$ протабулирована в (8).

По имеющимся данным о нетепловом галактическом излучении в интервале $1,5 < \lambda < 16,3$ м в направлении на галактический полюс (9)

$$I_{\nu} = \frac{2kT_{\text{эф}}}{\lambda^2} \approx a\lambda, \quad a \sim 5 \cdot 10^{-21} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{стерад} \cdot \text{гц} \cdot \text{сек}} \quad (3)$$

Сравнивая (2) и (3), видим, что $\gamma \approx 3$, и так как $\int_0^{\infty} J(u) u du = \pi/36$,

$$I_{\nu} \approx 3,1 \cdot 10^{-15} KH^2 R \lambda \sim 5 \cdot 10^{-21} \lambda \quad (4)$$

Принимая наибольшие разумные значения $H \sim 10^{-5}$ и $R \sim 5 \cdot 10^{22}$, получаем $K_{\text{мин}} \sim 3 \cdot 10^{-19} \approx 10^5$ эв²/см³. Чтобы иметь известный запас, мы примем значение $K = 10^6$, в результате чего приходим к спектру:

$$N(E) = \frac{10^6}{E^3} \text{см}^{-3} (\text{эв})^{-1}, \quad N(E > E_0) = \frac{10^6}{2E_0^2} \text{см}^{-3} \quad (5)$$

Отсюда $N(E > 10^9) = 5 \cdot 10^{-13}$, $N(E > 10^8) = 5 \cdot 10^{-11}$.

В излучение на частоте ν максимальный вклад вносят электроны с энергией $E_m/mc^2 \approx \left(\frac{4 \cdot 10^{-7} \nu}{H}\right)^{1/2}$; вклад в излучение от электронов с энергией, отличающейся от E_m в 2–3 раза в обе стороны, уже совершенно не существенен (если $\gamma \approx 3$). Поэтому имеющиеся данные о радиоизлучении и, следовательно, спектр (5) относятся лишь к электронам, для которых $10^8 < E < 5 \cdot 10^9$ эв. Известная неточность данных о радиоизлучении при $\lambda \approx 1,5$ м, где уже существенно тепловое излучение, может привести к тому, что наши данные в области $E > 10^9$ завышены. Но даже спектр (5) не противоречит, очевидно, имеющимся сведениям о космических электронах у Земли.

С точки зрения построения теории происхождения космических лучей важно выяснить характер энергетических потерь и ускорения, которые испытывают релятивистские электроны в межзвездном пространстве. При оценках будем считать, что в межзвездном газе в среднем концентрация водорода, который неионизирован, равна $n = 0,1$ (см. (10)). Предположение о полной ионизации и учет наличия других элементов могут внести в наши оценки несущественный множитель порядка единицы. Ионизационные потери релятивистских электронов в атомарном водороде определяются выражением

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_n = \frac{2\pi e^4 n}{mc^2} \ln \frac{E^3}{2mc^2 I^2} = 7,62 \cdot 10^{-9} n \left\{ 3 \ln \frac{E}{mc^2} + 20,1 \right\} \frac{\text{эв}}{\text{сек}} \quad (6)$$

Радиационные потери таковы:

$$-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt}\right)_p = 8,0 \cdot 10^{-16} n \text{ сек}^{-1}, \quad (7)$$

что отвечает t -единице, равной 62 г/см².

Радиационные потери можно считать происходящими так, что электрон на своем пути не тормозится, но по прохождении в среднем 62 г/см² «выходит из игры» (получающиеся γ -лучи уходят из Галактики, толщина которой порядка 10^{-2} г/см²). При $n \sim 0,1$ путь в 62 г/см²

отвечает времени $T \sim 4 \cdot 10^8$ лет. Потери энергии, связанные с обратным комптон-эффектом, т. е. соударениями электронов с тепловыми фотонами, для энергий меньших $5 \cdot 10^{10}$ эв не превосходят радиационных потерь и носят такой же характер, как эти последние. Потери, обусловленные тормозным излучением электронов в межзвездных магнитных полях, таковы;

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_M = \frac{2c}{3} \left(\frac{e^2}{mc^3}\right)^2 H^2 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \frac{\text{эрг}}{\text{сек}} = 0,98 \cdot 10^{-3} H^2 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \frac{\text{эв}}{\text{сек}}. \quad (8)$$

