

## РАДИОАСТРОНОМИЯ И ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ\*

B. L. Гинзбург

В докладе сделан ряд замечаний, касающихся радиоастрономической теории происхождения космических лучей.

В докладе [¹], направленном на Манчестерский симпозиум по радиоастрономии в 1955 г., были изложены развитые ранее представления (см. обзор [²]) о магнитотормозной (синхротронной) природе нетеплового космического радиоизлучения. К сожалению, этот доклад, по неизвестной причине, не был включен в сборник трудов Манчестерского симпозиума [³]. Вместе с тем, в [³] помещена статья Унзольда (см. [³] стр. 238, а также [⁴]), в которой нетепловое галактическое радиоизлучение связывается с излучением огромного числа холодных звезд-карликов (радиозвезд). Одновременно Унзольд критикует теорию происхождения космических лучей, согласно которой основным источником этих лучей являются оболочки сверхновых и, возможно, новых звезд (см. [², ⁵—⁸]). Поэтому начнем с некоторых критических замечаний.

Сведение теплового космического радиоизлучения к излучению радиозвезд не представляется возможным по следующим причинам:

эти чисто гипотетические радиозвезды должны присутствовать в невероятно большом количестве и обладать необычными свойствами и пространственным распределением (см. в этой связи [⁶] § 11);

все идентифицированные дискретные источники космического радиоизлучения являются туманностями, и существование хотя бы одной радиозвезды не доказано;

излучение мощных дискретных источников несомненно носит магнитотормозной характер (достаточно упомянуть о наличии поляризации этого излучения); вместе с тем общее галактическое радиоизлучение по своему спектру близко к излучению дискретных источников, что делает естественным заключение об общности их природы;

общее галактическое радиоизлучение магнитотормозного происхождения заведомо должно существовать, так как в Галактике имеются магнитные поля и присутствуют релятивистские электроны, выходящие из оболочек сверхновых и образующиеся в силу  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  распада в результате ядерных соударений протонов и ядер, входящих в состав космических лучей; расчеты показывают [¹, ², ⁵—⁷], что упомянутое магнитотормозное излучение вполне может обладать свойствами (интенсивностью, спектром) наблюдаемого радиоизлучения;

в пользу магнитотормозной природы космического радиоизлу-

\* Доклад, направленный на симпозиум по радиоастрономии X съезда Международного астрономического союза (Париж, август, 1958).

чения свидетельствует также ряд данных о мощных внегалактических дискретных источниках, а также результаты измерений поляризации общего галактического радиоизлучения [9, 10].

Все эти соображения, по нашему мнению, не оставляют сомнений в том, что основная часть нетеплового космического радиоизлучения имеет магнитотормозную природу и не генерируется в атмосферах звезд.

Роль невзврывающихся звезд в образовании космических лучей также, вероятно, невелика. В космические лучи, образующиеся на Солнце, переходит в среднем  $10^{21} \div 10^{22}$  эрг·сек<sup>-1</sup>. Поэтому все  $10^{11}$  звезд в Галактике, если бы они излучали космические лучи так же, как Солнце, давали бы  $10^{32} \div 10^{33}$  эрг·сек<sup>-1</sup>. В то же время мощность источников космических лучей в Галактике должна составлять  $n \sim w/T \sim 10^{39} \div 10^{40}$  эрг·сек<sup>-1</sup>, так как полная энергия космических лучей  $w \sim 10^{55} \div 10^{56}$  эрг, а их среднее время жизни  $T \sim 10^9$  лет (принимаем, что средняя концентрация газа в занятой космическими лучами области  $n \sim 0,03$  см<sup>-3</sup>). Оценка средней мощности, переходящей в космические лучи в результате вспышек новых и сверхновых звезд, приводит к значениям порядка  $10^{39} \div 10^{41}$  эрг·сек<sup>-1</sup> (подробнее см. [2, 5, 7, 8]). Эта оценка имеет под собой веские основания наблюдательного характера и показывает, что сверхновые и новые действительно могут обеспечить соблюдение энергетического баланса. Для получения такой же энергии от звезд нужно, например, иметь  $10^{11}$  звезд, в  $10^6 \div 10^7$  раз более активных, чем Солнце. Нам кажется мало вероятным, чтобы подобному требованию удовлетворяли даже магнитные звезды типа А (см. [11]). Кроме того, если бы звезды известных типов и вносили заметный вклад в интенсивность космических лучей, на что нет никаких прямых указаний, это не было бы аргументом в пользу радиовоздушной природы галактического радиоизлучения (достаточно указать на различное пространственное распределение звезд типа А, а также звезд ряда других типов и распределение источников общего галактического радиоизлучения).

