

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ**КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ
ГАЛАКТИКИ**

1. Вопрос о происхождении галактического радиоизлучения имеет большой астрофизический интерес и в то же время остаётся неясным. Со времени открытия галактического излучения и до недавних пор считалось, что это излучение есть тепловое излучение межзвёздных электронов, имеющих температуру $T \cong 10^4$.

Удельная интенсивность теплового радиоизлучения равняется*):

$$I_{\nu} = \frac{2kT_{\text{эф}}}{\lambda^2} = \frac{2,76 \cdot 10^{-16} T_{\text{эф}}}{\lambda^2 \text{ (в см)}} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерадиан} \cdot \text{герц}}, \quad (1)$$

где λ — длина волны, $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ и $T_{\text{эф}}$ — эффективная температура, равная $T_{\text{эф}} = (1 - e^{-\tau_{\nu}}) T$, где τ_{ν} — оптическая толщина среды (в нашем случае межзвёздного газа) для данной частоты ν в данном направлении (подробнее см., например, ¹).

Эффективная температура $T_{\text{эф}}$, очевидно, должна быть меньше T и приближаться к T лишь при $\tau_{\nu} \gg 1$.

Измерения, проведённые на волнах $\lambda \leq 5$ м, в общем не противоречили предположению о тепловом происхождении галактического радиоизлучения, и эта гипотеза, как сказано, представлялась весьма вероятной. Однако измерения на более длинных волнах $\lambda \geq 10$ м привели к значениям $T_{\text{эф}} \sim 10^5$ ° (см. ^{1,2}). Кроме того, выяснилось, что распределение «радиояркости» Млечного пути практически не зависит от частоты. Отсюда следует, что для всех исследуемых волн имеет место случай $\tau_{\nu} \ll 1$. Действительно, если бы, как это раньше предполагалось (см. ¹), уже для $\lambda = 5$ м в направлении на центр Галактики $\tau > 1$, то для более длинных волн оптическая толщина τ была бы значительной и в направлениях, сильно отклоняющихся от галактического центра. В результате достигающее Земли галактическое излучение должно было бы на длинных волнах ($\lambda \geq 10$ м) быть значительно более изотропным, чем на коротких волнах. Отсутствие подобного эффекта указывает, таким образом, на то, что Галактику следует считать оптически «тонкой» даже для

*) По определению $I_{\nu} d\nu$ есть поток энергии в интервале частот $d\nu$, протекающий в данном направлении через площадку в 1 см^2 в 1 сек. и отнесённый к единице телесного угла.

волн $\lambda \geq 10$ м и уже подавно для волн с $\lambda \leq 5$ м*). Но отсюда также следует, что если галактическое радиоизлучение является тепловым, то $T \gg 10^4$ °. Между тем независимые астрофизические измерения свидетельствуют о том, что для межзвёздных электронов $T \leq 10^4$ ° (см. 2). Становится, таким образом, ясным, что галактическое излучение должно быть обусловлено, по крайней мере в основном, каким-то механизмом, отличным от теплового излучения межзвёздных электронов. О том же свидетельствует существование целого ряда дискретных источников галактического излучения (см. 2 и реферат 3). Полная интенсивность этих источников достигает значения

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

где $\Delta\Omega$ — телесный угол, под которым виден источник. Из опыта известно лишь, что угловой размер источника меньше $6' \div 8'$, т. е. $\Delta\Omega < 3 \cdot 10^{-6}$ стерадиана. Если считать, что размер дискретного источника $\sim 6'$ (это могло бы быть, например, если бы роль источника играла какая-то туманность), то эффективная температура источника, соответствующая значению (2), достигает $\sim 5 \cdot 10^6$ °. Если же источником излу-

че
нь
пр
ць
св
че

ски
что
и ц
мог
воп
воп
кры
бра
лак
изл
звё
рял
гур

ческие лучи (см. реферат 3).

