

## АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 537.591.15

## ОБ ИЗЛОМЕ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Н.Ф. Горшков

(кафедра физики атмосферы)

В предположении того, что движение заряженных частиц космических лучей (КЛ) определяется в основном диффузией и силой Лоренца, на основе оценок показано, что известный излом в энергетическом спектре КЛ при энергии  $E = 3 \cdot 10^{15}$  эВ вызван изменением характера турбулентного движения в областях неоднородного магнитного поля межзвездной среды, масштаб которых сравним с толщиной диска Галактики. Применение теорий подобия и размерностей позволило качественно описать экспериментальный энергетический спектр КЛ в окрестности точки излома в диапазоне четырех порядков изменения энергии частиц КЛ.

Экспериментальный интегральный спектр космических лучей (КЛ) для частиц с энергиями  $E = 10^{13} \div 10^{17}$  эВ описывается законом

$$NE = kE^{-\gamma} \left( \frac{\text{число частиц/нуклон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}} \cdot \text{эрг} \right), \quad (1)$$

где  $\gamma \approx 1,6$  для  $E < 3 \cdot 10^{15}$  эВ,  $\gamma \approx 2,1$  для  $E > 3 \cdot 10^{15}$  эВ. Граничное значение  $E = 3 \cdot 10^{15}$  эВ в точке излома получено в работе [1] в результате усреднения многих измерений.

Изучение природы излома спектра КЛ при  $E = 3 \cdot 10^{15}$  эВ в работе [2] названо одной из важнейших задач при исследовании КЛ.

В межзвездной среде существуют слабые движения межзвездной плазмы, придающие общему ее движению турбулентный характер. При этом в некоторых объемах должны наблюдаться случайные изменения среднего магнитного поля, в свою очередь влияющие на движение плазмы. Если об интенсивности турбулентного движения плазмы судить по энергии магнитного поля, то приблизительно половина этой энергии связана с движением турбулентных областей межзвездной среды с масштабами  $10^{12} \div 10^{20}$  см и скоростями  $5 \div 20$  км/с [3]. Наибольший масштаб турбулентности  $L$  в межзвездной среде, по-видимому, сравним с поперечными размерами диска Галактики  $h \approx 2 \cdot 10^2$  пк, по оценкам  $L \sim 10^2$  пк. Здесь можно провести аналогию с земными условиями: наибольший масштаб турбулентности в пограничном слое сравним с его толщиной.

При изучении КЛ с энергиями частиц  $E < 10^{17}$  эВ многие результаты получены в приближении однородной Галактики (среднее расстояние между галактическими объектами  $r_0 \sim 2$  пк) [4].

При исследовании распространения частиц КЛ широко применяются методы диффузной теории. Важным параметром, вводимым при этом, является средняя длина свободного пробега частиц  $\lambda(E)$  [4]:

$$\lambda(E) = \frac{D}{\beta E r}, \quad [\lambda(E)] = \text{см}, \quad (2)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии,  $[D] = \text{см}^2/\text{с}$ ,  $\beta E$  – скорость потерь энергии частицами КЛ,  $[\beta E] = 1/\text{с}$ ,  $r$  – расстояние между столкновениями или актами взаимодействия,  $[r] = \text{см}$ .

Будем сравнивать два линейных масштаба: среднюю длину свободного пробега  $\lambda(E)$  и радиус кривизны  $R$  траектории частиц,

$$R = \frac{E}{300ZH \sin \alpha}, \quad [R] = \text{см}, \quad (3)$$

где  $Z$  – заряд частицы,  $H = 5 \cdot 10^{-6}$  Э – напряженность межзвездного поля,  $\alpha$  – угол между направлением магнитного поля и вектором скорости частицы (здесь используется выражение для  $R$ , приведенное в [5], в которое дополнительно введена зависимость от угла  $\alpha$ ). Предполагаем, что по (3) можно определять размеры возмущений межзвездной среды, соответствующие случайной величине  $E$ . Можно сразу видеть, что при малых  $E$  величина  $\lambda(E)$  может превосходить  $R$ , тогда как при больших  $E$  размер возмущений, задаваемый  $R$ , может превосходить  $\lambda(E)$ .

Интересно найти то значение  $E$ , при котором длина  $\lambda(E)$  по (2) и  $R$  по (3) совпадают. В таблице приведены результаты оценки параметров  $\lambda(E)$  и  $R$  для протонов ( $Z = 1$ ) при разных значениях  $E$  (коэффициент диффузии  $D = 10^{28}$  см<sup>2</sup>/с).

