

ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ СУБККОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ФОНА

В.Г.Курт, Р.А.Сюняев

Перезарядка протонов субкосмических лучей на межзвездном водороде с захватом электрона в состояние $2p$ должна приводить к излучению квантов L_{α} со сдвинутой в результате доплер-эффекта длиной волны. Измерения потока излучения от Млечного Пути в диапазоне волн $\lambda=1225-1340 \text{ \AA}$ ($F = 3 \cdot 10^{-7} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$), произведенные на космических станциях "Венера" [1], дали возможность найти верхнюю границу плотности энергии субкосмических лучей с энергией 25-100 $\mu\text{эв}$ ($w_1 < 5 \cdot 10^{-3} \text{ эв/см}^3$) и оценить ее вплоть до энергий порядка 1 Мэв .

Если N_H – плотность межзвездного водорода, $n(E)$ – плотность субкосмических частиц с данной энергией, σ – сечение процесса, в резуль-

тате которого образуется смещенный вследствие эффекта Доплера квант, то светимостью единицы объема

$$j = N_H \int_E n(E) V(E) \sigma(E) dE.$$

Необходимо учесть также зависимость длины волны кванта от угла между волновым вектором фотона и направлением движения излучающего атома:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{V \cos \theta}{c}$$

и

$$j(\lambda_1 \div \lambda_2) = \frac{1}{2} N_H \int_{E_1}^{E_2} n(E) V(E) \sigma(E) \int_{-1}^{1 - \frac{\Delta \lambda_1 c}{\lambda V}} d(\cos \theta) dE,$$

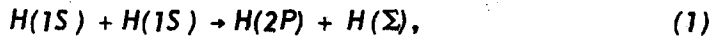
$$\text{где } E_1 = 2 \left(\frac{\Delta \lambda_1}{\lambda} \right)^2 m c^2 \text{ и } E_2 = \left(\frac{\Delta \lambda_2}{\lambda} \right)^2 m c^2,$$

а знак в пределах интегрирования выбирается так, что смещение происходит в красную сторону, т.е. частица должна двигаться от наблюдателя. Принимаемый поток в этом случае равен:

$$F = \frac{l}{4\pi} j(\lambda_1 \div \lambda_2) = \frac{l}{8\pi} N_H \int_{E_1}^{E_2} n(E) V(E) \sigma(E) \left(1 - \frac{\Delta \lambda_1 c}{\lambda V(E)} \right) dE,$$

где эффективное расстояние $l = 300 \text{ пс}$ определялось из условия, чтобы оптическая толща по поглощению на межзвездной пыли была равна единице [1].

При энергиях $E < 50 \text{ кэв}$ пучок частиц при движении в водороде состоит в основном из нейтральных атомов, а при больших энергиях в связи с уменьшением сечения резонансной перезарядки быстро увеличивается доля протонов. Для оценок использовались данные о составе пучка в зависимости от энергии, приведенные в [2]. Сечение процесса



где $H(\Sigma)$ — соответствует любому конечному состоянию (в том числе и ионизации) покоящейся частицы, вычислено в [3]. Для наших целей приближение [3] (верное при $E > 30 \text{ кэв}$) вполне приемлемо:

$$\sigma_1(E) = \frac{1,85 \cdot 10^{-15}}{E, \text{ кэв}} \text{ см}^2.$$

Сечение процесса



измерено до $E = 30 \text{ кэв}$; $\sigma(E < 30 \text{ кэв}) > 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [4], а его асимптотика рассчитана в [5]. При $E > 50 - 100 \text{ кэв}$ сечение процесса (2) быстро убывает, аналогично уменьшается и доля атомов водорода в пучке, вследствие чего при $E > 100 \text{ кэв}$ уменьшается и роль процесса (1). Поэтому определяющий значительный вклад в излучение смещенных квантов дают частицы с энергией $25 - 100 \text{ кэв}$, несмотря на то, что в рассматриваемый интервал длин волн попадает также и излучение частиц с $E \gg 100 \text{ кэв}$.

Предполагая $n(E) = \text{const}$, что вполне оправдано при рассматриваемой узкой области энергий $25 - 100 \text{ кэв}$ (так как ионизационные потери здесь максимальны и слабо зависят от энергии по сравнению с сечениями и угловым фактором) [6], и используя измеренную величину потока как верхнюю границу, находим, что

$$n(E) < \frac{10^{-9}}{N_H} (\text{см}^{-3} \text{ кэв})^{-1}.$$

Полагая $N_H = 1$, получаем верхнюю границу $n(E) < 10^{-9} (\text{см}^{-3} \text{ кэв})^{-1}$ т.е. верхнюю границу плотности энергии субкосмических частиц с $25 < E < 100 \text{ кэв}$. Зная вид зависимости ионизационных потерь от энергии $(dE/dt) \sim E^{-1/2}$ при $E > 100 \text{ кэв}$, можно восстановить, полностью пренебрегая инжекцией, максимально возможный растущий в сторону больших энергий спектр $n(E)$ и дать верхнюю границу плотности субкосмических лучей с $E \sim 1 \text{ Мэв}$. Действительно, в стационарном случае

$$n(E) \frac{dE}{dt} = \text{const} \quad \text{т.е.} \quad n(E) \sim E^{1/2},$$

откуда

$$w_2 = \int_{E_2}^{E_3} n(E) E dE < 1 \text{ эв/см}^3$$

для $100 \text{ кэв} < E < 1 \text{ Мэв}$. Очевидно, что приведенные оценки можно значительно снизить при следующих условиях: а) сужение спектрального интервала, так как энергии 100 кэв соответствует максимальный сдвиг 17 \AA . В измерениях [1] спектральный интервал превышает необходимый в 15 раз; б) выделение вклада звезд, который бесспорно определяет весь наблюдаемый в [1] эффект. Проще всего этого можно добиться при наблюдениях неперпендикулярно плоскости Галактики с малым углом зрения. Интересно также провести наблюдения при $\lambda < 1216 \text{ \AA}$, где излучение звезд должно быть заметно слабее. Уменьшение границы на

$n(E)$ даст возможность определить энергию, при которой достигается $n_{\max}(E)$ и в области которой сосредоточена основная энергия космических лучей.

Государственный
Астрономический институт
им. П. К. Штернберга

Поступило в редакцию
8 декабря 1967 г.

Институт
прикладной математики
Академии наук СССР

Литература

- [1] В. Г. Курт, Р. А. Сюняев. АЖ, **44**, 1157, 1967.
- [2] С. Аллисон, М. Гарска-Муньос. В сб. Атомные и молекулярные процессы, под редакцией Д. Бейтса, М., Изд-во "Мир", 1964, стр. 646.
- [3] Д. Бейтс. В сб. Атомные и молекулярные процессы, под редакцией Д. Бейтса, М., изд-во "Мир", 1964, стр. 478.
- [4] R. F. Stebbings, R. A. Young, C. L. Oxley, H. Ehrhardt. Phys. Rev., **138**, 5A/312, 1965.
- [5] M. B. McElroy. Proc. Roy. Soc., **272**, 542, 1963.
- [6] В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. Происхождение космических лучей. М., физматгиз, 1963.

* Мы пренебрегаем здесь возможностью ускорения частиц плазменными волнами в межзвездной среде и считаем, что все они приходят в рассматриваемый диапазон энергий в результате ионизационных потерь.