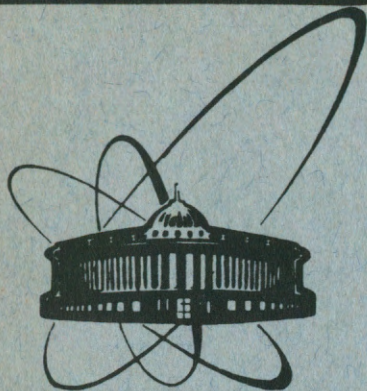


91-242



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

P2-91-242

В. С. Барашенков, А. Н. Соснин, П. И. Тараненко*,
С. Н. Федотов*

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
НАВЕДЕННОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ
В КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ
КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ.
ВРЕМЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ

*Московский инженерно-физический институт

1991

Барашенков В.С. и др.

P2-91-242

Математическое моделирование наведенного γ -излучения
в конструкционных материалах космических аппаратов.
Временная зависимость

На основе модели межъядерных каскадов и программы расчета γ -излучения наведенной активности проанализирована временная зависимость интенсивности γ -фона, наведенного космическими лучами в конструкционных материалах Al, Ti, Fe, Cu, W, Pb и в одном из сплавов при различных длительностях пребывания на околоземной орбите (от суток до нескольких лет). Рассмотрено влияние радиационных поясов Земли. Приводится таблица γ -излучателей, дающих существенный вклад при малых и больших длительностях полета.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод Е.И.Хижняк

Barashenkov V.S. et al.

P2-91-242

Mathematical Simulation of the Induced γ -radiation
in Structural Materials of Spaceships.
Time Dependence

Based on an internuclear cascade model and a computer programme for induced γ -radiation activity calculation, the time-dependence of the γ -background intensity, induced by cosmic radiation in structural materials Al, Ti, Fe, Cu, W, Pb and in one of the alloys at different periods of flight on a close-to-earth orbit (from 1 day to several years) is analysed. The influence of radiation belts of the Earth is considered. A table of γ -emitters, making the main contribution at short and long durations of the flight is presented.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1991

В нашей работе^{/I/} приведены рассчитанные методом Монте-Карло на основе модели межъядерных каскадов спектры γ -излучения, инициированного в различных конструкционных материалах первичным космическим излучением (ПКИ), протонами Южно-Атлантической аномалии (ЮАА) и нейтронами альbedo Земли. В продолжение этих исследований в настоящей работе приводятся данные по временной зависимости активационного γ -фона в различных энергетических интервалах в диапазоне от 0,03 до 10 МэВ.

Метод расчета и все приближения те же, что и в работе^{/I/}.

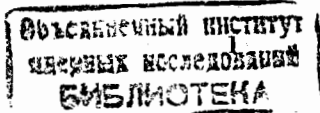
Зависимость от времени полета

Понятно, что при увеличении времени полета интенсивность наведенной γ -активности должна возрастать с постепенным выходом ее на плато. Представление о том, как изменяется характер γ -спектра при переходе от очень коротких к длинным экспозициям, можно получить из данных рис.5 работы^{/I/}. Более детальную информацию дает моделирование временной зависимости интенсивности γ -излучения в отдельных энергетических интервалах.

Мы рассмотрели 5 таких интервалов: $\Delta E_{\gamma}^{(n)} = 0,03-0,1; 0,1-0,3; 0,3-1; 1-3; 3-10$ МэВ ($n = 1, 2, \dots, 5$). На рис.1-4 приведены суммарные интенсивности наведенной γ -активности для каждого из этих интервалов (возле каждой кривой указан соответствующий номер n) и полная интенсивность для интервала $\Delta E_{\gamma} = 0,03-10$ МэВ (на рисунках ей соответствует номер 6). Все данные относятся к моменту времени "А" (см. рис.1 в работе^{/I/}).

Из рисунков видно, что нарастание интенсивности γ -излучения во времени более заметно для мишеней среднего атомного веса - Ti , Fe , Cu и их сплава. В легком алюминии и тяжелых мишенях из вольфрама и свинца накопление наведенной активности происходит не столь динамично. Интенсивность возрастает в них, в основном, только в течение нескольких первых декад полета.

