

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В.Скобельцына

Л.С.НОВИКОВ

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ
С ОКРУЖАЮЩЕЙ ПЛАЗМОЙ**

*Рекомендовано УМС по физике УМО по классическому университетскому
образованию в качестве учебного пособия для студентов высших учебных
заведений, обучающихся по специальностям:*

01.04.00 – физика, 01.07.00 – физика атомного ядра и частиц

Москва 2006

УДК [533.9:629.78](075.8)

ББК 22.38я73-1+22ю632я73-1+39.62-01я73-1

Н73

Новиков Л.С. **Взаимодействие космических аппаратов с окружающей плазмой.** Учебное пособие. – М.: Университетская книга, 2006. – 120 с.

ISBN 978-5-91304-019-0

В пособии приведены сведения о характеристиках космической плазмы в разных областях околоземного пространства, рассмотрены процессы образования электрического заряда на поверхности космических аппаратов при их взаимодействии с окружающей плазмой и возможные воздействия образующегося заряда на бортовое оборудование, описаны теоретические и экспериментальные методы исследования указанных явлений и методы защиты аппаратов от их влияния.

Пособие предназначено для студентов и аспирантов высших учебных заведений, а также для использования при переподготовке кадров по новым перспективным направлениям науки и техники.

ISBN 978-5-91304-019-0

© Л.С.Новиков, 2006

© Издательство «КДУ»,

оформление обложки, 2006

© НИИЯФ МГУ, 2006

Оглавление

| | |
|--|-----|
| Введение | 4 |
| 1. Основные понятия физики плазмы | 8 |
| 2. Плазма в космическом пространстве | 12 |
| 3. Элементы теории плазменного зонда | 24 |
| 4. Вторично-эмиссионные процессы на поверхности космических аппаратов | 31 |
| 5. Баланс токов на поверхности космического аппарата | 51 |
| 6. Вольт-амперные характеристики тела в космической плазме | 65 |
| 7. Математическое моделирование электризации реальных космических аппаратов | 74 |
| 8. Экспериментальное исследование электризации космических аппаратов | 101 |
| 9. Методы защиты космических аппаратов от влияния эффектов электризации | 113 |
| Заключение | 118 |
| Литература | 119 |

Введение

При взаимодействии космического аппарата (КА) с плазмой, окружающей его в полете, возникают разнообразные физические явления, специфика которых зависит как от параметров плазмы, так и от характеристик КА, в первую очередь – от свойств материалов, находящихся на его поверхности, и от конфигурации аппарата. К таким явлениям относятся: образование электрического заряда на поверхности КА, распыление материалов, свечение на поверхности и вблизи нее, возбуждение колебаний в плазме и некоторые другие.

Наиболее значительное влияние на функционирование КА может оказывать образование заряда на его поверхности. Поэтому в настоящем учебном пособии основное внимание уделено рассмотрению данного явления, которое принято называть *электризацией*, или *заряджением КА* (в англоязычной литературе используется последний термин – *spacecraft charging*).

Знак и величина образующегося на поверхности КА электрического заряда зависят от соотношения интенсивностей процессов, обеспечивающих поступление на поверхность и удаление с нее положительно и отрицательно заряженных частиц, т.е. от соотношения различных составляющих суммарного электрического тока, текущего через поверхность КА. Основными составляющими этого тока являются электронный и ионный токи окружающей плазмы, вторично-эмиссионные токи, обусловленные первичными плазменными токами, и фотоэлектронный ток, возникающий под действием коротковолнового излучения Солнца. Дополнительные составляющие могут создаваться некоторыми видами бортового оборудования КА: электроракетными двигателями, испускающими при работе плазменные струи, электронными и ионными пушками, используемыми в научных экспериментах и т.п.

При электризации КА между его поверхностью и окружающей плазмой возникает разность потенциалов. Установившийся потенциал

поверхности, отсчитываемый относительно потенциала невозмущенной плазмы, определяется условием динамического равновесия, при котором суммарный ток, текущий через поверхность КА, равен нулю. Из энергетических соотношений следует, что равновесный потенциал зависит от средней энергии частиц плазмы, т.е. от ее температуры: чем выше температура плазмы, тем больший потенциал может приобрести поверхность тела. В многокомпонентной космической плазме характерное значение максимального потенциала определяется энергией заряженных частиц, превалирующих в токовом балансе.

Реальный КА представляет собой сложную конструкцию с неоднородной структурой и большим количеством диэлектрических материалов на внешней поверхности. В связи с этим потенциалы отдельных участков поверхности и элементов конструкции могут быть различными из-за отличия условий попадания потоков первичных частиц на эти участки и условий их освещения, а также из-за отличия эмиссионных свойств материалов поверхности. Происходит так называемое *дифференциальное заряджение* КА, при котором между отдельными участками непроводящей поверхности возникают разности потенциалов.