Отсюда следует, что если энергия электронов при $t = 0$ равна E_0 , то в момент t энергия равна:

$$\frac{E}{mc^2} = \frac{1}{\frac{2e^4 H^2}{3m^2 c^5} t + \frac{mc^2}{E_0}} = \frac{1}{1,9 \cdot 10^{-9} H^2 t + \frac{mc^2}{E_0}}. \quad (9)$$

Движение космических частиц в межзвездной среде подобно диффузии, причем роль длины свободного пробега играет расстояние l , на котором магнитное поле квазиоднородно. Соответствующий коэффициент диффузии для релятивистской частицы $D \approx cl/3\sqrt{3}$ и путь, проходимый в данном направлении за время t , равен $L \approx \sqrt{2Dt} \approx 10^5 \sqrt{lt}$ см.

При «соударениях» частицы с несущими магнитные поля «облаками» межзвездного газа энергия частицы в среднем возрастает ⁽¹¹⁾.

$$\frac{dE}{dt} = \alpha E, \quad \alpha \approx \frac{v^2}{c^2 \tau} \approx \frac{v^2 c}{c^2 l}, \quad (10)$$

где v — скорость «облаков» и $\tau \sim l/c$ — время свободного пробега.

Примем согласно ⁽¹⁰⁾ значения $v \approx 5 \cdot 10^6$ ($H \approx 8 \cdot 10^{-6}$), $l \approx 2 \cdot 10^{19}$ и положим время жизни частицы $T_p \approx 4,5 \cdot 10^8$ лет, что при $n \approx 0,1$ отвечает сечению для поглощения протонов на протонах $\sigma_{\text{абс}} = 2,5 \cdot 10^{-26}$ см² ($\Lambda_p = cT_p = 4,2 \cdot 10^{26}$ см = 72 г/см²). Экспериментальное значение $\sigma_{\text{абс}}$ отсутствует и возможно, что $\sigma_{\text{абс}}$ раза в два больше принятого. При выбранных значениях получается правильный спектр протонов высокой энергии ^(10, 11) и

$$\alpha \sim 4 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^{-1}. \quad (11)$$

Возможен также другой механизм ускорения в межзвездной среде — индукционный ^(12, 13), причем в ⁽¹²⁾ принято, что $\alpha \sim 2 \cdot 10^{-13} \text{ сек}^{-1}$.

Быстрые электроны могут появляться также при соударениях космических протонов в результате распада образующихся мезонов (см. последний обзор ⁽¹⁴⁾). При этом в равновесии число электронов может быть примерно таким же, как число протонов (это имеет место, если $\Lambda_p \sim 72$ г/см² и образуется в среднем один электрон при каждом соударении).

Таблица 1

Энергия в эв	Иониз. потери	Радиацион. потери	Торможение в поле		Приобретение энергии	
			$H = 3 \cdot 10^{-6}$	$H = 10^{-5}$	$\alpha = 4 \cdot 10^{-17}$	$\alpha = 2 \cdot 10^{-13}$
$5 \cdot 10^7$	$2,7 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-9}$	10^{-10}	10^{-9}	$2 \cdot 10^{-9}$	10^{-5}
10^8	$2,8 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-5}$
$5 \cdot 10^8$	$3,2 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$	10^{-8}	10^{-7}	$2 \cdot 10^{-8}$	10^{-4}
10^9	$3,3 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-4}$
$5 \cdot 10^9$	$3,7 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-7}$	10^{-6}	10^{-5}	$2 \cdot 10^{-7}$	10^{-3}
10^{10}	$3,9 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-3}$

Потери и приобретение энергии электронами сопоставлены в табл. 1, где положено $n = 0,1$ и все значения даны в эв/сек.

Из табл. 1 ясно, что даже в поле $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$ при наиболее вероятном значении α (см. ⁽¹¹⁾) ускорения электронов при $E > 10^9$ эв уже не происходит. Обратное мнение, высказанное в ⁽¹⁵⁾, основано на ошибочном выборе для α значения $2,5 \cdot 10^{-14}$. Поэтому приведенная в ⁽¹⁵⁾ аргументация в пользу солнечного происхождения космических лучей совершенно необоснована. Далее, принятое в ⁽¹²⁾ значение $\alpha = 2 \cdot 10^{-13}$ недопустимо, так как в схеме ⁽¹²⁾ противоречит факту отсутствия на Земле большого числа энергичных электронов. Если же положить в ⁽¹²⁾ $\alpha \sim 4 \cdot 10^{-17}$, то все выводы теории радикально меняются.