Такое различие динамики обусловлено различием радионуклидного состава продуктов активации. Последнее хорошо видно из таблицы, где приведены γ -излучатели, дающие определяющий вклад в рассматриваемых интервалах $\Delta E_{\gamma}^{(n)}$ для времен пребывания на орбите $\Delta t = 1,30,365$ су-



ток. Указаны периоды полураспада нуклидов-излучателей, а их порядок в таблице соответствует весовому вкладу в γ -излучение для данного ΔE и $\Delta E_{\gamma}^{(n)}$. При этом величина этого вклада определяется нерассеянной компонентой излучения в энергетическом интервале $\Delta E_{\gamma}^{(n)}$. Например, для алюминиевой мишени на рис.1 γ -излучение в интервале $\Delta E_{\gamma}^{(5)}$ определяется в основном нуклидами ^{16}N , ^{15}C и ^{22}F с периодами полураспада 7,2, 2,4 и 4,2 с. Понятно, что уже после нескольких минут полета активности этих нуклидов достигают насыщения, и далее уже не изменяются на протяжении 2000-суточного полета ж).

Иная ситуация в интервале $\Delta E_{\gamma}^{(4)} = 1-3 \text{ МэВ}$, где в течение первых десяти дней полета рост интенсивности обусловлен излучением ^{24}Na , а при дальнейшем увеличении времени полета все большую роль играет γ -излучение ^{22}Na , величина "фактора насыщения" $(1-e^{-\lambda t})$ у которого после 2000-суточного полета составляет еще только 0,77. В интервале $\Delta E_{\gamma}^{(n)}$, $n = 1, 2, 3$, ситуация аналогична $\Delta E_{\gamma}^{(5)}$, однако эффект несколько "смазан" из-за вклада рассеянного излучения долгоживущих нуклидов ^{22}Na и ^{24}Na , что и обуславливает незначительный рост интенсивности во времени.

В целом можно сказать, что в первых интервалах $\Delta E_{\gamma}^{(n)}$ поведение кривых временной зависимости для всех материалов определяется соотношением рассеянных и нерассеянных компонентов и периодами полураспада изотопов, γ -излучение которых дает в них вклад. Поведение кривых в высокоэнергетических $\Delta E_{\gamma}^{(4)}$ и $\Delta E_{\gamma}^{(5)}$ определяется преимущественно нерассеянным излучением. Это иллюстрируют данные для железа и меди на рис.2. В интервалах $\Delta E_{\gamma}^{(4)}$ и $\Delta E_{\gamma}^{(5)}$ интенсивность

γ -излучения во время всего полета обусловлена, в основном, нерассеянными γ -лучами таких долгоживущих радионуклидов, как ^{54}Mn , ^{65}Zn , ^{56}Co , ^{58}Co , ^{48}V и др. Рассеянная компонента этих излучателей в основном определяет динамику роста интенсивности в интервале $\Delta E_{\gamma}^{(1)}$.

Влияние аномалии на интенсивность наведенного γ -фона обусловлено, главным образом, более интенсивным (по сравнению с ПКИ) накоплением в облучаемом материале средне- и долгоживущих радионуклидов.

ж) При прохождении зоны КАА, где интенсивность протонной компоненты возрастает на несколько порядков, скорости образования нуклидов, а следовательно, и их активности также увеличиваются. В момент времени "А" мишени в течение 305 минут после выхода из аномалии подвергаются воздействию только протонов ПКИ. В этом случае КАА на поведение короткоживущих нуклидов не влияет.

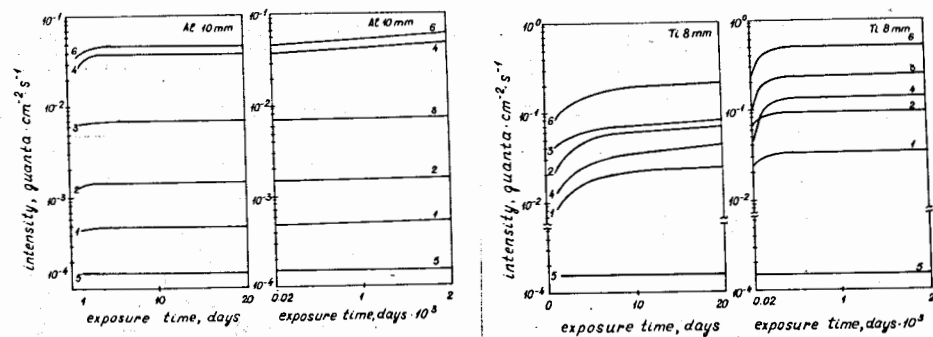


Рис.1. Зависимость интенсивности наведенного γ -фона (число квантов / $\text{см}^2 \cdot \text{с}$) в энергетических интервалах $\Delta E_{\gamma}^{(n)}$, $n = 1, 2, \dots, 5$, от времени пребывания на орбите. Указан также полный фон ($n = 6$), просуммированный по всем $\Delta E_{\gamma}^{(n)}$. Материал - Al, Ti.

