

ров, трансформаторов и других устройств с учетом конечной проводимости мегалла и потерь в диэлектрике [5], а также с расчетом на основе импедансной модели гофрированных, гребенчатых [6] и оптических волноводов [4].

Автор выражает глубокую благодарность А. Г. Свешникову,

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Тихонов А. Н., Ильинский А. С., Свешников А. Г. В кн.: Проблемы вычислительной математики. М.: Изд-во МГУ, 1980, с. 82. [2] Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1957. [3] Моденов В. П. Вестн. Моск. ун-та. Вычисл. матем. и киберн., 1981, № 4, с. 43. [4] Моденов В. П., Свешников А. Г. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1985, 26, № 2, с. 3. [5] Гладун В. В. и др. Препринт физ. фак. МГУ № 22/1984. М., 1984. [6] Ильинский А. С., Слепян Г. Я. Колебания и волны в электродинамических системах с потерями. М.: Изд-во МГУ, 1983. [7] Богданов Ф. Г., Кеванишвили Г. Ш. Изв. вузов. Радиофизика, 1980, 23, № 2, с. 213. [8] Шестопапов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. И., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. Харьков: Изд-во ХГУ, 1973. [9] Иванов Е. А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах. Минск: Наука и техника, 1968.

Поступила в редакцию
19.04.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 3

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 523:165

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ЯДЕРНОГО СОСТАВА И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА ИСЗ «ПРОГНОЗ-9»

С. А. Беляков, Ю. П. Гордеев, Ю. И. Денисов, Г. Я. Колесов,
А. Н. Подорольский, Б. А. Никитин *

(НИИЯФ)

На борту ИСЗ «Прогноз-9», запущенного в СССР 1 июля 1983 г. [1], была установлена аппаратура, в состав которой входил прибор СКИ-1, предназначенный для проведения измерений межпланетных потоков ядерной компоненты солнечных космических лучей (СКЛ). Благодаря большой вытянутости орбиты (апогей 720 тыс. км, период обращения 27 сут) спутник в основном находился в значительном удалении от Земли, вследствие чего существенно уменьшилось влияние ее магнитосферы на результаты измерения потоков ядер в межпланетном пространстве.

Прибор СКИ-1 является дальнейшим развитием методических разработок, заложенных в приборах СЭЗ-3 и СЭЗ-3М. С помощью приборов типа СЭЗ-3, работавших на автоматических станциях «Прогноз», «Прогноз-2» и «Прогноз-3», получена обширная информация о динамике потоков низкоэнергичных протонов и ядер гелия СКЛ [2]. Прибор СЭЗ-3М, предназначенный для измерения потоков ядер с зарядами $1 < z < 8$, позволил впервые в СССР на станции «Прогноз-5» провести измерения изотопного состава и энергетических спектров потоков ядер гелия от малых солнечных вспышек [3].

* Всесоюзный научно-исследовательский институт источников тока.

На основании данных, полученных с помощью приборов СЭЗ-3 и СЭЗ-3М, проведена корректировка метода регистрации и разработка схемных и конструкторских решений, в результате которых улучшилось разрешение и увеличился зарядовый диапазон регистрации потоков СКЛ.

Прибор СКИ-1 измеряет интенсивности потоков протонов (протонная программа) в диапазонах энергий 10—30, 30—60, 60—90 и 90—120 МэВ и ядер с зарядами $Z=1-30$ и энергиями (в МэВ/нуклон): 5—20 для ядер ^1H и ^4He , 10—26 для С, 12—42 для О, 23—80 для Fe.

