

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

КОСМИЧЕСКИЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ

Том XX

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

6

---

МОСКВА · 1982

УДК 533.951.2

*Б. И. Грингауз, Н. И. Ижовкина, Л. П. Смирнова, Н. М. Шютте*

**СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ИЗМЕРЕННЫХ ВЕЛИЧИН ЭЛЕКТРОННЫХ  
ПОТОКОВ  
ДЛЯ ШИРОКОУГОЛЬНОГО ДЕТЕКТОРА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ «АРАКС»**

В эксперименте «АРАКС» [1], целью которого было исследование различных физических явлений [2], с борта ракеты проводилась инжекция электронных импульсов в ионосферу. В измерительном комплексе были использованы широкоугольные детекторы электронов [3] с полем зрения  $\frac{1}{2}\delta = \pm 45^\circ$  и нижним порогом чувствительности  $E_1 \approx 8$  кэВ. Детекторы были установлены на ракетах и направлены

1  
:  
(  
з  
з  
г  
л  
л  
θ  
1  
и

вверх [1]. Угол между осью детектора и геомагнитным полем изменялся при вращении ракеты вокруг оси для запуска 26.I 1975 г. в диапазоне  $\alpha \sim 24 \div 36^\circ$ , а для запуска 15.II 1975 г. — угол  $\alpha$  составлял  $\sim 32^\circ$ .

На рис. 1 показаны некоторые результаты, полученные с помощью широкоугольного детектора 15.II 1975 г. для начальной энергии инжектированных электронов  $E_0 \sim 27$  кэВ (рис. 1, а) и  $\sim 15$  кэВ (рис. 1, б, в). Изменение начального угла  $\theta_0$  электронов для этих серий электронных импульсов показано в нижней части рисунка. Штрихованные фигуры соответствуют электронным потокам, измеренным во время импульсов, незаштрихованные — потокам в паузах между импульсами. Штриховая линия на рис. 1, б показывает уровень сигнала, появившегося при включении плазмогенератора, применявшегося в качестве дополнительного средства нейтрализации ракеты [1]. Этот сигнал существовал непрерывно на телеметрической записи информации при работе плазмогенератора (он наблюдался и в течение

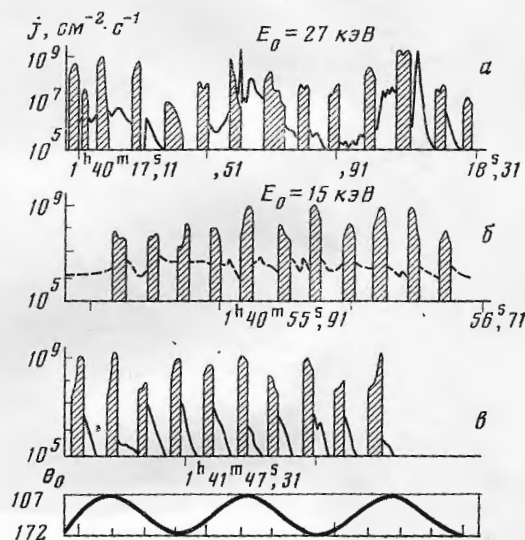


Рис. 1. Примеры записи телеметрической информации для широкоугольного детектора

длительных пауз между сериями импульсов) и был модулирован вращением ракеты вокруг оси. Причина появления этого сигнала связана, по-видимому, с условиями распространения волн, излучаемых телеметрической антенной, в плазме, выбрасываемой из плазмогенератора в околоракетную область. Всплески электронных потоков (рис. 1, а) в паузах между импульсами наблюдались только в начале запуска 15.II и только для серий импульсов, инжектированных в нижнюю полусферу. Появление этих всплесков связано с сильным взаимодействием электронных потоков и волн для диапазона свистовых мод [4, 5]. Эти всплески не маскируют электронные потоки, наблюдавшиеся в течение каждого импульса. Кроме того, потоки во время импульсов наблюдались для всех серий, тогда как сильные эффекты взаимодействия волна — частица [4, 5] наблюдались только для нескольких серий в начале запуска 15.II. Для тех серий импульсов, в которых дополнительные сигналы в паузах между импульсами отсутствуют (рис. 1, в), можно заметить после каждого импульса запыляющиеся электронные потоки, убывающие во времени.

В этой работе рассматриваются только потоки, измеренные в течение электронных импульсов, которые могут быть связаны с рассеянием импульсов на нейтралах атмосферы (как показывает сравнение измеренных величин потоков с рассчитанными по методу Монте-Карло). Данные об измерениях электронных потоков, полученные в этом же эксперименте с помощью других приборов, приведены в работе [6].

