

Г. Г. ГЕТМАНЦЕВ

КОСМИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРОНЫ КАК ИСТОЧНИК РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
ГАЛАКТИКИ

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 6 II 1952)

Любая правдоподобная теория галактического радиоизлучения должна, очевидно, объяснять не только величину радиоизлучения, но и его частотную зависимость. Интересно и существенно поэтому выяснить, оставаясь в рамках общепринятых гипотез об источниках космических лучей, межзвездном магнитном поле и т. п., хотя бы в общих чертах, каков частотный спектр радиоизлучения космических электронов, привлекаемых для объяснения галактических радиопомех, и сравнить затем полученные результаты с имеющимися опытными данными. Этому вопросу и посвящена, в основном, настоящая статья.

Остановимся прежде всего на частотной зависимости общей (интегральной) интенсивности галактического радиоизлучения $W_\nu(\nu)^*$, которую можно представить в следующем виде (1):

$$W_\nu(\nu) = \frac{1}{4\pi} \int I_\nu(\nu) d\Omega = \int_E P(\nu, E) dE \int_{\text{по простр. Галактики}} \frac{n(E, r)}{R^2} dv = \int_E P(\nu, E) n'(E) dE, \quad (1)$$

где $I_\nu(\nu)$ — удельная интенсивность радиоизлучения для данного направления; $P(\nu, E)$ — энергия, излучаемая электроном в 1 сек. в единичном интервале частот; $n(E, r)$ — число релятивистских электронов с энергией E в 1 см³, которое зависит, вообще говоря, от пространственных галактических координат (r), а R — расстояние между элементом объема $dv = R^2 dR d\Omega$ и Землей. Для нахождения $W_\nu(\nu)$ необходимо знать вид функции $n(E, r)$.

Подробный анализ показывает, что определяющими вид энергетического спектра электронов факторами являются: 1) торможение электронов из-за наличия потерь на излучение при движении их в межзвездном магнитном поле; 2) зависимость излучательной способности источников космических лучей от энергии последних. Ежесекундная убыль энергии релятивистского электрона ($E \gg mc^2$) из-за потерь на излучение в магнитном поле H , как известно, равна (2)

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{2e^4 H^2}{3m^4 c^7} \cdot E^2. \quad (2)$$

Допустим теперь, что источники космических лучей излучают в совокупности k электронов в секунду с одной и той же начальной

* Речь идет о спектре радиоизлучения в диапазоне волн $\approx 1-10$ м.

энергией E_0 . Непосредственно очевидно, что число электронов с энергиями между E и $E + dE$ должно быть в этом случае пропорционально интервалу времени dt , определяемому из (2), в течение которого электрон с энергией E теряет энергию dE . Таким образом, энергетический спектр космических электронов должен выглядеть следующим образом:

$$dN(E) = k \frac{3m^4 c^7}{2e^4 H^2} E^{-2} dE, \quad (3)$$

где $dN(E)$ — общее число частиц, обладающих энергией в интервале $E - E + dE$. Спектр (3) получен в предположении, что источники космических электронов «монохроматичны» и излучают лишь электроны одной энергии E_0 . Если же излучательная способность источника описывается функцией $f(E) = mE^{-\alpha} dE$, где m и $\alpha = \text{const}$ в достаточно широком интервале энергий, как это имеет, по видимому, место для космических протонов⁽³⁾, то, проделав несложные выкладки, можно убедиться, что

$$dN(E) = K_1 E^{-2} dE \quad (\alpha < 1); \quad dN(E) = K_2 E^{-(\alpha+1)} dE \quad (\alpha > 1), \quad (3a)$$

где K_1 и K_2 — некоторые новые постоянные, зависящие лишь от m и α . Предполагая, что для электронов $\alpha < 2$ (для наблюдаемых на Земле первичных космических лучей с $E \simeq 10^8 - 10^9$ эв α порядка 1,1⁽⁴⁾), мы приходим в результате к следующему распределению космических электронов по энергиям:

$$dN(E) = KE^{-s} dE, \quad (4)$$

где K не зависит от энергии, а $2 < s < 3$.