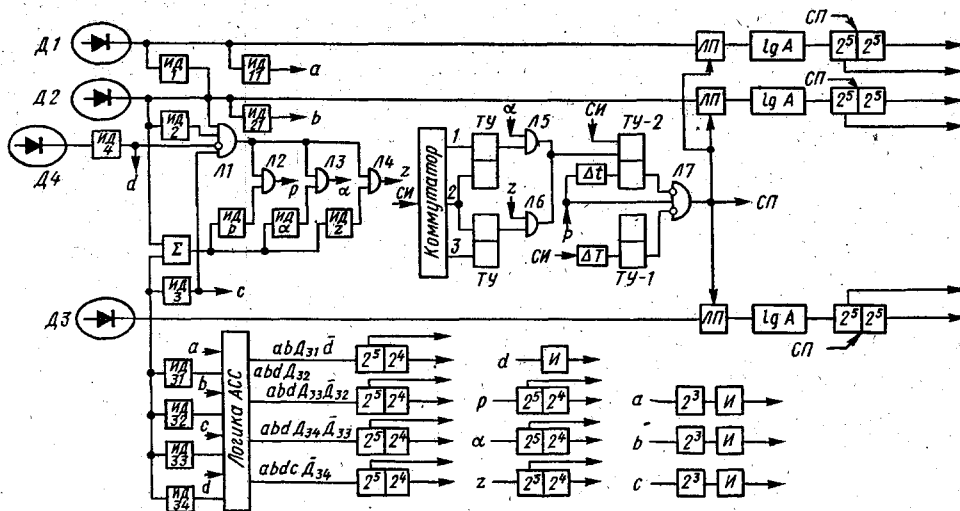


Рис. 1. Функциональная схема прибора СКИ-1: ИД_{ik} — интегральный дискриминатор; i — индекс детектора; k — индекс порога; p, α, z — индексы групп ядер с зарядами $z \geq 1, \geq 2, \geq 3$; 2^5-2^4 — логарифмический сумматор; 2^5-2^5 — линейный сумматор; И — интенсиметр; ЛП — линейный пропускатель; $\lg A$ — логарифмический анализатор; ТУ — триггер управления; $\Delta t, \Delta T$ — элемент и схема задержки сигналов; СИ — синхроимпульс; СП — сброс памяти; Л1—Л7 — схемы антисовпадений, совпадений (АСС); Σ — сумматор импульсов

В состав СКИ-1 входят два одинаковых телескопа из полупроводниковых детекторов. Один телескоп направлен под углом 45° к оси спутник — Солнце, другой — противоположно. Вращаясь вокруг этой оси вместе со спутником с периодом 2 мин, телескопы позволяют также проводить измерения анизотропии потоков протонов.

Телескоп состоит из четырех кремниевых полупроводниковых детекторов, каждый из которых находится в отдельной упаковке и доступен для калибровки. Первые два детектора — ДКПО- dE/dx -0,1-125 — пролетные, с толщиной 100 мкм, третий — ДКПО-Д-2-200 — пролетный, с толщиной 2 мм, четвертый — ДКД-Пс-350 — антисовпадательный, с толщиной 1 мм.

Геометрический фактор прибора для частиц, прошедших сквозь отверстие коллиматора и первые три детектора, равен $0,26 \text{ см}^2 \cdot \text{ср}$. Величина входного угла 50° .

В приборе (рис. 1) анализируются импульсы с детекторов Д1, Д2, Д3. Анализ проводится для ядер, остановившихся в детекторе Д3 и попавших в телескоп в заданном телесном угле, т. е. для ядер, прохождение которых в телескопе вызвало одновременное срабатывание дискриминаторов ИД-1, ИД-2, ИД-3 при отсутствии сигнала с ИД-4.

Каждое анализируемое ядро приводит в исходное состояние память анализаторов сигналом «сброс памяти» (СП), который вырабатывается одновременно с сигналами, открывающими линейные пропускатели (ЛП). ЛП открываются при соблюдении двух условий: 1) одновременное срабатывание ИД-1, ИД-2, ИД-3 и ИД-р и отсутствие при этом импульса от ИД-4; 2) отсутствие запрещающих сигналов от триггеров управления ТУ-1 и ТУ-2.

Сигнал запрета от ТУ-1 закрывает ЛП на время опроса памяти. Сигнал запрета от ТУ-2 поступает после открывания ЛП, вызванного прохождением через телескоп анализируемого ядра. Снимается сигнал от ТУ-2 в начале каждого цикла опроса синхроимпульсом СИ. В течение цикла опроса этот же сигнал запрета может быть снят частицами с определенными для данного цикла зарядами: в некотором n -м цикле запрет на ТУ-2 не снимается никакими частицами, в $(n+1)$ -м цикле запрет на ТУ-2 снимается с дискриминатора ИД-а, в $(n+2)$ -м цикле опроса — сигналом с ИД-з. Далее эта последовательность повторяется с периодом, равным трем циклам.

По протонной программе в блоках детекторов вырабатываются сигналы, соответствующие прохождению частицы в заданном телесном угле (дискриминаторы ИД-11, ИД-21, ИД-3) и с определенной энергией (дискриминаторы ИД-3, ИД-4, ИД-31, ИД-32, ИД-33, ИД-34). Эти сигналы регистрируются в четырех каналах с логарифмическим пересчетом емкостью 5 порядков в мантиссе и 4 в характеристике.