Из табл. 1 следует, что механизм ускорения Ферми ⁽¹¹⁾ в случае электронов либо совсем не действует, либо действует в узком интервале энергий в области $E \sim 5 \cdot 10^8$ эв. Для протонной и ядерной компонент этот механизм, как и индукционный механизм, действует лишь при больших энергиях (при принятых значениях $n \sim 0,1$ и $\alpha \sim 4 \cdot 10^{-17}$, как и в ⁽¹¹⁾), для протонов энергия инжекции $E_{\text{мин}} \approx 2 \cdot 10^8$ эв и для ядер Fe $E_{\text{мин}} \approx 3 \cdot 10^{11}$ эв).

Наиболее вероятными источниками космических лучей являются сверхновые звезды ^(16, 17), «остатки» которых излучают радиоволны в результате торможения электронов в магнитных полях ^(5, 6). Первичный источник должен давать частицы по крайней мере вплоть до энергий $E_{\text{мин}}$ для Fe, т. е. до энергий $E_{\text{Fe}} \sim 3 \cdot 10^{11}$, или для протонов до энергий $E \sim 10^{10}$. Вся изученная ядерная компонента с $E \leq 10^{10}$ эв на нуклон генерируется первичными источниками и поэтому, естественно, может иметь такой же спектр, как и мягкая протонная компонента. Если при энергиях $> 10^{10}$ ускорение обеспечивается механизмом Ферми, то спектр ядер должен быть более крутым, чем для протонов (для протонов $\gamma \approx 2,7$). Поэтому весьма важно нахождение спектра ядерной компоненты при $E > 10^{10}$ эв на нуклон (в этой связи см. ⁽¹⁸⁾). Если спектры инжектируемых электронов и протонов близки, то «смягчение» наблюдаемого электронного спектра по сравнению с протонным объясняется торможением в магнитных полях. Из (9) ясно, что при сколь угодно большой начальной энергии E_0 энергия $E < 5 \cdot 10^8$ эв для всех электронов, возраст которых $t > 5 \cdot 10^5 / H^2$; при $H \sim 10^{-5}$ это дает $t > 5 \cdot 10^{15} \sim 10^8$ лет. Поскольку при $n \sim 0,1$ «время жизни» электрона $T \sim 10^{16}$, а при возможном значении $n \sim 0,03$ $T \sim 3 \cdot 10^{16}$, ясно, что возраст $\sim 5 \cdot 10^{15}$ для большинства электронов представляется вполне реальным.

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

Поступило
4 V 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ C. L. Critchfield, E. P. Ney, S. Oleksa, Phys. Rev., 85, 461 (1952).
² J. A. Van Allen, S. F. Singer, Nature, 170, 62 (1952). ³ C. Y. Fan, Phys. Rev., 82, 209 (1951). ⁴ Н. Алфвэн Ark. f. Fysik, 4, 407 (1952). ⁵ Н. Алфвэн, N. Herlofson, Phys. Rev., 78, 616 (1950); К. О. Киренхейер, ibid., 79, 738 (1950). ⁶ В. Л. Гинзбург, ДАН, 76, 377 (1951). ⁷ Г. Г. Гетманцев, ДАН, 83, 557 (1952). ⁸ В. В. Владимирский, ЖЭТФ, 18, 392 (1948). ⁹ И. С. Шкловский, Астр. журн., 29, 418, (1952). ¹⁰ С. Б. Пикельнер, ДАН, 88, 229 (1953). ¹¹ Е. Ферми, Phys. Rev., 75 1169 (1949). ¹² А. П. Терлецкий, А. А. Логунов, ЖЭТФ, 23, 682 (1952). ¹³ Л. Э. Гуревич, Вопросы космогонии, 2 (1953). ¹⁴ В. И. Гольдманский, А. Л. Любимов, Б. В. Медведев, УФН, 49, 3 (1953). ¹⁵ Т. М. Донахуе, Phys. Rev., 84, 972 (1951). ¹⁶ И. С. Шкловский, ДАН, 91, № 3 (1953). ¹⁷ В. Л. Гинзбург, ДАН, 92, 4 (1953). ¹⁸ Г. Т. Зацепин, ДАН, 80, 577 (1951).