

С. Б. ПИКЕЛЬНЕР

## КИНЕМАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МЕЖЗВЕЗДНОГО ГАЗА В СВЯЗИ С ИЗОТРОПИЕЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

(Представлено академиком Г. А. Шайном 12 XI 1952)

Большая плотность энергии космических лучей вместе с изотропией их заставила несколько лет назад принять предположение о том, что космические лучи удерживаются в пределах Галактики магнитным полем<sup>(1)</sup>. Это предположение и служит исходным в данной работе. Удерживаться должны все частицы вплоть до энергии  $E = 10^{17}$  эв, так как в противном случае был бы резкий скачок в энергетическом спектре, что не наблюдается. Магнитное поле, как принято считать, индуцируется в межзвездном пространстве движением проводящего газа в значительно более слабом поле Галактики. Толщина слоя, в котором движутся облака газа, около 100 парсек. Напряженность поля  $H$  должна определяться условием, чтобы радиус кривизны траектории был значительно меньше 100 парсек для частиц с  $E = 10^{17}$  эв. Это дает  $H \gg 10^{-6}$  эрст. Поскольку поле, индуцируемое хаотическими движениями газа, неоднородно и  $H$  изменяется по величине и направлению, средняя величина напряженности должна быть еще больше, так как отклонения частицы в отдельных флуктуациях поля будут складываться статистически и частично компенсироваться.

Рост индуцируемого поля ограничивается электромагнитными силами, противодействующими движению, приводящим к усилению поля. При стационарном состоянии должно установиться равенство средних плотностей магнитной энергии  $\frac{1}{8\pi}H^2$  и кинетической  $\frac{1}{2}\rho v^2$ . Плотность облаков  $\rho \approx 2 \cdot 10^{-23}$  г/см<sup>3</sup>, скорость их  $v \approx 6$  км/сек (скорости малых облаков, дающих слабые линии, достигают нескольких десятков километров в секунду), следовательно, равновесное значение  $H \approx 10^{-5}$ . Однако поле, сосредоточенное в облаках, занимающих около 5% объема вблизи плоскости Галактики, не может, естественно, удержать космические лучи во всей Галактике.

Для удержания частиц поле должно во всем объеме Галактики (весь газовый слой) иметь напряженность больше  $3 \cdot 10^{-6}$  эрст., следовательно, энергия движения газа во всем объеме Галактики должна быть достаточна для образования поля такой напряженности. Согласно современным представлениям о структуре межзвездного газа, между облаками, имеющими размеры около 10 парсек и разделенными расстояниями около 150 парсек, находится более разреженный газ с концентрацией менее 0,1 атома/см<sup>3</sup> ( $\rho \approx 10^{-25}$  г/см<sup>3</sup>). О скорости этого газа ничего не было известно. Условие равенства магнитной и кинетической энергий позволяет вычислить дисперсию скоростей в этом

газе, превышающую 30 км/сек. Это неожиданно большое значение скорости позволяет сделать некоторые заключения о свойствах межзвездного газа. Во-первых, поскольку плотность кинетической энергии в облаках и между облаками оказывается сравнимой, недостаточно учитывать только столкновения облаков. Облака непрерывно обмениваются энергией с разреженной средой, и весь межзвездный газ можно представлять как одну сплошную гидродинамическую систему, находящуюся в турбулентном состоянии. Во-вторых, подсистему разреженного газа нельзя более считать плоской; ее толщина, пропорциональная квадрату дисперсии скоростей, должна измеряться тысячами парсек. При этом нужно пересмотреть наши оценки напряженности поля, так как они зависят от толщины подсистемы. Однако, если не предполагать очень больших линейных размеров флуктуаций магнитного поля, результаты существенно не изменяются. Мы приходим таким образом к следующей вероятной картине состояния межзвездного газа: часть его разрежена и простирается на большую высоту, а более плотные облака движутся вблизи галактической плоскости.