Ниже мы разберём вопрос о связи галактического радиоизлучения с космическими лучами, основываясь на заметке 7.

2. Как известно, частица с зарядом e и массой m движется в перпендикулярном к её скорости магнитном поле H по окружности с угловой скоростью (частотой) $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \frac{eH}{mc} \cdot \frac{mc^2}{E}$, где E — энергия частицы и c — скорость света. Если $E \ll mc^2$, то частица в силу сообщаемых

*) Значение $\tau = 1$ при $\lambda = 3$ м на пути в $6 \cdot 10^{22}$ см (радиус Галактики) получается¹ при $T = 10^4$ ° и концентрации межзвёздных электронов

$N = 1$. Поскольку τ пропорционально $\frac{N^2}{T^{3/2}}$, ясно, что уже незначитель-

ного уменьшения средней концентрации N достаточно для того, чтобы при $\lambda = 3$ м соблюдалось неравенство $\tau \ll 1$.

мого ей полем ускорения излучает практически лишь электромагнитные волны с частотой ω_0 . Если же $E \gg mc^2$, то она излучает целый спектр частот, являющихся обертонами частоты ω_0 . Этот спектр исследовался в работах ряда авторов, причём в наиболее удобной для наших целей форме в ¹⁰. Энергия, излучаемая в 1 сек. в единице спектрального интервала, равна:

$$\left. \begin{aligned} P(\nu) &= 2\pi P(\omega) = 16 \frac{e^8 H}{mc^2} p\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right). \\ \text{При } \frac{\omega}{\omega_1} &\ll 1 \\ \text{при } \frac{\omega}{\omega_1} &\gg 1 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$p\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right) = 0,256 \left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^{1/3};$$

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

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

$0,18 < \frac{\omega}{\omega_1} < 16$ функция p протабулирована в ¹⁰, причём она максимальна при $\frac{\omega}{\omega_1} = 0,5$ и $p(0,5) = 0,10$, $p(0,18) = 0,09$, $p(2) = 0,055$, $p(4,05) = 0,018$, $p(6,5) = 0,004$, $p(10,4) = 4 \cdot 10^{-4}$ и $p(16) = 10^{-5}$, где все цифры округлены, так как точность, превышающая несколько процентов, нам не нужна. Вне указанного интервала с такой же точностью можно использовать указанные в (3) предельные формулы. График функции $p\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)$ представлен на рисунке.

В максимуме

$$\left. \begin{aligned} P(\nu_{\max}) &= 1,6 \frac{e^8 H}{mc^2} = 2,15 \cdot 10^{-22} H \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{герц}}, \\ \nu_{\max} &= 0,5 \frac{\omega_1}{2\pi} = 1,4 \cdot 10^6 H \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \text{ герц}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где при переходе к числам принято, что излучающая частица есть электрон. Из дальнейшего легко видеть, что допущение о том, что излучают протоны, представляется нереальным.

3. Рассмотрим сначала общее галактическое радионизлучение, т. е. излучение, возникающее в межзвёздном пространстве.

Удельная интенсивность этого излучения в данном направлении равна $I_\nu = \frac{1}{4\pi} \int P(\nu) N dx$, где x — расстояние от точки наблюдения (т. е. от Земли) и N — концентрация излучающих частиц (точнее $P(\nu) N = \int P(\nu, E) N_1(E) dE$, где $N_1 \cdot dE$ — концентрация частиц в интервале энергий dE). Кроме того, принимается, что радионизлучение элемента объёма в среднем изотропно в силу изотропности космического излучения и хаотичности в направлении поля H вдоль луча зрения. Наконец, не вводя в выражение для I_ν множителя, учитывающего поглощение, мы уже учли, что Галактика является оптически «тонкой» (см. выше).