Из таблицы видно, что при  $E = 3 \cdot 10^{10}$  эВ значение  $R$  близко к размерам Солнечной системы, при  $E = 3 \cdot 10^{19}$  эВ – к радиусу Галактики  $R_0$ . Важно то, что значение  $R$  при  $E = 3 \cdot 10^{15}$  эВ и крайнем значении  $\alpha = 0,01$  близко к толщине диска Галактики  $h$ . Недостатком оценки  $\lambda(E)$  является неопределенность параметра  $r$ , его значение в таблице принято, исходя из условия однородности Галактики. В молекулярной физике для нейтрального газа можно принять

Параметры	$\lambda(E)$ , см	$R$ , см
$E = 3 \cdot 10^{10}$ эВ $\beta E = D/R_0^2 = 5 \cdot 10^{-16}$ 1/с $r \leq R_0$ $\alpha = 0,01 \div \pi/2$	$\geq R_0 = 4,6 \cdot 10^{21}$	$2 \cdot 10^{13} \div 2 \cdot 10^{15}$
$E = 3 \cdot 10^{15}$ эВ $\beta E = D/h^2 = 0,3 \cdot 10^{-13}$ 1/с $r = h$ $\alpha = 0,01$	$h$	$2 \cdot 10^{20} (\sim h)$
$E = 3 \cdot 10^{19}$ эВ $\beta E = D/r_0^2 = 3 \cdot 10^{-10}$ 1/с $r \geq r_0$ $\alpha \approx 0,01 \div \pi/2$	$\leq r_0 = 6 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{22} \div 2 \cdot 10^{24}$

$\lambda = \beta r$ , где  $\beta = 1 \div 10^3$  [6]. Для межзвездной плазмы значение  $\beta$  не установлено.

Для оценки спектра КЛ вблизи излома применим теорию размерностей, оказывающуюся очень эффективной при рассмотрении глобальных геофизических задач [7], и на основе перечисленных ниже предположений установим пять определяющих параметров ( $n = 5$ ) [7]:  $E$ ,  $\beta E$ ,  $D$ ,  $r_0$ ,  $H$ .

Эти предположения следующие.

1. Радиус кривизны  $R$  является масштабом объемов межзвездной среды, в которых вокруг замкнутых силовых линий случайно изменяющегося магнитного поля движутся по своим винтовым траекториям заряженные частицы КЛ. Частицы как бы заморожены в турбулентные неоднородности, они являются индикаторами жизни этих неоднородностей. Неоднородности возникают, движутся и гаснут, при этом происходит перезамыкание магнитных силовых линий случайного магнитного поля. В соответствии с этим энергия частиц  $E$  изменяется случайным образом.

2. В точке излома спектра КЛ при  $E = 3 \cdot 10^{15}$  эВ  $\lambda(E) \approx R \approx h$ .

3. Возмущения межзвездной среды с размерами  $R < \lambda$  усредняются за счет их взаимодействия с галактическими объектами, расположенными на одинаковых расстояниях  $r_0$  между ними.

Генерация, распространение и потери энергии частицами КЛ, т.е. их жизнь, описываются параметрами с четырьмя основными размерными единицами: г, см, с, Э ( $m = 4$ ). Согласно теории размерностей, существует только один независимый безразмерный комплекс, который может определять спектр КЛ ( $n - m = 1$ ).

Исходим из того, что в межзвездной среде на движение частиц КЛ влияют в основном два фактора: диффузия и сила Лоренца.

Отношение двух линейных параметров  $\lambda(E)/R$  является требуемым безразмерным комплексом.

Частицы КЛ, двигаясь по винтовым траекториям вокруг магнитных силовых линий, не выходят из определенных объемов межзвездной среды (объема неоднородностей), если магнитные силовые линии,

также определяемые движением межзвездной среды, заключены в этих объемах.

Соотношение  $N \cdot 4\pi R_E^2 \tau = C$  представляет число частиц КЛ, генерируемых в некотором объеме радиуса  $R_E$  за время жизни частиц  $\tau$ , энергия в сферическом слое с радиусами сфер  $R_1$  и  $R_2$ , вычисляемых по (3), записывается в виде  $4\pi R_E^2 \tau \int_{E_1}^{E_2} N(E) dE$ .

Если  $E_2 \rightarrow \infty$ , то  $R \rightarrow \infty$ ,  $N \rightarrow 0$  и рассматривается энергия частиц КЛ ( $4\pi R_E^2 \tau NE$ ) на сфере, находящейся в Галактике.

Так как время жизни частицы  $\tau$  зависит от ее энергии  $E$ , то лучше рассматривать скорость генерации частиц  $C/\tau = G$ :

$$NE \cdot 4\pi R_E^2 = G. \quad (4)$$

Для случайных движений частиц КЛ величина (4) на поверхности сфер зависит от отношения  $\lambda(E)/R$ . В общем случае  $NE \cdot 4\pi R_E^2 = G f(\lambda(E)/R)$ . Представим  $f(\lambda(E)/R)$  при  $E \approx 3 \cdot 10^{15}$  эВ на основе оценок из таблицы в виде суммы:

$$f\left(\frac{\lambda(E)}{R}\right) = 1 + \frac{\lambda(E)}{R}.$$

Первое слагаемое дает фоновое среднее поле КЛ в Галактике, поскольку при  $r \leq h$   $\lambda(E) \leq R_0$ , где  $R_0$  - радиус Галактики. Второе слагаемое характеризует переменную часть распределения  $f(\lambda(E)/R)$  (скорости изменения энергии КЛ).