Общая масса межзвездного газа, повидимому, в несколько раз больше, чем было принято считать до сих пор, когда учитывалась только масса облаков.

Можно ли обнаружить разреженный межоблачный газ спектроскопическим путем? Допустим, что концентрация атомов водорода между облаками равна  $0,1 \text{ см}^{-3}$  и относительное обилие атомов Ca и Na таково же, как в атмосферах звезд и в облаках, т. е.  $10^{-6}$  и  $3 \cdot 10^{-6}$ , соответственно. Чтобы рассчитать концентрацию Ca II и Na I, нужно знать концентрацию электронов  $n_e$ , для чего нужно определить, ионизован ли водород между облаками. Зная расстояние, на котором ионизуется водород в разреженном газе звездами разных спектральных классов (2), и число таких звезд на единицу объема в Галактике, легко рассчитать, что водород между облаками должен быть почти полностью ионизован, так что  $n_e \approx n_H \approx 0,1$ . Однако горячие звезды, ионизирующие водород, образуют плоскую подсистему, так что вдали от галактической плоскости, где горячих звезд почти нет, водород не ионизован, и  $n_e \ll n_H$ .

Значения ионизационной функции  $K(T_e) = \lg \frac{n_1 n_e}{n_0}$  были вычислены Штремгреном (3) для разных  $T_e$ , исходя из средней плотности и спектрального состава излучения в Галактике. Температуру в разреженном газе можно принять равной  $1000^\circ$  (4), точное ее значение несущественно. При этом  $K(T_e)$  равно 0,07 и 0,92 для Ca II и Na I, соответственно. Расчет показывает, что столб разреженного газа длиной 100 парсек имеет оптическую толщину в центре линий  $K$  Ca II и  $D_2$  Na I 0,07 и 0,03, соответственно. Практически линию можно обнаружить, если оптическая толщина в ее центре больше 0,1, следовательно, линия  $K$  должна появиться в спектре звезд с расстоянием больше 200 парсек, а  $D_2$  больше 350 парсек. Эти линии, в отличие от обычных очень узких межзвездных линий, должны иметь значительную ширину, сравнимую с шириной звездных линий. В связи с этим большой интерес представляет указание, встречающееся в ряде работ (например в (5)), что в спектре сверхгигантов ранних классов наряду с межзвездными линиями Ca II имеются, как правило, широкие «звездные» линии, шириной 1—2 Å и глубиной 0,1—0,5. Наличие этих линий вызывало удивление, так как в атмосфере звезд ранних классов Ca должен быть дважды ионизован и не может поглощать в данной частоте. С точки зрения развитых выше представлений, эти линии естественно объясняются поглощением в разреженной межоблачной среде. Для проверки нужно сравнить лучевые скорости широких линий со скоростью звезды, определенной по другим линиям; несовпадение этих скоростей докажет

незвездное происхождение линий. К сожалению, в нашем распоряжении нет спектрограмм с большой дисперсией, на которых можно выделить широкую линию, так что мы использовали косвенный метод. Сравнивались лучевые скорости по межзвездным линиям, полученным с большой дисперсией (6), когда широкая линия выделяется и в измерения не входит, и с низкой дисперсией (7), когда измеряются широкая и узкая линия вместе, — в последнем случае центр тяжести линии смещается в сторону широкой линии, и знак этого смещения можно сравнить со скоростью звезды (8).

В табл. 1 приведено два примера, убедительно показывающих, что широкие линии не связаны со звездами.