Величину I_ν можно записать в виде

$$I_\nu = \frac{P(\nu)}{4\pi} \cdot N \cdot R, \quad (5)$$

где $P(\nu)$ и N усреднены по пути и по энергиям космических частиц и R — размеры системы в данном направлении. Значение I_ν будет, очевидно, максимально, если данная частота ν есть частота $\nu_{\text{макс}}$ в (4). В этом случае

$$\left. \begin{aligned} I_{\nu, \text{макс}} &= 1,7 \cdot 10^{-23} \cdot H \cdot NR \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{стерад} \cdot \text{герц}} \\ \nu &= 1,4 \cdot 10^6 \cdot H \left(\frac{E}{\text{мс}^2} \right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

На опыте установлено, что при $\lambda = \frac{c}{\nu} \leq 15 \text{ м}$ интенсивность I_ν падает с увеличением частоты. Принимая для примера, что излучение максимально на волне 20 м, из (6) находим, что $H \left(\frac{E}{\text{мс}^2} \right)^2 \approx 10$, т. е. что при $H \sim 10^{-6}$ эрстед $E \sim 10^9$ эв. Сравнивая (6) и (1), мы видим, что при $T_{\text{эф}} = 10^6$, $\lambda = 10^3 \text{ см}$ и $R = 10^{23} \text{ см}$ $\left(\frac{1}{10} \text{ диаметра Галактики} \right)$ для равенства интенсивностей, вычисляемых по формулам (1) и (6), нужно, чтобы

$$HN \approx 10^{-16}. \quad (7)$$

Отсюда при $H \sim 10^{-6}$ эрстед $N \sim 10^{-10} \text{ см}^{-3}$. Как ясно из характера приведённой оценки, она даёт минимальное допустимое значение HN .

На границе земной атмосферы в вертикальном направлении интенсивность космических лучей (в основном протонов) $I_k \approx 0,12 \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}}$, откуда при изотропии $N = \frac{4\pi}{c} I_k \sim 5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$. Число электронов, падающих на Землю, по крайней мере в 100 раз меньше¹¹, но в межзвёздном пространстве значение $N \sim 10^{-10} \text{ см}^{-3}$ для электронов с $E \sim 10^9$ эв 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 $H \sim 10^{-6}$ эрстед на пути $R \sim 10^{22}$ см при $N \sim 10^{-10}$ см⁻³.

Как уже сказано выше, рассмотрение ряда других источников радиоизлучения показывает, что 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 межзвёздном пространстве и к сведению общего галактического радиоизлучения к радиоизлучению дискретных источников, связанных со звёздами.

4. Происхождение радиоизлучения дискретных источников также ещё неясно и в ⁵ связывается с рассмотренным механизмом излучения релятивистских электронов в магнитном поле, окружающем звезду. Если излучение источника есть тормозное излучение быстрых электронов в околосвёздном магнитном поле, то в наиболее благоприятных условиях, т. е. используя (6), имеем:

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

где D — диаметр источника.

Учитывая (2), полагая $\Delta\Omega = 3 \cdot 10^{-6}$ стерадиана и расстояние до источника равным $R = 5 \cdot 10^{22}$ см (откуда $D = R \cdot 6' \sim 10^{16}$), имеем:

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

откуда даже при $H \sim 10^{-4}$ эрстед $N_{\text{мин}} \sim 10^{-7}$ см⁻³. Если же, как в ⁵, принять, что $D \approx 0,1$ светового года $\approx 10^{17}$ см, то при $H \sim 10^{-4}$ эрстед $N_{\text{мин}} \sim 10^{-4}$ 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 ⁵ дискретные источники радиоизлучения никак не могут быть подобны нашей «солнечной космической системе» с $D \sim 10^{17}$, $H \sim 10^{-5}$ эрстед $N_{\text{электронов}} < 5 \cdot 10^{-13}$ см⁻³, $N_{\text{протонов}} \sim 5 \cdot 10^{-11}$ см⁻³; см. ⁹.

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 ¹²).