В силу изложенного теория происхождения космического радиоизлучения и космических лучей, о которой идет речь [1, 2, 5-8], представляется нам достаточно обоснованной. Имеется, однако, целый ряд моментов, требующих выяснения и уточнения; на некоторых из них мы и остановимся ниже.

Весьма важным параметром теории является время жизни космических лучей, определяемое ядерными соударениями и выходом частиц из Галактики (имеется в виду заполненная космическими лучами квазисферическая „корона“ с радиусом  $R \sim 5 \cdot 10^{22}$  см). Согласно [12], средняя концентрация межзвездного газа в Галактике  $n \sim 10^{-2}$  см<sup>-3</sup>, что соответствует ядерному времени жизни быстрых протонов  $T_p \sim 4 \cdot 10^9$  лет. Однако радиоастрономические данные свидетельствуют\* скорее в пользу значения  $n \sim 0,03$  и  $T_p \sim 10^9$  лет; ядерное время жизни для ядер Fe при этом порядка  $T_{Fe} \sim 5 \cdot 10^7$  лет. Последнее время значительно меньше возраста Галактики. Вместе с тем ядер Fe в первичных космических лучах довольно много, и нет никаких

\* Согласно [13], спектр галактического радиоизлучения имеет „излом“ на частоте  $\nu \approx 10^7$  Гц; это может быть связано с тем, что магнитотормозные потери при  $\nu \approx 10^7$  Гц сравниваются с ионизационными потерями. Отсюда (см. [7])  $n \sim \sim 10^{39} H_{\perp} \sim 0,03$  при  $H_{\perp} \sim 3 \cdot 10^{-6}$  эрстед ( $H_{\perp}$  — перпендикулярная скорости частицы слагающая межзвездного магнитного поля).

Уточнение спектра длинноволнового излучения для различных направлений является одной из актуальных задач радиоастрономии (в решении этой задачи может быть весьма полезен искусственный спутник Земли).

оснований считать, что быстрые ядра и протоны имеют разное происхождение. Поэтому имеется возможность [7] пренебречь космическими лучами, образовавшимися в условиях, существенно отличных от современных. Этот вывод вполне может сохраниться и при плотности  $n \leq 10^{-2}$ , так как время жизни протонов, особенно при малой плотности, может определяться их выходом из Галактики.

Действительно, оценки показывают [7], что при коэффициенте прозрачности галактической „границы“  $\rho \sim 10^{-2}$  время жизни для выхода  $T_0 \sim 4 \cdot 10^9 \div 4 \cdot 10^{10}$  лет. Соответствующий расчет, однако, значительно менее точен, чем вычисление ядерного времени жизни. В частности, значение  $\rho \sim 10^{-2}$  отвечает предположению, что внегалактическое магнитное поле примерно в  $10^2$  раз слабее галактического, причем существует какая-то „граница“ между этими областями (другими словами, предполагается, что из Галактики выходит только 1% всех силовых линий)\*. Принимая несколько большие значения  $\rho$ , а также варьируя другие параметры, можно прийти к значениям времени выхода  $T_0 \sim 10^9$  лет. При этом, очевидно, эффективное время жизни частиц  $T$ , определяемое соотношением  $1/T = 1/T_p + 1/T_o$ , также будет порядка  $10^9$  лет.