Таблица 1

HD	m	Спектр	Скорость при дисперсии		Скорость звезд	Эквивалент. ширины при дисперсии	
			низкой	высокой		низкой	высокой
36371	4,9	cB3	+ 9	+ 0,0 (8); +10,6 (10)	-0,2	0,46	0,18
198478	4,9	cB2	-21	-13,3 (25); - 5,8 (2)	-6,6	0,50	0,207

Эквивалентные ширины линий при низкой дисперсии взяты из (7), при высокой — из (5). Их различие показывает, что полное поглощение в широких линиях больше, чем в узких. В скобках приведены интенсивности компонент в условной шкале. В первой звезде интенсивности двух тонких линий близки, их центр тяжести должен быть около +6 км/сек. Если широкая линия принадлежит звезде, то общий центр тяжести должен быть около +3 км/сек, а наблюдения дают +9 км/сек. Второй пример еще более убедителен, он понятен без пояснений. В дальнейшем необходимо исследование этого эффекта на оригинальном материале.

Вдали от галактической плоскости  $n_e$  мало и ионизация Na и Ca II слишком велика, чтобы можно было обнаружить линии поглощения. Однако можно в принципе обнаружить монохроматическое радиоизлучение на волне 21 см, образующееся при переходах между подуровнями тонкой структуры основного состояния нейтрального атома водорода.

Расчет, который мы здесь не приводим, дает для значения «радиотемпературы», пропорциональной интенсивности излучения, значение  $T_p = 0^{\circ},8l$ , где  $l$  — длина пути в килопарсеках в газе с концентрацией нейтрального водорода  $n_H = 0,1$ . От температуры газа  $T_p$  не зависит. Полагая эффективную толщину Галактики  $l = 4$ , находим  $T_p = 3^{\circ},2$ . Современная аппаратура позволяет измерить на указанной волне  $T_p$  до  $3^{\circ},5$  (9).

Развитые выше представления могут быть применены к проблеме происхождения космических лучей. Ферми (10) предложил гипотезу, объясняющую наблюдаемый спектр космических лучей  $N(E) \sim E^{-k}$ , где  $k \approx 2,9$ , ускорением быстрых частиц при столкновениях с движущимися межзвездными магнитными полями. Ферми получил степенной закон, причем

$$k = 1 + \frac{c^2 l}{v^2 \Lambda},$$

где  $v$  — скорость поля (т. е. газа);  $l$  — расстояние от одного рассеяния до другого;  $\Lambda$  — пробег частицы до столкновения с ядром, обратно пропорциональный средней концентрации газа  $n$ . Полагая  $v = 30$  см/сек,  $n \approx 1$  и  $l = 0,4$  парсека, Ферми получил  $k = 2,9$ . Однако

Унзольд<sup>(11)</sup> указал, что скорости облаков в среднем не превышают 6–7 км/сек, а  $l$  значительно больше 0,4 парсека, так что  $k \approx 200$ , и теория Ферми не соответствует наблюдениям.

Считая скорость межоблачного вещества порядка 50 км/сек и  $n \approx 0,1$  (из-за увеличения объема газа в Галактике), мы находим, что  $k = 2,9$  при  $l \approx 10$  парсек, что вполне реально.

Крымская астрофизическая обсерватория  
Академии наук СССР

Поступило  
20 X 1952

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Х. Альфвен, Космическая электродинамика, 1952. <sup>2</sup> Астрофизический сборник, 1949, стр. 222. <sup>3</sup> В. Strömberg, Ap. J., 108, 242 (1948). <sup>4</sup> L. Spitzer, M. Svedoff, *ibid.*, 111, 593 (1950). <sup>5</sup> L. Spitzer, J. Epstein, Li Hen, *Ann. d'Astroph.*, 13, 147 (1950). <sup>6</sup> W. Adams, Ap. J., 109, 354 (1949). <sup>7</sup> P. Merrill, R. Sanford, O. Wilson, C. Burwell, *ibid.*, 86, 274 (1937). <sup>8</sup> J. Moore, Lick. Obs. Publ., 18 (1932). <sup>9</sup> H. Even, E. Purcell, Nature, 168, 356 (1951). <sup>10</sup> E. Fermi, Phys. Rev., 75, 1169 (1949). <sup>11</sup> A. Unsöld, *ibid.*, 82, 857 (1951).