В связи с обсуждавшимся материалом естественно возникает вопрос о радиоизлучении космических лучей в земном магнитном поле $H \sim 0,5$ эрстеда. 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 $P(\nu_{\text{макс}}) \frac{P}{c} \approx$

$\approx 10^{-24} \frac{\text{эрг}}{\text{герц}}$, где ρ — радиус Земли). Слишком слабо также радиоиз-

лучение, возникающее при торможении и рождении космических частиц (см. ⁷). Однако оба эти механизма радиоизлучения могут в принципе оказаться существенными для объяснения радиоизлучения неба и радиоизлучения, связанного с полярными сияниями (подробнее см. ⁷).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, УФН **32**, 26 (1947); **34**, 13 (1948).
2. A. Unsöld, Zeits. f. Astrophysik **26**, 176 (1949).
3. Г. Гетманцев, УФН **40**, 157 (1950).
4. M. Ryle, Proc. Phys. Soc. **62A**, 491 (1949).
5. H. Alfvén and N. Herlofson, Phys. Rev. **78**, 616 (1950).
6. К. О. Кіеренхеуер, Phys. Rev. **79**, 738 (1950).
7. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР **76**, № 3 (1951).
8. E. Fermi Phys. Rev. **75**, 1169 (1949).
9. H. Alfvén, Phys. Rev. **77**, 375 (1950).
10. В. В. Владимирский, ЖЭТФ **18**, 392 (1948).
11. Б. Росси, УФН **38**, 222 (1949).
12. Г. Г. Гетманцев и В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **20**, 347 (1950).

ОБ ИНТЕНСИВНОСТИ И СПЕКТРЕ ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Известно, что широтный эффект космического излучения, заключающийся в уменьшении интенсивности космического излучения с уменьшением геомагнитной широты места наблюдения, вызван отклоняющим действием магнитного поля Земли на первичное космическое излучение. Из теории этого эффекта известно, что данной широты φ за пределами земной атмосферы могут достичь лишь те первичные частицы, импульсы которых больше некоторого критического импульса P_φ , следующим образом связанного с широтой:

$$\frac{P_\varphi c}{Ze} = 1,5 \cdot 10^{10} \cos^4 \varphi \text{ в}, \quad (1)$$

где Ze — заряд частицы. Эта формула верна для частиц, падающих нормально к поверхности Земли. Измерение вертикальной интенсивности космического излучения I за пределами земной атмосферы на широте φ заключается согласно (1) в измерении интенсивности первичного излучения с $\frac{Pc}{Ze} > \frac{P_\varphi c}{Ze}$. Таким образом, измерив I на разных широтах и

зная зависимость (1), связывающую $\frac{P_\varphi c}{Ze}$ с φ , можно получить интегральный спектр частиц космического излучения по $\frac{P_\varphi c}{Ze}$. Состав первичного излучения в настоящее время достаточно хорошо известен—оно состоит в основном из протонов, α -частиц (около 10—20% всего излучения) и небольшого количества более тяжёлых ядер. Поэтому без большой ошибки можно считать, что интегральный спектр частиц космического излучения, получаемый из изучения широтного эффекта на границе атмосферы, даёт спектр первичных протонов. Изучение широтного эффекта, как это видно из (1), позволяет получить интегральный спектр до значений $\frac{P_\varphi c}{Ze}$ порядка $1,5 \cdot 10^{10}$ в. Одна из последних работ, посвящённая измерению широтного эффекта на границе атмосферы, принадлежит Винклеру и др.¹, измерявшим интенсивность космических лучей телескопами из счётчиков Гейгера, подымавшимися с помощью баллонов

до высот около 27 км на 0, 20, 30 и 40° северной геомагнитной широты. Фотография подымавшейся аппаратуры приведена на рис. 1.