Переходя к вычислению $W_\nu(\nu)$, допустим сначала, что источники космических электронов распределены в галактическом пространстве равномерно. Тогда $n(E, r)$ от r не зависит, а характер зависимости $n(E)$ и $n'(E)$ от энергии, очевидно, тот же, что и в (4). В результате, согласно (1):

$$W_\nu(\nu) \sim \int_E P(\nu, E) n'(E) dE \sim \int_E P(\nu, E) E^{-s} dE. \quad (5)$$

Пользуясь некоторыми свойствами функций $P(\nu, E)$, можно строго показать, что при $s = \text{const}$ $\int_{mc^2}^{\infty} P(\nu, E) E^{-s} dE = (2\pi\nu)^{\frac{1-s}{2}} \left[16 \frac{e^3 H}{mc^2} \int_0^{\infty} J(u) u^{\frac{3s+1}{4}} du \right]$,

где $J(u)$ — новая функция, выражающаяся через интеграл от некоторой комбинации функций Эри⁽⁵⁾. В нашем случае $s \cong \text{const}$ и близко к двум. Поэтому из (5) следует, что

$$W_\nu(\nu) \sim \nu^{\frac{1-s}{2}} \cong \nu^{-0,5}. \quad (5a)$$

Пусть теперь основная масса космических лучей вообще и космических электронов в частности исходит из центра Галактики, в котором сосредоточена большая часть всего звездного населения Галактики. Перемещаясь по направлению к Земле, космические электроны «соударяются» с намагниченными облаками межзвездной материи линейного размера $l \approx 10$ парсек и движутся поэтому не по прямой, а по некоторой ломаной траектории броуновского типа, растрачивая постепенно свою энергию на излучение электромагнитных волн.

В результате, если центр Галактики излучает, например, монохроматичные электроны с энергией E_0 , то в периферических областях Галактики в сравнительном изобилии могут быть лишь электроны с $E \ll E_0$. Вблизи же от галактического ядра, наоборот, в значительном количестве должны присутствовать и частицы высоких энергий. Ясно, что в этом случае фигурирующая в (1) плотность частиц $n(E, r)$ явным образом зависит от расстояния точки наблюдения от центра Галактики, хотя распределение по энергиям общего числа наполняющих галактическое пространство космических электронов попрежнему определяется соотношением (4).

За недостатком места нет возможности воспроизвести здесь выкладки, связанные с вычислением $W_\nu(\nu)$ в рассматриваемом случае. Ограничимся поэтому лишь приведением окончательного результата. Оказывается, что и в этом случае

$$W_\nu(\nu) \sim \nu^{-(0,8-0,4)}. \quad (6)$$

Спектр (6) получен в упрощающем выкладки предположении о сферической симметрии распределения $n(E, r)$ относительно галактического центра. Ряд дополнительных соображений свидетельствует, однако, о несущественности этого допущения в смысле влияния на фигурирующий в (6) показатель степени.