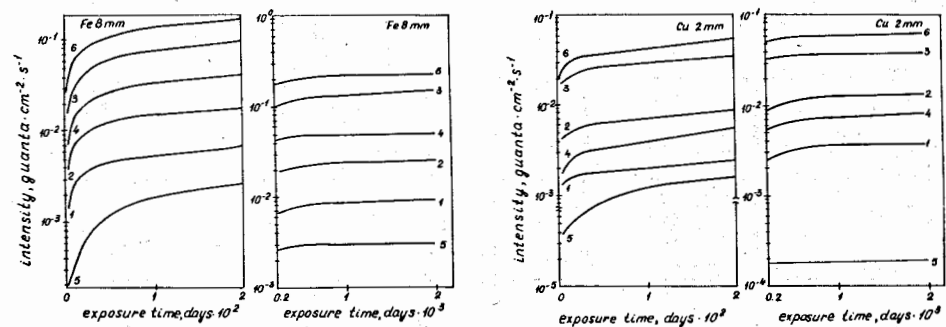


Рис.2. То же, что на рис.1. Материал Fe, Cu.

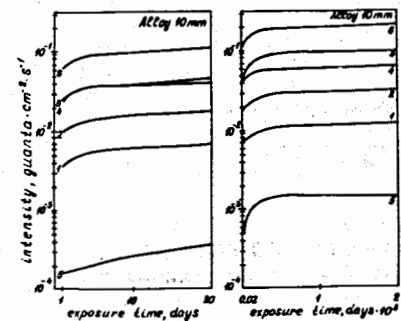


Рис.3. То же, что на рис.1. Материал - сплав Al, Ti, Fe, Cu.

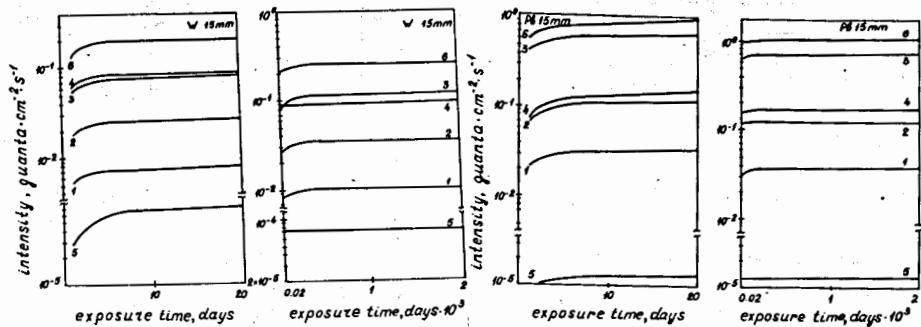


Рис.4. То же, что на рис.1. Материал - W, Pb .