С проблемой выхода космических лучей из Галактики тесно связан вопрос о роли быстрых частиц метагалактического происхождения. В поле  $H \sim 10^{-5}$  эрстед для протонов с энергией  $E \sim 10^{18}$  эв радиус кривизны  $r = E/300H \sim 310^{20} \ll R \sim 5 \cdot 10^{22}$  см (для ядер радиус  $r$  в  $Z$  раз меньше; в то же время еще не исключено, что частицы с самыми большими энергиями являются ядрами).

Поэтому даже выход частиц с  $E \sim 10^{18}$  эв относительно невелик, если только определяющим не является дрейф частиц в неоднородном магнитном поле. Скорость дрейфа  $v_d \sim r |\nabla H| v_\perp / H \sim rv_\perp / L$ , где  $L$  — характерное расстояние, на котором меняется поле, и  $v_\perp$  — перпендикулярная полю компонента скорости частицы. Число частиц, покидающих Галактику в 1 сек в силу дрейфа  $S_{od} \sim 4\pi R^2 N v_d \xi \sim \sim \frac{4\pi}{3} 10^{-2} \xi R^2 N c E / HL$ , где множитель  $\xi < 1$ ; его появление связано с тем, что дрейф происходит перпендикулярно градиенту поля и самому полю, вследствие чего поток  $S_{od}$  может быть значительно меньше значения  $4\pi R^2 N v_d$ . За счет соударений же исчезает  $S_p \sim \frac{4\pi}{3} R^3 \times N/T_p$  частиц · сек<sup>-1</sup>, где  $N$  — концентрация быстрых частиц. Отсюда  $\alpha = S_{od}/S_p \sim 10^{-2} \xi T_p E / H L R \sim 10^7 \xi E / L$  при  $T_p \sim 10^9$  лет  $\sim 3 \cdot 10^{16}$  сек,  $H \sim 10^{-5}$  эрстед и энергии  $E$ , выраженной в электрон-вольтах. Наибольшее значение  $\alpha_{\max} \sim (10^{-18} \div 10^{-14})E$  получим при  $\xi = 1$  и  $L \sim l \sim 10^{20} \div 10^{21}$  см, где  $l$  — характерный размер неоднородностей магнитного поля в Галактике. С другой стороны, для Галактики в целом скорее  $L \sim 10^{22} \div 10^{23}$ , и при  $\xi \sim 10^{-2}$  получаем  $\alpha \sim (10^{-17} \div 10^{-18})E$ . Если принять значение  $\alpha_{\max}$ , то для энергий  $E > E_{k\min} \sim 10^{13} \div 10^{14}$  эв выход преобладает, и частицы должны покидать Галактику тем скорее, чем выше их энергия\*\*. Это приведет, по всей вероятности, к довольно резкому падению спектра космических лучей галактического происхождения при  $E > E_k$ . Поскольку фактически такого резкого падения не обнаружено, можно допустить, что в области  $E > E_k$  су-

\* На ранних стадиях развития Галактики поле в ней могло быть слабее, а коэффициент прозрачности границы выше, чем сейчас. Если это так, то роль протонов, образующихся на ранней стадии, будет еще меньше.

\*\* Заметим, что легкость выхода частиц из Галактики свидетельствует также о легкости их проникновения извне и наоборот, если выход затруднен, то имеются трудности с входом.

щественную роль играют уже космические лучи метагалактического происхождения \*.