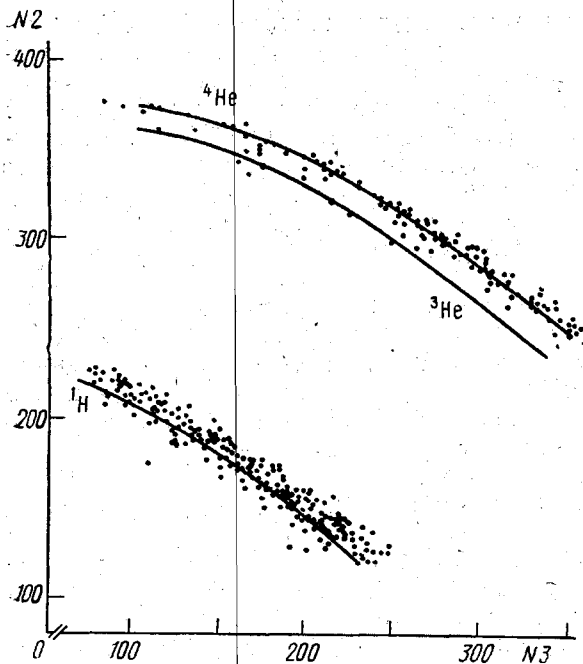
Основной и принципиальный фактор, определяющий разрешение по массам для ядер с небольшим Z , — флуктуация потерь энергии в тонких детекторах. Полуширина распределения ($fwhm$) энерговыделений в тонких детекторах, если распределение является гауссовым, определяется как $10,1ZS^{1/2}$, где Z — заряд пролетающей частицы, S — толщина кремниевых детекторов [4]. Для $S=100$ мкм и $Z=2$ величина $fwhm=201$ кэВ. Относительная полуширина распределения $\varepsilon_E = fwhm/\Delta E$ составляет для ядер ${}^4\text{He}$ с энергией 20 МэВ 3% и 2% в детекторах Д1 и Д2 соответственно, с энергией 80 МэВ — 10% для каждого детектора. При этом распределение Гаусса все еще является хорошим приближением для ядер ${}^4\text{He}$ с энергией 80 МэВ при $S=100$ мкм.

Шумы детекторов и зарядочувствительных предусилителей, определяемые по полуширине распределения амплитуд импульсов от α -частиц с энергиями 5 МэВ, не превышали для каждого из детекторов 100 кэВ. Таким образом, вклад этих шумов в полуширину распределения импульсов от ядер ${}^4\text{He}$ составляет менее чем половину от вклада флуктуаций потерь энергии.

При входном угле 50° влияние косых прохождений частиц на ухудшение разрешения не является существенным. Менее чем 6% частиц будут иметь длину пути в тонких детекторах, превышающую их толщину более чем на 6% [5].

Коэффициент пропорциональности k характеристики амплитудных логарифмических анализаторов равен 270 каналов на порядок измеряемой амплитуды. При этом максимальная погрешность, вносимая дискретностью числа каналов логарифмических анализаторов, $\varepsilon_N = 100\% \cdot 2,3/k < 1\%$.

Оценку разрешающей способности прибора можно получить по двумерной диаграмме энерговыделений во втором (N_2) и третьем (N_3) детекторах, построенной для возрастания СКЛ после солнечной вспышки 2.X.1983 г. На рис. 2 показана диаграмма $N_2 \times N_3$, построенная по показаниям амплитудных анализаторов в первые три часа после нача-



ла события в СКЛ, когда α/p -отношение интенсивностей потоков было особенно большим. Линии на диаграмме — расчетные треки для ядер ^1H , ^3He и ^4He , построенные по данным наземных градуировок. На рис. 3 показаны гистограммы для 400 (пунктир) и 500 ядер He , полученные по диаграмме $N2 \times N3$, построенной по показаниям анализаторов за двое суток (интервал времени, вмещающий практически все наблюдаемое в α -частицах событие). Для этой диаграммы полуширина

Рис. 2. Двумерная диаграмма показаний амплитудных анализаторов

распределения амплитуд импульсов по треку составляет вдоль оси $N2$ 6 каналов анализатора (один канал на гистограмме соответствует двум каналам анализатора), т. е. 6%. При условии, что распределение импульсов является гауссовым, это эквивалентно массовому разрешению