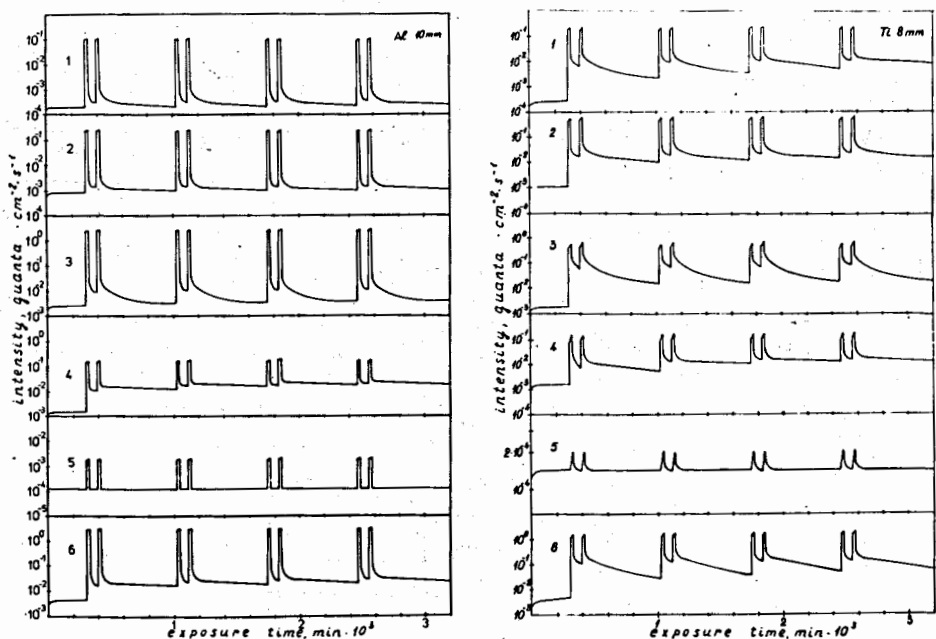


Рис.5. Динамика изменения интенсивности γ -фона (число квантов/см²·с) при прохождении радиационных поясов Земли. Материал - Al, Ti .

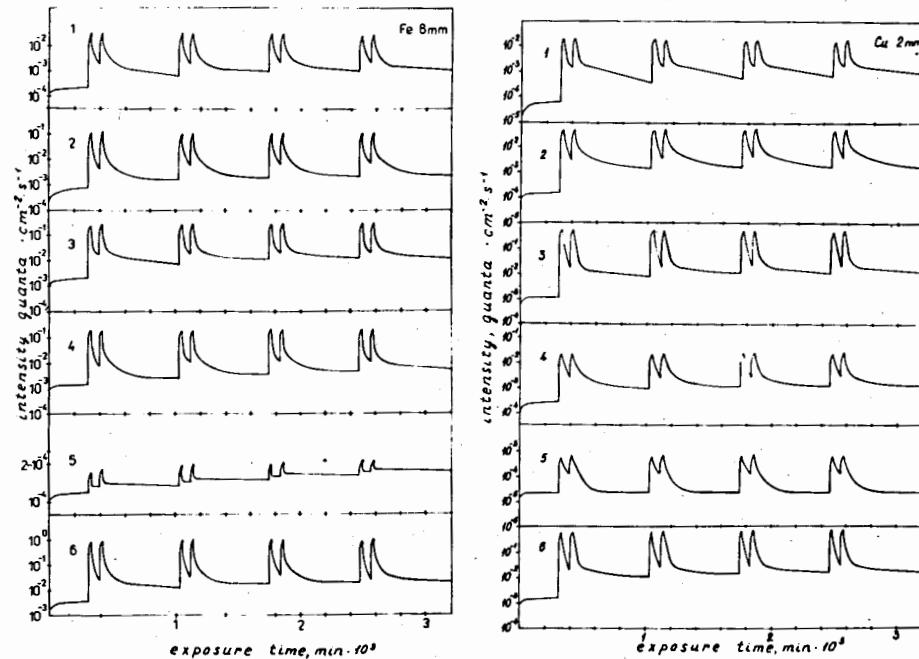


Рис.6. То же, что на рис.5. Материал - Fe, Cu .

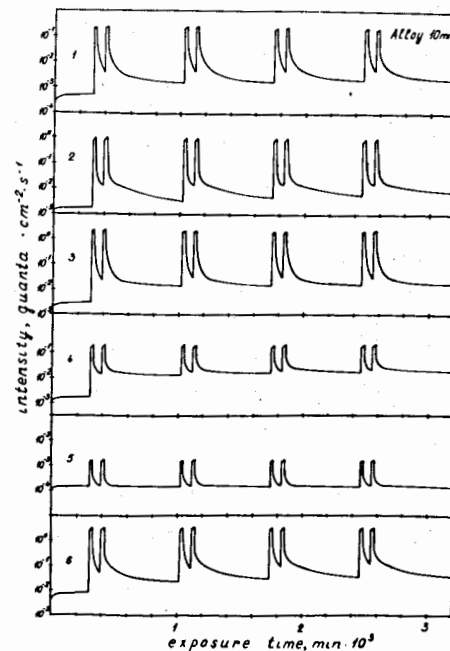


Рис.7. То же, что на рис.5. Материал - сплав Al, Ti, Fe, Cu .