Обсуждавшийся выше процесс заряджения КА как единого проводящего тела принято называть *общим заряджением*. Данное понятие применимо и по отношению к реальному КА, однако в этом случае оно относится к среднему потенциалу КА, определяемому совокупностью всех электрических зарядов, находящихся на его поверхности и элементах конструкции.

Очевидно, что собственное электрическое поле заряженного КА является возмущающим фактором, который необходимо учитывать во многих случаях при проведении измерений параметров космической среды с помощью приборов, установленных на КА. С этой точки зрения явление электризации КА в космической плазме анализировалось еще в середине 1950-х гг. при разработке научных приборов для первых искусственных спутников Земли. Тогда принимались во внимание потен-

циалы с характерными величинами от долей до единиц вольт, что, как мы увидим далее, характерно для случая заряжения КА на низких околоземных орбитах – в ионосфере.

Однако наибольшее воздействие на бортовое оборудование КА оказывают электростатические разряды (ЭСР), которые могут возникать между отдельными участками поверхности и элементами конструкции дифференциально заряженного КА, а также между его поверхностью и окружающей плазмой. Локальные токи и электромагнитные излучения, порождаемые ЭСР, создают значительные помехи работе бортового оборудования КА.

Как фактор, оказывающий серьезное неблагоприятное влияние на работу бортовых систем КА, явление электризации стало систематически изучаться в начале 1970-х гг. при запусках КА на *геостационарную орбиту* (круговая экваториальная орбита с высотой ~36000 км), где, как выяснилось позже, параметры плазмы таковы, что значения потенциалов на КА достигают 10-20 кВ.

Геостационарная орбита (ГСО) замечательна тем, что на ней угловая скорость движения КА равна скорости вращения Земли. Вследствие этого КА постоянно находится над одной точкой земной поверхности (отсюда название орбиты), обеспечивая тем самым очень удобные условия для трансляции через него радиосигналов. Поэтому геостационарные КА работают главным образом в космических системах радиосвязи и телевидения.

На первых геостационарных КА, спроектированных без учета возможного воздействия эффектов электризации, наблюдалось большое количество неполадок в работе бортового оборудования: происходили самопроизвольные включения и выключения различных устройств, изменялась ориентация антенн, прекращалась подача электроэнергии от солнечных батарей и т.д., причем аномалии наблюдались преимущественно в ночные и ранние утренние часы. Не сразу удалось понять, что все эти эффекты связаны с электризацией КА.

Постепенно при статистическом анализе происходящих отказов и сбоев в работе аппаратуры КА была выявлена корреляционная связь между наблюдаемыми аномалиями и появлением интенсивных потоков горячей плазмы в области ГСО. На геостационарных КА были установлены приборы для измерения параметров окружающей плазмы и специальные датчики для регистрации электромагнитных помех и измерения напряженности электрического поля у поверхности КА. Данные, полученные с помощью этих приборов, убедительно подтвердили факт возникновения ЭСР на борту КА при электризации под действием горячей плазмы. При характерных значениях потенциалов на геостационарных КА, измеряемых единицами и даже десятками киловольт, уровень помех, создаваемых ЭСР, весьма высок, а в некоторых случаях ЭСР могут приводить к разрушению компонентов аппаратуры и элементов конструкции.

Предпринятые теоретические и лабораторные исследования явления электризации КА позволили понять основные его закономерности и предложить методы снижения влияния эффектов электризации на функционирование бортовых систем КА. Однако проблема далеко не исчерпана. Создание новых конструкций КА, повышение требований к их надежности и продолжительности функционирования, оснащение КА новыми видами оборудования и высокочувствительной научной аппаратурой – все это требует дальнейшего детального изучения особенностей электризации КА в различных условиях и совершенствования методов их защиты.

В предлагаемом учебном пособии приведены сведения о характеристиках космической плазмы в разных областях околоземного пространства, рассмотрены физические закономерности электризации КА и возможные воздействия эффектов электризации на бортовое оборудование, описаны теоретические и экспериментальные методы исследования указанных явлений и методы защиты КА от их влияния.

1. Основные понятия физики плазмы

Определение плазмы

Физика плазмы играет очень важную роль в космофизических и астрофизических исследованиях, поскольку плазма является основным состоянием вещества во Вселенной. Вообще говоря, не всякий ионизованный газ может быть назван плазмой. Термин *плазма* используется по отношению к ионизованным газам, в которых возможное самопроизвольное разделение зарядов за счет хаотического движения частиц мало по сравнению с макроскопической плотностью зарядов. Это обусловлено тем, что поведение большого числа заряженных частиц в плазме контролируется дальнедействующими кулоновскими силами, по сравнению с которыми силы взаимодействия с близлежащими заряженными и нейтральными частицами (короткодействующие взаимодействия) пренебрежимо малы. Таким образом, плазма должна содержать достаточно большое число заряженных частиц – электронов и ионов, но вместе с тем плотность ионизованного газа должна быть мала. Из данного определения следует, что в макроскопическом отношении плазма электрически нейтральна.