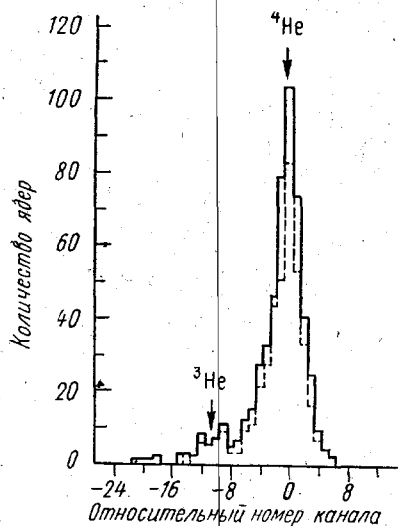


Рис. 3. Гистограммы массового разделения для ядер He в событии 2.X.1983 г.: сплошная линия — по измерениям за все событие, пунктир — за первые сутки возрастания

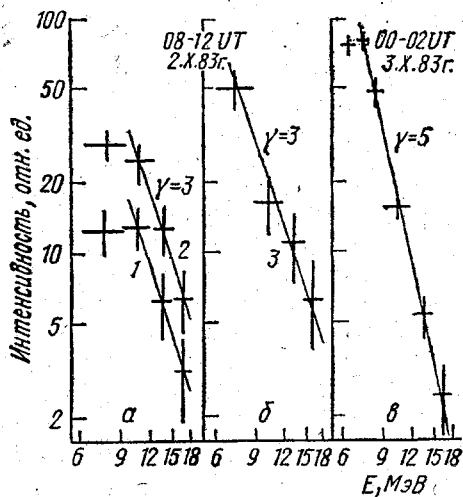


Рис. 4. Энергетические спектры протонов СКЛ в событии 2—3.X.1983 г.

$\sigma \approx 0,1$ единицы разрешения массы для ${}^4\text{He}$. Такое разрешение должно позволить регистрацию даже относительно малых количеств ядер ${}^3\text{He}$. Гистограммы показывают, что в целом за событие относительное содержание ${}^3\text{He}$ составляло 5%, за первые сутки — 7%. Стрелками указано расчетное положение для ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.

Рис. 2 и 3 демонстрируют хорошую разрешающую способность прибора при анализе состава ядер. Сравнение рис. 2 с аналогичной диаграммой, построенной по результатам обработки данных за первые дни полета ИСЗ, показывает, что временной ход треков протонов со-

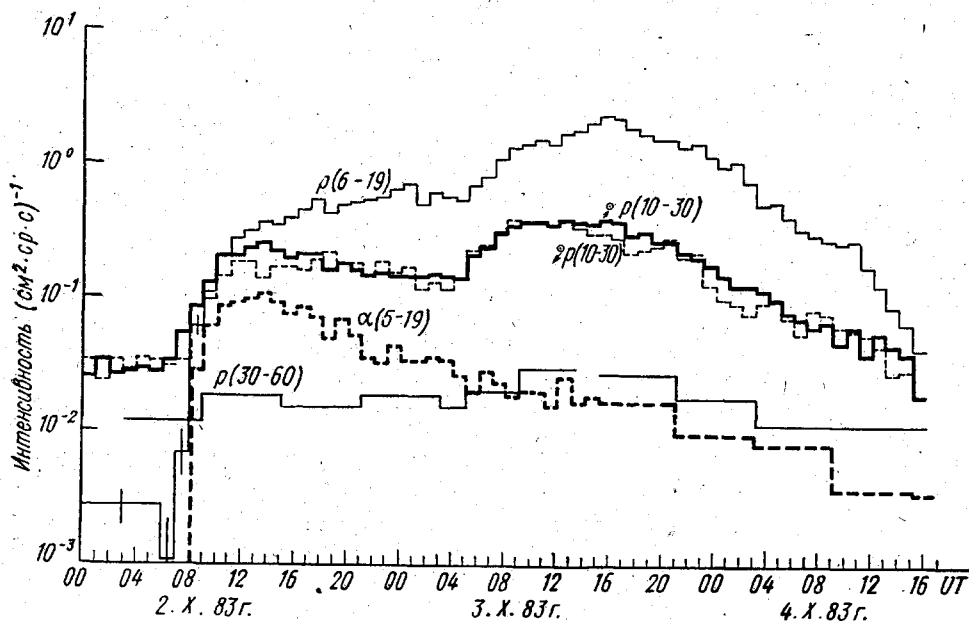


Рис. 5. Интенсивности возрастания ядер СКЛ в событии 2.X.1983 г.: с символом \odot и без символа — для измерений телескопом, расположенным под углом 45° к направлению на Солнце; с символом $\odot/$ — для измерений под углом 135°

ставляет не более чем 1 канал анализатора (менее 1%) за три месяца полета, что говорит о высокой стабильности работы прибора.