В этом случае, однако, естественно было бы ожидать при  $E \sim E_k$  какого-то „излома“ в энергетическом спектре космических лучей („излома“ не будет, только если лучи галактического и метагалактического происхождения имеют совершенно одинаковый спектр). Насколько известно, такого „излома“ в спектре нет, но без дальнейших измерений здесь еще трудно сделать окончательное заключение. Для выяснения возможной роли метагалактической компоненты космических лучей, помимо детального исследования спектра, важно определить химический состав и степень анизотропии космических лучей с энергией  $E > 10^{18} \div 10^{14}$  эрг.

Другой важной проблемой в области теории происхождения космических лучей является вопрос о механизме ускорения в оболочках сверхновых и новых звезд и, возможно, в некоторых областях межзвездного пространства. Общие контуры этой проблемы представляются ясными; например, не вызывает сомнений эффективность статистического механизма ускорения в оболочках и т. д. Однако целый ряд существенных моментов требует выяснения или детализации. К счастью, в развивающейся схеме, основанной на данных наблюдений, вопрос о механизме генерации в значительной мере независим от остальных (см. [7]). Поэтому и здесь упомянем лишь о двух новых моментах. В [14] приведены соображения, позволяющие полагать, что статистическое ускорение в магнитогидродинамических волнах эффективнее, чем в модели „магнитных облаков“; в другой работе [15] выяснено, что статистическое ускорение ядер с  $Z > 2$  может оказаться весьма эффективным по сравнению с ускорением протонов (речь идет об условиях инъекции). Это обстоятельство существенно при анализе вопроса о химическом составе космических лучей [7] (такой анализ пока затруднен в связи с отсутствием достаточно полных сведений о составе первичных космических лучей и вероятности тех или иных ядерных расщеплений в межзвездной среде).

Третья и последняя проблема, на которых мы здесь остановимся,— это вопрос о происхождении электронов, дающих общее галактическое радиоизлучение. Полная мощность этого излучения в Галактике составляет  $10^{38}$  эрг·сек<sup>-1</sup>. Протоны же теряют на  $1 \div 2$  порядка больше (см. выше), в силу чего можно допустить, что все пополнение электронной компоненты происходит за счет вторичных процессов (т. е. за счет  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm$  распада  $\pi^\pm$ -мезонов, образующихся при ядерных соударениях) [5, 7]. С другой стороны, сверхновые и новые также вполне могут обеспечить соблюдение энергетического баланса для электронов, так как в них в среднем переходит в электроны  $10^{37} \div 10^{39}$  эрг·сек<sup>-1</sup>. Таким образом, на основе только энергетических соображений нельзя решить, являются ли электроны в межзвездном пространстве в основном первичными или вторичными. Выяснить этот вопрос, в принципе, можно, изучая зависимость спектра от галактических координат или исследуя на разных частотах распределение радиояркости во внегалактических туманностях (например, в туманности М31) [16-18]. Дело в том, что в процессе диффузии в межзвездных магнитных полях электроны теряют энергию; поэтому быстрые электроны, образовавшиеся в центральных областях Галактики, на ее перифе-

\* Сделанное предположение имеет, разумеется, основания, только если  $E_k < 10^{16} \div 10^{17}$ , поскольку при больших энергиях спектр вообще не известен. Необходимо также подчеркнуть, что состояние теории вопроса о выходе частиц неудовлетворительно, поскольку не сделано оценки введенного выше параметра  $\xi$  (по существу ясно лишь, что  $\xi$  не превосходит единицы).