На рис. 1, а видна зависимость электронных потоков, измеренных в течение электронных импульсов, от начального угла инжектируемых электронов. Эта зависимость имеет место (при некотором разбросе данных) для всех серий. Чтобы показать это более детально, на рис. 2 представлены данные измерений при инъекции вниз для трех диапазонов углов в зависимости от высоты (для начальных углов  $\theta_0 = 108 \div 120^\circ$  величины измеренных потоков показаны крестиками, для  $\theta_0 = 130 \div 140^\circ$  — треугольниками, для  $\theta_0 = 160 \div 172^\circ$  — точками; для  $\theta_0 = 130 \div 140^\circ$  и  $160 \div 172^\circ$  штриховкой показаны области среднеквадратичной дисперсии результатов измерений). На рис. 3 приведены данные измерений для инъекции вверх ( $\theta_0 = 4^\circ$ )

в зависимости от высоты (крестиками), штриховая линия соответствует среднеквадратичным значениям измеренных величин. Некоторые результаты поpitch-угловой и высотной зависимости потоков обсуждались ранее в [7].

Чтобы оценить, какая часть измеренного потока могла быть обусловлена атмосферным рассеянием электронного импульса, необходимо сравнить измеренные величины потоков с рассчитанными для широкоугольного детектора в предположении рассеяния электронов на нейтралах.

Для расчетов был использован метод Монте-Карло [8] при следующих исходных параметрах: 1) высота точки инжекции электронного импульса  $h_0$ ; 2) начальная энергия электронов  $E_0$ ; 3) начальный pitch-угол электронов  $\theta_0$ ; 4) плотность и концентрация атмосферных компонентов в зависимости от высоты по модели CIRA-65 [9]; 5) напряженность и наклонение силовых линий геомагнитного поля, рассчитанные с помощью модели POGO (8/74) [10]. В расчетной схеме учитывалось рассея-

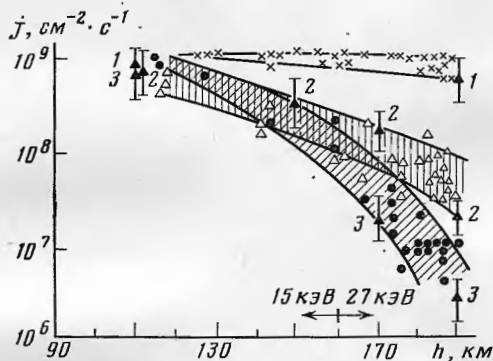


Рис. 2

Рис. 2. Сравнение измеренных и расчетных величин потоков для инжекции вниз

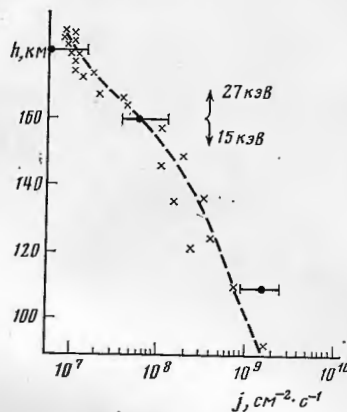


Рис. 3

Рис. 3. Сравнение измеренных и расчетных величин потоков для инжекции вверх

ние электронов при упругих столкновениях с нейтралами, потери энергии при неупругих столкновениях и движение электронов в геомагнитном поле между столкновениями. Для трассирования электронного трека использована схема А из работы [11]. Потери энергии электрона в атмосфере рассчитывались в приближении [12] для  $E \leq 10$  кэВ и в приближении [13] для  $E > 10$  кэВ. Сечение упругого рассеяния рассчитывалось по формуле [14], с экранировочным параметром [15].

Для инжекции электронного импульса в нижнюю полусферу оценки потока на широкоугольный детектор производились по формуле

$$j \sim J_0 A_N A_N^1 A_E^1 / S \text{ [см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}\text{]},$$

где  $J_0 \approx 0,6 \cdot 10^{19} \cdot I_0$ ,  $\text{с}^{-1}$  ( $I_0$  — сила тока электронного импульса  $A$ );  $A_N$  — коэффициент отражения электронного пучка от атмосферы ниже точки инжекции;  $A_N^1$  — относительное число электронов, рассеянных после отражения от атмосферы под точкой инжекции в атмосфере, над точкой инжекции и попадающих в диапазон pitch-углов поля зрения детектора ( $A_N^1$  оценивалось из pitch-углового распределения электронов над точкой инжекции);  $A_E$  — относительное число электронов над точкой инжекции с энергией  $E \approx E_1$  ( $E_1$  — нижний порог чувствительности детектора).  $A_E$  оценивалось из энергетического распределения электронов над точкой инжекции;  $S = \pi R^2$ ,  $R$  — средний радиус электронного потока над точкой инжекции.

Сравнение данных измерений и расчетов для инжекции в нижнюю полусферу приведено на рис. 2 (данные расчетов показаны зачерненными треугольниками, среднестатистический разброс оценок — вертикальными отрезками прямой, флуктуации атмосферной плотности не учитываются, статистика по числу инжектируемых электронов  $Q \approx 10^3$ ). Номера на рис. 2 соответствуют трем величинам начальных pitch-углов  $\theta_0$ : 1 —  $108^\circ$ ; 2 —  $132^\circ$ ; 3 —  $172^\circ$ .