Полученные при измерениях на максимальной высоте данные о вертикальной интенсивности космического излучения приведены на рис. 2, где по оси ординат отложены вертикальная интенсивность в частицах на 1 см^2 в секунду на стерадиан, а по оси ординат — энергия частиц в Бэв в предположении, что все эти частицы являются протонами. Таким образом, прямая на рис. 2 даёт интегральный энергетический

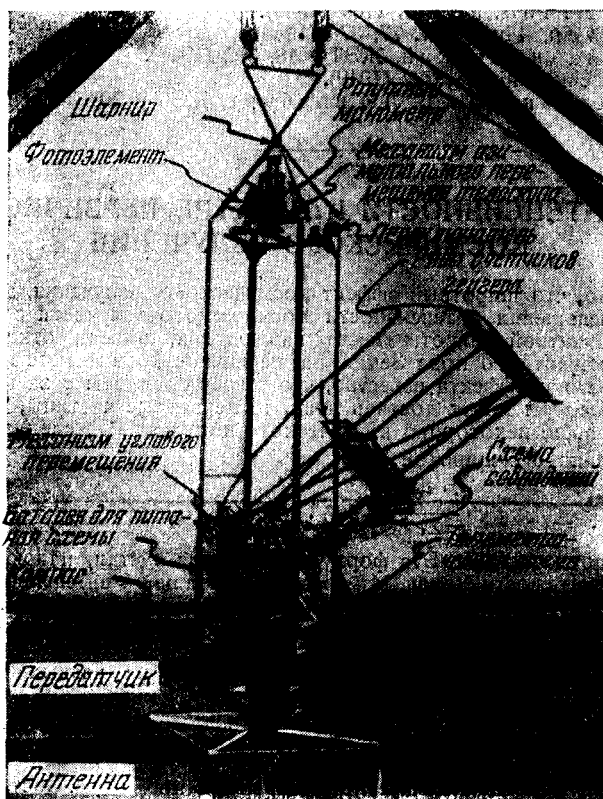


Рис. 1. —

спектр первичного космического излучения. Следует заметить, что 1) при этих измерениях между рядами телескопа помещался трёхсантиметровый слой свинца и 2) баллоны не достигали границы атмосферы. По обеим причинам измеренная интенсивность несколько меньше действительной интенсивности первичного излучения. Однако, повидному, эта разница не слишком велика и по оценке авторов не превышает 10—20%. Это следует, в частности, из сравнения приводимых данных с данными, полученными при запуске аппаратуры на ракетных снарядах, подымавшихся до высот, больших 150 км. Из рис. 3, где данные приведены в логариф-

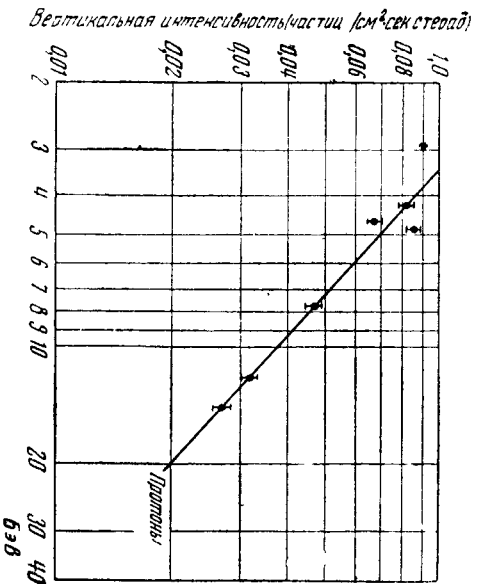


Рис. 2.

