

## О ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СИНХРОТРОННОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ В ГЕОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

О.Ф. Прилуцкий

Значение свойств электронной компоненты первичных космических лучей имеет большое значение для определения параметров области удержания галактических космических лучей и возможных источников космического излучения. Это обусловлено эффективным взаимодействием ультрарелятивистских электронов с космическими электромагнитными полями, приводящим к модуляции энергетических спектров первичных космических электронов (подробнее см. [1, 2]).

Особенный интерес в этом отношении представляет диапазон высоких энергий первичных космических электронов ( $E_e \gtrsim 100 \text{ Гэв}$ ), в котором взаимодействие электронов с галактическими магнитными полями проявляется наиболее отчетливо. Однако проведение экспериментов по измерению интенсивности первичных космических электронов в этом диапазоне осложнено рядом обстоятельств, среди которых можно отметить следующие: 1) малые потоки первичных космических электронов. Согласно [1], спектр электронов в области энергий  $E_e \gtrsim 10 \text{ Гэв}$  можно записать в виде

$$F(E_e) = 126 E_e^{-2,6} \text{эл/м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад} \cdot \text{Гэв}; \quad (1)$$

2) сильный фон ядерноактивных космических частиц — при равной энергии частиц электронная компонента не превышает одного процента от полного потока первичных космических лучей.

По указанным причинам разброс экспериментальных результатов измерения интенсивности первичных космических электронов очень велик. В настоящей работе рассматривается возможный метод регистрации первичных космических электронов высоких энергий, который в принципе позволяет преодолеть указанные трудности экспериментов.

Этот метод основан на испускании фотонов синхротронного излучения при движении электронов высоких энергий в геомагнитном поле. Средняя энергия фотонов синхротронного излучения равна

$$\langle E_\gamma \rangle = \frac{4}{5\sqrt{3}} \frac{\hbar e H}{mc} \left( \frac{E_e}{mc^2} \right)^2 = 6 E_e^2 (\text{Тэв}) \text{кэв} \quad \text{при } H = 0,3 \text{ гс}. \quad (2)$$

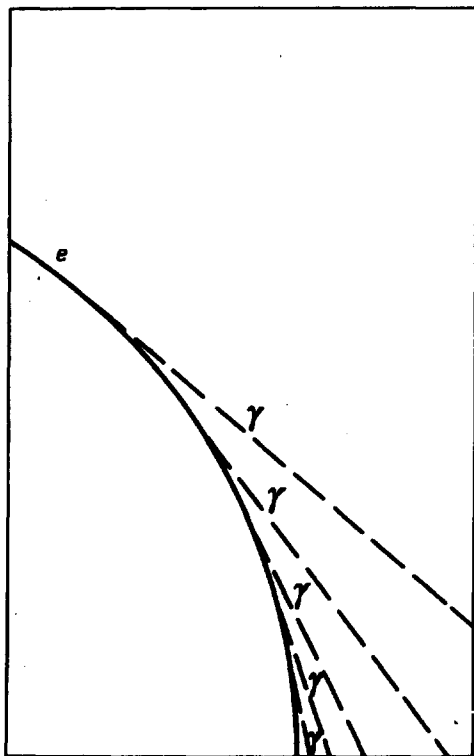
Следовательно, электроны с энергией порядка  $1000 \text{ Гэв}$  испускают фотоны с энергией порядка десятка  $\text{кэв}$ . Сцинтилляционные счетчики позволяют осуществить эффективную регистрацию электрона и сопровождающих его фотонов. Очевидным преимуществом этого метода является четкая дискриминация ядерноактивных частиц, обладающих большой массой.

Для оценки возможности проведения одновременной регистрации электрона и фотонов синхротронного излучения рассмотрим простран-

ственное распределение фотонов синхротронного излучения. Средний пробег электрона между испусканием двух фотонов синхротронного излучения определяется выражением

$$\ell = \frac{6}{5\sqrt{3}} \frac{\hbar c}{e^2} \frac{mc^2}{eH} = \frac{1,6 \cdot 10^5 \text{ см}}{H(\text{гс})} \quad (3)$$

При прохождении электрона через геомагнитное поле испускается порядка  $10^3$  фотонов, это число не зависит от энергии электрона,



Траектории движения электрона и сопровождающих его фотонов в земном магнитном поле

Найдем распределение точек пересечения траекторий фотонов с плоскостью детектора. Считая, что фотоны вылетают по касательной к траектории электрона, можно получить:

$$\mathbf{R}(t) = \frac{ct^2 e}{2E_e} \left\{ [\mathbf{n}\mathbf{v}] \frac{(\mathbf{H}\mathbf{v})}{(n v)} - [\mathbf{n}\mathbf{H}] \frac{v^2}{(n v)} \right\}, \quad (4)$$

где  $\mathbf{R}(t)$  – радиус-вектор кривой, на которой лежат точки пересечения траекторий фотонов с плоскостью детектора,  $\mathbf{n}$  – нормаль к плоскости детектора,  $\mathbf{v}$  – вектор скорости электрона,  $\mathbf{H}$  – вектор напряженности магнитного поля в точке расположения детектора,  $t$  – время, прошедшее между испусканием фотона и пересечением им плоскости детектора. Это выражение справедливо при больших энергиях электронов ( $E_e \gg 100 \text{ Гэв}$ ) для ближайших к траектории электрона нескольких десятков фотонов. На рисунке качественно представлена картина распределения электронов и фотонов синхротронного излучения при движении в геомагнитном поле.

Используя выражение (4) можно оценить необходимые размеры детектора и ожидаемую скорость счета событий. Среднее число фотонов, пересекающих плоскость детектора с линейными размерами  $d$ , по порядку величины равно

$$n = \sqrt{\frac{dE_e}{eH\ell^2}} \quad (5)$$

Следовательно, детектор с линейными размерами порядка 50 – 100 см достаточен для одновременной регистрации электрона и двух – трех фотонов синхротронного излучения.

Ожидаемую скорость счета событий можно определить из соотношения (1). Экстраполируя спектр (1) в область высоких энергий, можно получить, что число падающих на  $1 \text{ м}^2$  в телесном угле в  $1 \text{ стерад}$  электронов с энергией, большей  $1000 \text{ Гэв}$ , составляет  $4,5 \text{ электрон/час}$ . Экспозиция подобного прибора на ИСЗ в течение месяца позволит получить статистику порядка  $10^3$  событий.

Московский  
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию  
22 августа 1972 г.

#### Литература

- [ 1 ] R. R. Daniel. S. A. Stephens. Space Sci. Rev., 10, 599, 1970.
- [ 2 ] С.В. Буланов, В.А. Догель, С.И. Сыроватский, Препринты ФИАН, №119, 120, 1971.