Энергетические спектры СКЛ для вспышки 2.X.1983 г., полученные по показаниям анализаторов, приведены на рис. 4. На рис. 4, а и б — спектры протонов в первые четыре часа возрастания по данным за три последовательных промежутка времени, равных 100 (1), 90 (2) и 50 (3) мин. На рис. 4, в показан спектр протонов в максимуме первой фазы возрастания в интервале 6—19 МэВ.

Работа счетных каналов демонстрируется на рис. 5, где представлен временной ход возрастания СКЛ, начавшийся приходом частиц от вспышки (2N, S18W53), зарегистрированной около 06 UT 2.X.1983 г. На рис. 5 приведены часовые (или шестичасовые) усреднения интенсивностей для протонов с энергиями 6—19; 10—30 (из двух направлений) и 30—60 МэВ и α -частиц с энергиями 5—19 МэВ/нуклон.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Правда, 1983, 3 июля. [2] Володичев Н. Н. и др. Геомагнетизм и аэронавигация, 1974, 14, № 2, с. 218. [3] Володичев Н. Н. и др. Космич. исследо-

УДК 549.121.7

О ТОЧНОСТИ МОМЕНТОВ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННЫХ КАСКАДОВ

И. П. Иваненко, В. В. Сизов

(НИИЯФ)

В настоящей работе продолжено исследование чувствительности характеристик электронно-фотонных каскадов (ЭФК) к деталям описания элементарных взаимодействий, начатое применительно к равновесным спектрам (нулевым моментам) в работах [1, 2]. При вычислении моментов анализируется физическая точность моделей, широко применяемых для описания резерфордского рассеяния: приближений Ландау и малоуглового, а также приближенного учета экранирования и конечных размеров ядра. По существу речь идет о разработке методов исследования влияния погрешностей в исходных данных (сечениях процессов взаимодействий) на погрешность каскадных функций при разных значениях энергий и углов.

Угловые моменты получены численным решением уравнений каскадной теории в стандартных приближениях А и Б, а также в приближении В, в котором учитывается отличие сечений радиационного торможения и образования пар от асимптотических выражений, а также влияние на энергетический спектр фото- и комптон-эффектов.

Рассмотрим случай нормального падения первичной частицы энергии E_0 на полубесконечную среду. Умножая уравнения каскадной теории на полиномы Лежандра $\mathcal{P}_l(\cos \theta)$ и интегрируя по глубине и телесному углу, получим следующие уравнения для угловых моментов электронов $P_l(E_0, E)$ и фотонов $\Gamma_l(E_0, E)$:

$$\begin{cases} L_1 [P_l(E_0, E), \Gamma_l(E_0, E)] - P_l(E_0, E) S_l(E) = \begin{cases} -\delta(E_0 - E) \\ 0 \end{cases} \\ L_2 [P_l(E_0, E), \Gamma_l(E_0, E)] = \begin{cases} 0 \\ -\delta(E_0 - E) \end{cases} \end{cases} \quad (1)$$

(верхняя строка выражения в фигурной скобке относится к случаю первичного электрона, нижняя — к случаю первичного фотона).
Здесь

$$P_l, \Gamma_l(E_0, E) = \int_0^\infty dt \int_\Omega P, \Gamma(E_0, E, t, \cos \theta) \mathcal{P}_l(\cos \theta) d\Omega,$$

$P, \Gamma(E_0, E, t, \cos \theta)$ — функция распределения частиц ливня по энергии, глубине и азимутальному углу, L_1, L_2 — интегро-дифференциальные операторы каскадной теории. Функция $S_l(E)$ описывает рассеяние электронов на атомах и имеет следующий вид:

$$S_l(E) = 2\pi n \int_0^\pi (1 - \mathcal{P}_l(\cos \theta)) \sigma(\chi) \sin \chi d\chi, \quad (2)$$