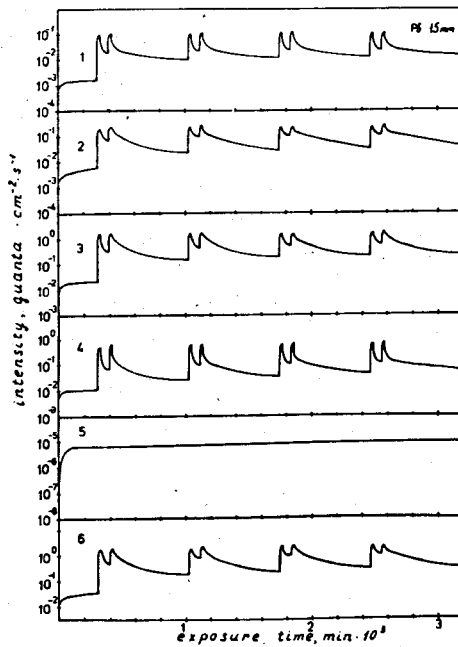
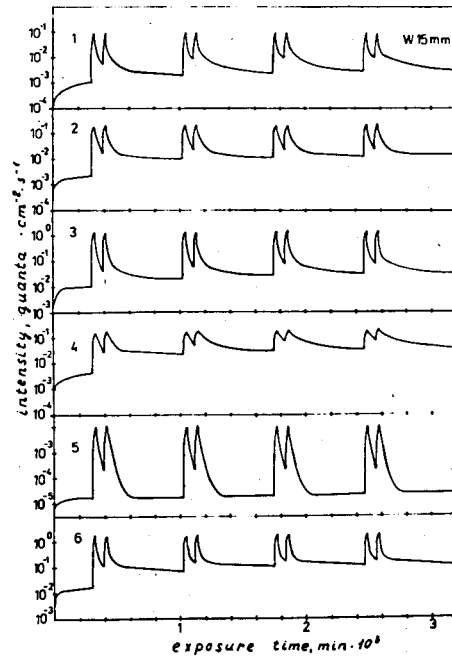


Рис.8. То же, что на рис.5. Материал - W, Pb.

Материал	Δt , сут	$\Delta E_{\gamma}^{(n)}$, МэВ				
		0.03-0.1	0.1-0.3	0.3-1.0	1.0-3.0	>3.0
Al	1	²² Mg 3.84с ²⁵ Ne 0.6с	¹⁹ O 27.0с ²⁷ Mg 9.4М	²⁶ mAl 6.36с ¹⁸ F 1.83ч ²¹ F 4.3с	²⁴ Na 15.0ч ²⁰ F 10.98с ¹⁹ O 27.0с	¹⁶ N 7.2с ¹⁵ C 2.4с ²² F 4.2с
	30	- " -	- " -	- " -	²⁴ Na 15.0ч ²⁰ F 10.98с ²² Na 2.60г	- " -
	365	- " -	- " -	- " -	²⁴ Na 15.0ч ²² Na 2.60г ²⁰ F 10.98с	- " -
Ti	1	²⁸ Mg 20.93ч ⁴⁴ Ti 47.37г	⁴⁷ Sc 3.34г ⁴⁶ mSc 18.7с ⁴⁴ mSc 2.44г	⁴⁵ Ti 3.08ч ⁴⁸ Sc 1.82г ⁴³ K 22.3ч	⁴⁴ Sc 3.93ч ⁴⁸ Sc 1.82г ⁴⁴ mSc 2.44г	¹⁵ C 2.4с ³⁷ S 5.05М ³⁰ mAl 1.2М
	30	- " -	⁴⁷ Sc 3.34г ⁴⁴ mSc 2.44г ⁴⁸ Sc 1.82г	⁴⁵ Ti 3.08ч ⁴⁶ Sc 83.83г ⁴⁸ V 15.97г	⁴⁴ Sc 3.93ч ⁴⁶ Sc 83.83г ⁴⁸ Sc 1.82г	- " -
	365	⁴⁴ Ti 47.37г ²⁸ Mg 20.93ч	- " -	⁴⁶ Sc 83.83г ⁴⁵ Ti 3.08ч ⁴⁸ V 15.97г	⁴⁶ Sc 83.83г ⁴⁴ Sc 3.93ч ⁴⁸ V 15.97г	- " -
Fe	1	⁵⁵ Co 17.54ч ⁴⁹ Cr 42.1М ⁵⁶ Cr 5.94М	⁵² Fe 8.27ч ⁴⁷ Sc 3.34г ⁴⁶ mSc 18.7с	⁵⁵ Co 17.54ч ⁵⁶ Mn 2.58ч ⁴⁵ Ti 3.08ч	⁵² Mn 5.59г ⁵⁵ Co 17.54ч ⁵² mMn 21.1М	¹⁶ N 7.2с ⁵⁶ Co 78.8г ³⁷ S 5.05М