рии должны быть более мягкими, что приводит к трансформации спектра их радиоизлучения. Вторичные же электроны, образовавшиеся в результате ядерных соударений, будут иметь везде примерно один и тот же спектр. Соответствующие различия не являются, однако, очень резкими; в расчеты входят некоторые недостаточно надежно известные параметры [16, 18], и, наконец, отсутствуют достаточно полные и надежные наблюдательные данные. По этим причинам сейчас еще нельзя, по-видимому, сделать каких-либо выводов. То же можно сказать в отношении попытки заключить о вторичном происхождении межзвездных электронов на основании близости спектров общего галактического излучения и излучения большинства дискретных источников [19] (новые данные о спектрах источников см. в [20]). Если электроны в оболочках сверхновых и в межзвездном пространстве образовались на первых этапах взрыва, но одни „запутались“ в оболочке, а другие тогда же вышли из нее, то близости спектров и следует ожидать. Напротив, если электроны выходят из оболочки только после ее размывания со спектром  $N_0(E) = K_0 E^{-\gamma_0}$ , то после достаточно длительного блуждания в межзвездном пространстве они будут иметь спектр  $N(E) = KE^{-\gamma}$ , где  $\gamma = \gamma_0 + 1$ . В общем случае, когда выход частиц из оболочек происходит все время, будут, естественно, получаться промежуточные результаты. Нужно учесть также, что напряженность поля в оболочках и в межзвездном пространстве различна, вследствие чего за излучение данной частоты будут в обоих случаях ответственны электроны разных энергий. По всем этим причинам нам и представляется сейчас невозможным из близости спектров источников и общего галактического излучения сделать вывод о вторичной природе электронов в галактической „короне“ (но, разумеется, последняя возможность вполне реальна). Можно надеяться, что дальнейшие радиоастрономические наблюдения (изучение спектров в зависимости от координат в широком диапазоне частот) позволят решить обсуждавшуюся проблему. Другой путь [5] ее решения связан с тем, что вторичные легкие частицы должны примерно наполовину состоять из электронов и позитронов. Поэтому отсутствие заметного количества позитронов в электронно-позитронной компоненте первичных космических лучей свидетельствовало бы об ускорении легких частиц (электронов) в самих источниках. Изучение электронно-позитронной компоненты первичных космических лучей у Земли имеет, впрочем, исключительно большое значение и по другим причинам (прямое измерение электронной концентрации существенно дополнило бы оценку этой величины, получаемую из радиоастрономических данных, см. [7]).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, Природа космического радиоизлучения и происхождение космических лучей (доклад, зачитанный на Манчестерском симпозиуме по радиоастрономии, 1955 г.).
2. В. Л. Гинзбург, УФН, 51, 343 (1953); Fortschritte der Physik, Berlin, 1, 659 (1954).
3. Radio Astronomty (Manchester Symposium), Cambridge, 1957.
4. A. Unsöld, Zs. f. Phys., 141, 70 (1955).
5. В. Л. Гинзбург, Nuovo Cimento, 3, 38 (1956).
6. И. С. Шкловский, Космическое радиоизлучение, ГИТТЛ, М., 1956.
7. В. Л. Гинзбург, Происхождение космических лучей, Progress in elementary particle and cosmic ray physics, 4, Amsterdam, 1958. Более полный русский текст: УФН, 62, 37 (1957).
8. В. Л. Гинзбург, Nuovo Cimento Suppl., 8, 430 (1958).
9. В. А. Разин, Астроном. ж., 35, 241 (1958).
10. J. M. Tompson, Nature, 180, 495 (1957).
11. H. Babcock, Phys. Rev., 109, 2210 (1958).
12. С. Б. Пикельнер и И. С. Шкловский, Астроном. ж., 34, 145 (1957).

13. G. R. Ellis, J. Geophys. Res., **62**, 229 (1957).  
14. E. N. Parker, Phys. Rev., **109**, 1328 (1958).  
15. А. А. Корчак и С. И. Сыроватский, ДАН СССР, **122**, 729 (1958)  
16. Г. Г. Гетманцев, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, М., 468, 1956.  
17. В. Л. Гинзбург, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, М., 438, 1956.  
18. С. И. Сыроватский, Астроном. ж. (в печати).  
19. И. С. Шкловский, *Nouvo Cimento Suppl.*, **8**, 421 (1958).  
20. G. R. Whitfield, Mon. Not. Roý. Astron. Soc., **117**, 680 (1957).

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР  
и Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию  
26 июня 1958 г.