Согласно результатам наиболее достоверных измерений⁽⁶⁾

$$W_\nu(\nu)_{\text{эксп}} \sim \nu^{-0,4}. \quad (7)$$

Налицо, таким образом, вполне удовлетворительное совпадение результатов вычислений (5а), (6) и экспериментальной зависимости (7). С точки зрения разбираемого здесь механизма радиоизлучения следует все же отдать предпочтение второму предположению о пространственном распределении источников космических электронов. Дело в том, что из сопоставления карт радиоизотопов Ребера^(7, 8) (на частотах 160 и 480 мгц) и Хейя⁽⁹⁾ (на частоте 64 мгц) отчетливо видно значительное увеличение концентрации радиоизлучения в районе галактического центра при увеличении частоты. Иными словами, частотная зависимость удельной интенсивности радиоизлучения $I_\nu(\nu)$ для центра Галактики должна быть на этих частотах более пологой, нежели частотная зависимость $I_\nu(\nu)$ его окрестностей, т. е. областей небосвода, отстоящих от центра на некоторое угловое расстояние порядка 10—25°. Если космические электроны исходят, в основном, из галактического ядра, то, как было разъяснено выше, электроны больших энергий могут в сравнительном изобилии присутствовать лишь в непосредственной близости от него. Электроны больших энергий дадут значительный вклад в интенсивность радиоизлучения галактического центра на высоких частотах. Наоборот, из-за отсутствия «энергичных» электронов в периферических по отношению к ядру частях Галактики интенсивность радиоизлучения этих областей должна убывать с ростом частоты несколько быстрее, нежели интенсивность радиоизлучения центра или интенсивность общего излучения $W_\nu(\nu)$. На опыте для точки галактического экватора, отстоящей от ядра на расстоянии $\cong 25^\circ$, Моксон⁽¹⁰⁾ нашел $I_\nu(\nu) \sim \nu^{-0,7}$, т. е., действительно, частотную зависимость более резкую, чем, скажем, $W_\nu(\nu)_{\text{эксп}} \sim \nu^{-0,4}$.

Итак, исходя из представлений о тормозном излучении космических электронов в межзвездном магнитном поле, можно качественно, а до некоторой степени и количественно объяснить некоторые основные особенности частотного спектра радиоизлучения Галактики. Заметим, что при сведении галактического радиоизлучения к излучению «радиозвезд» отмеченная только что особенность поведения $I_\nu(\nu)$ в об-

ласти галактического центра представляется довольно загадочной. Для интерпретации этой особенности необходимо, во всяком случае, допустить, что частотные спектры излучения «радиозвезд» в центре Галактики и в смежных с ним областях существенно различны.

В заключение отметим, что из-за соударений с намагниченными облаками межзвездной среды электроны достигают Земли за время порядка 10^{15} сек. В результате, как легко оценить, исходя из уравнения (2), электроны с $E \geq 10^9$ эв вообще должны отсутствовать в заметном количестве в приходящем на Землю потоке первичных космических лучей. Плотность же первичных электронов с $E \leq 10^9$ эв вблизи Земли можно оценить, исходя из данных об интенсивности радиоизлучения, идущего из района галактического антицентра. При $H \simeq 10^{-5}$ гаусс она должна быть равна $\approx 10^{-12}$ эл/см³ *. К сожалению, имеющиеся данные о составе первичной компоненты космических лучей при $E \leq 10^9$ эв на Земле не позволяют в настоящее время, насколько нам известно, судить о реальности этой цифры.

Автор благодарен проф. В. Л. Гинзбургу за постановку темы исследования и замечания, сделанные им при просмотре статьи в рукописи.

Физико-технический институт
при Горьковском государственном университете

Поступило
6 II 1952

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. Л. Гинзбург, ДАН, 76, 377 (1951). ² Л. Ландау и Е. Лифшиц, Теория поля, 1948. ³ A. Unsöld, Phys. Rev., 82, 857 (1951). ⁴ М. А. Ромегантц, Ibid., 77, 830 (1950). ⁵ В. В. Владимирский, ЖЭТФ, 18, 392 (1948). ⁶ J. W. Herbstreit and J. R. Jöhler, Nature, 161, 515 (1948). ⁷ G. Reber, Astrophys. Journ., 100, 279 (1944). ⁸ G. Reber, Proc. I. R. E., 36, 1215 (1948). ⁹ J. S. Hey, J. W. Phillips and S. J. Parsons, Proc. Roy. Soc., A 192, 425 (1948). ¹⁰ L. A. Мохон, Nature, 158, 758 (1946).

* При $H \simeq 10^{-5}$ гаусс основной вклад в радиоизлучение на $\lambda = 1 - 10$ м дают электроны с энергией в интервале $10^8 - 10^9$ эв.