Для инжекции в верхнюю полусферу оценки потока электронов на детектор были сделаны по формуле

$$j \sim J_0 A_N^1 / S \text{ [см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}\text{]},$$

где  $S$  — сечение электронного потока, отраженного от атмосферы выше точки инжекции;  $A_N^1$  — коэффициент отражения от атмосферы над точкой инжекции для диапазона pitch-углов поля зрения детектора. Для  $h_0 > 110$  км и  $E_0 > 15$  кэВ использование этой формулы для инжекции вверх оправдано тем, что потерями энергии электронов в атмосфере над ракетой можно пренебречь, так как толщина остаточной

атмосферы существенно меньше пробега электрона при его торможении в ионосфере от начальной энергии  $E_0$  до  $E_1 \approx 8$  кэВ.

Сравнение величин измеренных и рассчитанных потоков для инъекции вверх ( $\theta_0 = 4^\circ$ ) приведено на рис. 3 (расчетные величины показаны точками, в разбросе расчетных величин учитывается возможное изменение толщи атмосферы над ракетой; предполагается, что флуктуации плотности нейтралов над ракетой не превышают 50%).

Оценки возможного времени запаздывания в случае инъекции вниз для электронов, отражение которых от атмосферы под ракетой произошло на значительных расстояниях от ракеты (порядка нескольких десятков км для  $h_0 \approx 150$  км), показывают, что «хвосты» после каждого импульса (рис. 1e) могут быть результатом атмосферного рассеяния.

Из данных сравнения расчетных и измеренных величин потоков (рис. 2, 3) можно увидеть, что атмосферное рассеяние проявляется как один из основных механизмов в динамике электронного импульса в ионосфере. Для случая инъекции вверх ( $\theta_0 = 4^\circ$ , рис. 3) влияние рассеяния электронов на корпусе ракеты не может быть существенным и роль атмосферного рассеяния очевидна, с другой стороны, высотная иpitch-угловая зависимость потока на детектор проявляется и в случае инъекции вниз (рис. 2).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Cambou E., Dokukine V. S., Lavergnat J. et al. General description of ARAKS experiment.— Ann. Geophys., 1980, v. 36, p. 271.
2. Pellat R., Sagdeev R. Z. Electron beams in ionospheric and magnetospheric research.— Ann. Geophys., 1980, v. 36, p. 443.
3. Volkov G. I., Gringauz K. I., Zydel I. N. et al. Wide angle electron detector.— Space Sci. Instrum., 1978, v. 4, p. 189.
4. Gringauz K. I., Izhoukina N. I., Pulents S. A. et al. Strong wave-particle effects during downward energetic electron injection into the ionosphere.— Ann. Geophys., 1980, v. 36, p. 371.
5. Грингауз К. И., Жулин И. А., Ижовкина Н. И. и др. Наблюдение стимулированного высывания магнитосферных электронов, вызванного искусственной инъекцией электронных импульсов в ионосферу.— Космич. исслед., 1981, т. 19, с. 146.
6. Lyachov S. B., Managadze G. G. Observation of fluxes of electron scattered by the atmosphere in the second ARAKS experiment.— Ann. Geophys., 1980, v. 36, p. 375.
7. Gringauz K. I., Shutte N. M., Smirnova L. P. et al. Natural precipitation of electrons and effects observed during the operation of electron gun during the ARAKS experiments.— Ann. Geophys., 1980, v. 36, p. 363.
8. Ижовкина Н. И. Параметры альбедного электронного потока для электронных импульсов, искусственно инжектированных в ионосферу.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1978, т. 18, с. 367.
9. CIRA-65. COSPAR International Reference Atmosphere. North-Holland, Amsterdam, 1965.
10. Langel R. A. Near Earth magnetic disturbances in total field at high latitudes. Goddard Space Flight Center. Greenbelt, Maryland, X-645-75-225, 1974.
11. Berger M. J. Monte-Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles.— Methods in Comput. Phys., 1963, v. 1, p. 135.
12. Green A. E. S., Peterson L. P. Energy loss functions for electrons and protons in planetary gases.— J. Geophys. Res., 1963, v. 73, p. 233.
13. Rohrllich F., Carlson B. S. Positron-electron differences in energy loss and multiple scattering.— Phys. Rev., 1954, v. 93, p. 38.
14. Mott N. F. The scattering of fast electron by atomic nuclei.— Proc. Roy. Soc (London), 1929, v. A124, p. 426.
15. Mollere P. Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen.— Zs. für Naturforsch., 1947, Bd. 2a, S. 133; 1948, Bd. 3a, S. 78.

Поступила в редакцию  
23.XII.1981