Поскольку половина энергии магнитных полей в Галактике постоянна [3], величину  $G$  разделим на две равные части и учтем переменную часть функции  $f(\lambda(E)/R)$ :

$$NE \cdot 4\pi R_E^2 = \frac{G}{2} \frac{\lambda(E)}{R}, \text{ или } NE = \frac{G}{8\pi R_E^2} \frac{\lambda(E)}{R}, \quad (5)$$

где  $R_E$  - некоторый фиксированный радиус. Первый множитель справа в (5) зависит от геометрического расхождения. В изотропной Галактике этот множитель имеет постоянное значение при  $R \leq h$ .

Если подставить в выражение (5)  $\lambda$  из (2) и  $R$  из (3) и применить его к возмущению с радиусом, равным толщине диска Галактики, то получим

$$NE = \frac{G}{8\pi h^2} \frac{D}{\beta E r} \frac{300ZH \sin \alpha}{E}.$$

При условии  $r > h$ , согласно приведенным оценкам (см. таблицу), имеем  $\lambda(E) < R$  для  $E > 3 \cdot 10^{15}$  эВ.

Таким образом, для  $E > 3 \cdot 10^{15}$  эВ

$$NE \sim E^{-2}.$$

При  $\lambda > R$ , по-видимому, будет происходить усреднение возмущений магнитного поля, а с ним - и случайных изменений энергии  $E$  частиц КЛ по толщине диска  $h$ .

Влияние усреднения на спектр КЛ можно определить на основе 3-й гипотезы Колмогорова [8], согласно которой при логарифмически нормальном распределении случайной величины (в данном случае энергии частиц  $E$ ) дисперсия  $\sigma_{\ln E}^2$  состоит из:

двух слагаемых:

$$\sigma_{\ln E_r}^2 = A_1 + \mu \ln \left( \frac{L}{r} \right), \quad (6)$$

где  $A_1$  - дисперсия крупномасштабного изменения случайной величины,  $\mu$  - универсальная постоянная,  $L$  - наибольший масштаб возмущений движения,  $r$  - радиус осредняющего объема. Значение постоянной  $\mu$  для межзвездной среды измерено в работе [9]:  $\mu = 0,45$  для электронов. В работе [10] (формула (25.27)) показано, что выражение (6) определяет дисперсию величины  $E_r$ :

$$\sigma_{E_r}^2 = \overline{E_r^2} - \bar{E}_r^2 \approx \bar{E}_r^2 \approx C_1 \bar{E}^2 \left( \frac{L}{r} \right)^\mu,$$

где  $C_1$  - постоянная.

В рассматриваемом случае в качестве  $L$  служит  $R$ , осредняющим размером  $r$  может явиться величина, близкая к среднему расстоянию между галактическими объектами в однородной Галактике:  $r = r_0 = 2$  пк. Таким образом, в (5) появляется другой безразмерный комплекс:  $\frac{\lambda}{R} \left( \frac{R}{r} \right)^\mu$ , и соотношение (5) приобретает вид

$$NE \approx \frac{G}{8\pi h^2} \frac{\lambda(E)}{R} \left( \frac{R}{r} \right)^\mu,$$

где  $\lambda(E) \geq h$ ,  $R \leq h$ .

Подставляя  $\lambda(E)$  по (2) и  $R$  по (3), получаем

$$NE = \frac{G}{8\pi h^2} \frac{D}{\beta E r^{1+\mu}} \left( \frac{300ZH \sin \alpha}{E} \right)^{1-\mu},$$

При  $\mu = 0,45$  [9] получаем

$$NE \sim E^{-1,55} \text{ для } E < 3 \cdot 10^{15} \text{ эВ,}$$

что по виду зависимости от  $E$  сравнимо с экспериментальным выражением (1).

Из приведенного рассмотрения следует, что излом в спектре КЛ при  $E = 3 \cdot 10^{15}$  эВ вызван изменением характера движения частиц КЛ из-за влияния толщины диска Галактики.

Автор благодарен Г.С. Голицыну за критику при выполнении данной работы.

#### Литература

1. *Никольский С.И.* Энергетический спектр и ядерный состав первичных космических лучей. М., 1975. С.169-175.
2. *Гинзбург В.Л.* // УФН. 1993. **163**, №7. С. 45.
3. *Вайнштейн В.С., Быков А.М., Топтыгин И.Н.* Турбулентность, токовые слои и ударные волны в космической плазме. М., 1989.
4. *Березинский В.С., Буланов С.Н., Гинзбург В.Л., Догель В.А., Птускин В.С.* Астрофизика космических лучей. М., 1984.
5. *Гинзбург В.Л.* Космические лучи у поверхности Земли и во Вселенной. М., 1967.
6. *Кикоин А.К., Кикоин И.К.* Молекулярная физика. М., 1976.
7. *Голицын Г.С.* // Изв. АН СССР, ФАО. 1977. **13**, №11. С. 1132.
8. *Kolmogorov A.N.* // J. Fluid Mech. 1962. **13**, N1. P.82.
9. *Gibson C.A.* // Proc. Roy. Soc. (London) 1991. **A434**. P.149.
10. *Монин А.С., Яглом А.С.* Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М., 1967.

Поступила в редакцию  
22.04.96