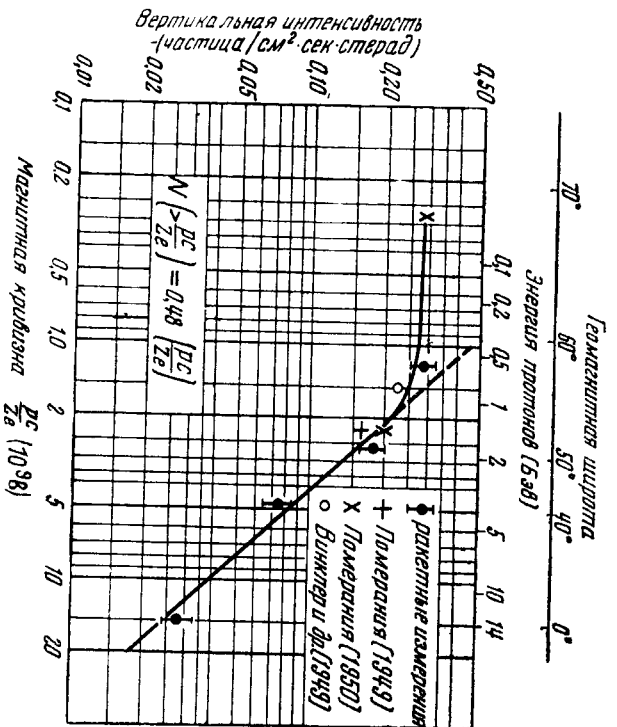


Рис. 3.

мическом масштабе, видно, что они хорошо ложатся на прямую. Авторы указывают, что эта прямая описывается следующим степенным законом:

$$I(>E) = 0,30 \cdot E^{-0,90 \pm 0,05} \quad (2)$$

где $I(>E)$ — вертикальная интенсивность первичных протонов с энергией, большей E . Аналогичные измерения последние два-три года производились несколькими исследователями, поднимавшими телескопы из счётчиков Гейгера на ракетных снарядах или баллонах. В заметке² приводится спектр первичного излучения, полученный из совокупности всех этих данных. Этот спектр показан на рис. 3, где по оси абсцисс отложена магнитная кривизна $\frac{pc}{Ze}$ или кинетическая энергия, или геомагнитная широта, а по оси ординат — вертикальный поток частиц с импульсом, большим того, который определяется абсциссой. Авторы указывают, что в интервале значений $\frac{pc}{Ze}$ от 2 до $15 \cdot 10^9$ в интегральный спектр описывается формулой

$$I\left(>\frac{pc}{Ze}\right) = 0,48 \left(\frac{pc}{Ze}\right)^{-1,1} \text{ частиц/сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{стерад}. \quad (3)$$

Этот спектр, отличаясь своим аналитическим выражением от спектра (2) (рис. 2), даёт значения интенсивностей, достаточно хорошо совпадающие с (2). Так, например, интенсивность первичных протонов, вычисленная по формуле (2) для широты $\varphi = 30^\circ$ ($E = 7$ Бэв; $\frac{pc}{Ze} = 8,5 \cdot 10^9$ в) равна $0,045$ частиц/см²·сек·стерад, а вычисленная по формуле (3) для той же широты равна $0,050$ частиц/см²·сек·стерад. Те же интенсивности, вычисленные для широты 55° по формулам (2) и (3), равны в тех же единицах $0,30$ и $0,28$ соответственно. Обе эмпирические формулы достаточно хорошо согласуются друг с другом и с экспериментальными данными в интервале энергий первичных протонов от $1,5$ до 15 Бэв.

Из кривой рис. 3 следует, что интенсивность космического излучения почти не меняется для широт, больших 55° . Вполне вероятно, что это объясняется поглощением частиц с небольшой энергией, ответственных за широтный эффект, на этих широтах остаточной атмосферы над аппаратурой (последняя точка на кривой, соответствующая широте около 70° , получена при подъёме баллонов). Чтобы проверить это предположение, необходимо произвести измерение интенсивности первичного излучения на больших широтах с помощью ракетных снарядов, поднимающих аппаратуру далеко за пределы земной атмосферы.

А. В.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. R. Winckler, T. Stix и др., Phys. Rev. **79**, 656 (1950).
2. J. A. Van Allen and S. F. Singer, Phys. Rev. **78**, 819 (1950).