Fe	30	- " -	⁵² Fe 8.27g ⁴⁷ Sc 3.34g ⁵⁷ Co 271.8g	⁵² Mn 5.59g ⁵⁶ Co 78.8g ⁵⁵ Co 17.54g	⁵² Mn 5.59g ⁵⁶ Co 78.8g ⁴⁸ V 15.97g	⁵⁶ Co 78.8g ¹⁶ N 7.2c ³⁷ S 5.05M
	365	⁵⁵ Co 17.54g ⁵⁵ Fe 2.74g ⁴⁹ Cr 42.1M	- " -	⁵⁶ Co 78.8g ⁵⁴ Mn 312.5g ⁵² Mn 5.59g	⁵⁶ Co 78.80g ⁵² Mn 5.59g ⁴⁸ V 15.97g	- " -
Cu	1	⁶¹ Cu 3.41g ⁶¹ Co 1.65g ⁶² Zn 9.26g	⁶¹ Cu 3.41g ⁶² Zn 9.26g ⁵² Fe 8.27g	⁶⁴ Cu 12.71g ⁶² Cu 9.74g ⁶¹ Cu 3.41g	⁶¹ Cu 3.41g ⁵⁷ Ni 1.50g ⁵⁶ Mn 2.58g	³⁷ S 5.05M ²⁴ Al 2.1c ⁵⁶ Co 78.8g
	30	- " -	⁶¹ Cu 3.41g ⁵⁷ Co 271.8g ⁵⁶ Ni 6.10g	⁶⁴ Cu 12.71g ⁶² Cu 9.74g ⁵⁸ Co 70.92g	⁶¹ Cu 3.41g ⁵⁷ Ni 1.50g ⁵² Mn 5.59g	³⁷ S 5.05M ⁵⁶ Co 78.8g ²⁴ Al 2.1c
	365	- " -	⁵⁷ Co 271.8g ⁶¹ Cu 3.41g ⁵⁶ Ni 6.10g	⁵⁸ Co 70.92g ⁶⁴ Cu 12.71g ⁶² Cu 9.74g	⁶⁵ Zn 244.10g ⁶¹ Cu 3.41g ⁵⁷ Ni 1.50g	⁵⁶ Co 78.8g ³⁷ S 5.05M ²⁴ Al 2.1c
С П Л А В	1	⁶¹ Cu 3.41g ⁶¹ Co 1.65g ⁶² Zn 9.26g	⁶¹ Cu 3.41g ⁴⁷ Sc 3.34g ¹⁹ O 27.0c	⁴⁵ Ti 3.08g ⁶⁴ Cu 12.71g ⁶² Cu 9.74g	²⁴ Na 15.0g ⁴⁴ Sc 3.93g ²⁰ F 10.98c	¹⁶ N 7.2c ¹⁵ C 2.4c ³⁷ S 5.05c
	30	- " -	⁴⁷ Sc 3.34g ⁶¹ Cu 3.41g ^{44m} Sc 2.44g	⁶⁴ Cu 12.71g ⁴⁵ Ti 3.08g ⁵² Mn 5.59g	²⁴ Na 15.0g ⁵² Mn 5.59g ⁴⁸ V 15.97g	⁵⁶ Co 78.8g ¹⁶ N 7.2c ¹⁵ C 2.4c

С П Л А В	365	- " -	⁴⁷ Sc 3.34g ⁵⁷ Co 271.8g ⁶¹ Cu 3.41g	⁵⁶ Co 78.8g ⁵⁴ Mn 312.5g ⁴⁶ Sc 83.83g	²⁴ Na 15.0g ⁵⁶ Co 78.8g ⁴⁶ Sc 83.83g	- " -
	1	¹⁷⁴ Ta 72.0g ¹⁸³ Re 70.0g ¹⁷² Ta 36.8M	^{182m} Re 12.7g ¹⁷⁷ W 2.25g ¹⁷⁴ Ta 72.0M	¹⁸¹ Re 20.0g ¹⁷⁷ W 2.25g ¹⁸⁰ Re 2.34M	¹⁷⁶ Ta 8.08g ^{182m} Re 12,7g ¹⁷⁷ W 2.25g	¹⁷⁰ Lu 2.0g ¹⁷⁸ Re 13.2M ¹⁶² Tm 21.7M
W	30	¹⁸³ Re 70.0g ¹⁷⁸ Ta 9.31M ¹⁷⁴ Ta 72.0M	^{182m} Re 12.7g ¹⁷³ Hf 24.0g ¹⁷⁷ W 2.54g	¹⁸¹ Re 20.0g ¹⁸⁴ Re 38.0g ¹⁷¹ Lu 8.22g	¹⁸² Re 2.67g ¹⁷⁶ Ta 8.08g ¹⁷⁷ W 2.25g	- " -
	365	- " -	^{182m} Re 12.7g ¹⁷³ Hf 24.0g ¹⁸³ Re 70.0g	¹⁸¹ Re 20.0g ¹⁸⁴ Re 38.0g ¹⁷⁵ Hf 70.0g	¹⁸² Re 2.67g ¹⁷⁶ Ta 8.08g ^{182m} Re 12.7g	- " -
Pb	1	¹⁹⁷ Hg 2.67g ¹⁶⁵ Yb 9.9M ¹⁷⁴ Ta 72.0M	²⁰³ Pb 2.17g ¹⁹⁸ Pb 2.4g ²⁰⁰ Pb 21.5g	²⁰⁴ Bi 11.2g ²⁰² Bi 1.79g ²⁰¹ Pb 9.4g	²⁰³ Bi 11.76g ^{207m} Pb 0.8c ²⁰⁰ Tl 26.1g	¹⁷⁸ Re 13.2M ¹⁶² Tm 21.7M ¹⁷⁰ Lu 2.0g
	30	¹⁹⁷ Hg 2.67g ¹⁶⁵ Yb 9.9M ¹⁸³ Re 70.0g	- " -	²⁰⁴ Bi 11.24g ²⁰⁶ Bi 6.24g ²⁰² Bi 1.79g	²⁰⁵ Bi 15.31g ²⁰⁶ Bi 6.24g ²⁰⁰ Tl 26.1g	¹⁷⁰ Lu 2.0g ¹⁷⁸ Re 13.2M ¹⁶² Tm 21.7M
	365	¹⁹⁷ Hg 2.67g ¹⁸³ Re 70.0g ¹⁶⁵ Yb 9.9M	²⁰³ Pb 2.17g ¹⁹⁸ Pb 2.4g ²⁰⁶ Bi 6.24g	- " -	- " -	- " -

Влияние радиационных поясов земли

На рис. 5-8 показано изменение интенсивности наведенной γ -активности при пересечении космическим аппаратом зоны КАА в течение двух начальных суток полета. Данные приведены для пяти интервалов $\Delta E_{\gamma}^{(n)}$ и суммарно для $\Delta E_{\gamma}^{(6)} = 0,03-10$ МэВ.

Характер кривых обусловлен спецификой γ -излучателей, образующихся под действием протонов ПКМ и КАА. В энергетических интервалах, где γ -излучение определяется, в основном, короткоживущими нуклидами (см. табл.), имеет место резкое возрастание интенсивности при входе спутника в аномалию и столь же быстрый ее спад при его выходе, как это видно на примере Al и Ti при $n=5$. В тех случаях, когда γ -излучение определяют средне- и долгоживущие нуклиды, наблюдаются ярко выраженные фронты нарастания и спада интенсивности в моменты входа и выхода из аномалии.

Обращает на себя внимание плавный ход временной зависимости высокоэнергетического γ -излучения ($n = 5$) в свинцовой мишени. Интенсивные протонные потоки КАА в этом случае не сказываются на γ -фоне. Это связано с тем, что γ -лучи с $E_{\gamma} > 3$ МэВ в свинцовой мишени испускают лишь ядра ^{170}Lu , ^{178}Re и ^{162}Tm , которые образуются только под действием высокоэнергетических протонов спектра ПКМ. Энергии протонов КАА недостаточны для образования фрагментов и остаточных ядер с массами $A=162-178$ и зарядами $Z = 69-75$. Однако низкоэнергетическое излучение КАА рождает такие ядра в вольфрамовой мишени, и их γ -излучение является определяющим в $\Delta E_{\gamma}^{(5)}$.

Литература

И. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, Р2-91-241, Дубна, 1991.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 мая 1991 года.