В общем случае плазма состоит из смеси заряженных и нейтральных частиц. Отношение концентрации заряженных частиц в газе к полной концентрации частиц называется *степенью ионизации*. В зависимости от этого параметра различают *слабо ионизованную плазму* (степень ионизации порядка долей процента), *умеренно ионизованную* (несколько процентов) и *полностью ионизованную*.

В космическом пространстве встречаются все указанные виды плазмы. Например, ионосферная плазма, о которой подробнее мы будем говорить ниже, является слабо ионизованной, а плазма в области ГСО – практически полностью ионизованной.

Дальнедействующие кулоновские силы в значительной степени определяют электрические и статистические характеристики плазмы.

Экранирование поля электрического заряда в плазме

Электрическое поле, создаваемое пробным зарядом q , внесенным в плазму, окажется на некотором расстоянии экранированным, так как такой заряд притягивает заряженные частицы плазмы противоположного знака и отталкивает одноименно заряженные частицы, т.е. в окрестности пробного заряда происходит изменение пространственного распределения электронов и ионов плазмы.

Распределение потенциала электрического поля φ в окрестности пробного заряда может быть найдено с помощью уравнения Пуассона

$$\Delta\varphi = -4\pi\rho,$$

где $\rho = e(n_i - n_e)$ – плотность объемного заряда в плазме; n_i – концентрация ионов, n_e – концентрация электронов, e – элементарный электрический заряд.

Здесь использована запись уравнения в системе СГСЭ для среды с относительной диэлектрической проницаемостью, равной единице.

Для точки пространства с координатой \mathbf{r} можно записать

$$\Delta\varphi = -4\pi e[n_i(\mathbf{r}) - n_e(\mathbf{r})].$$

Концентрации частиц плазмы изменяются в электрическом поле положительного пробного заряда согласно формуле Больцмана

$$n_i(\mathbf{r}) = n \exp\left[-\frac{e\varphi(\mathbf{r})}{kT_i}\right]$$
$$n_e(\mathbf{r}) = n \exp\left[\frac{e\varphi(\mathbf{r})}{kT_e}\right],$$

где n – концентрация заряженных частиц в невозмущенной области плазмы, т.е. в области, где электрическое поле пробного заряда отсутствует; T_i , T_e – температура ионной и электронной составляющих плазмы; k – постоянная Больцмана.

Решая уравнение Пуассона с учетом распределений $n_i(\mathbf{r})$ и $n_e(\mathbf{r})$ применительно к точечному пробному заряду q и полагая что $T_i = T_e = T$, найдем выражение для потенциала на расстоянии r от заряда

$$\varphi(r) \approx \frac{q}{r} \exp\left(-r/\lambda_D\right),$$

где $\lambda_D = (kT/8\pi n e^2)^{1/2}$ – дебаевский радиус экранирования (радиус Дебая). Можно записать также

$$\lambda_D \cong 4,9 \left(T/n\right)^{1/2} \text{ [см]},$$

где T - в кельвинах, n - в см^{-3} .

Если $T_i \neq T_e$, радиус Дебая дается выражением

$$\lambda_D = \left(\frac{k}{4\pi n e^2} \frac{T_i T_e}{T_i + T_e} \right)^{1/2}.$$

Аналогичным выражением можно пользоваться при анализе энергетически многокомпонентной плазмы с учетом концентраций отдельных составляющих.

Дебаевский радиус экранирования λ_D определяет характерные размеры сферы, в пределах которой в плазме проявляется действие электрического поля пробного заряда.

Условия идеальности плазмы

Плазма называется *идеальной*, или *газовой* (в том смысле, что термодинамически она может рассматриваться как идеальный газ и к ней могут быть применены уравнения кинетической теории), если средняя потенциальная энергия взаимодействия ее частиц мала по сравнению с их кинетической энергией.

Найдем условие идеальности (газовости) плазмы. Потенциальная энергия кулоновского взаимодействия двух однозарядных частиц $W_p = e^2/r$, где r - расстояние между взаимодействующими частицами. Среднее расстояние между заряженными частицами в плазме $\bar{r} \sim n^{-1/3}$. Отсюда средняя потенциальная энергия взаимодействия двух заряженных частиц $\bar{W}_p = e^2 n^{1/3}$. Средняя кинетическая энергия частиц плазмы $\bar{W}_k \sim kT$. Тогда условие идеальности плазмы получим в виде

$$\frac{\bar{W}_p}{\bar{W}_k} = e^2 n^{1/3} / kT \ll 1.$$

Это условие может быть записано и с использованием понятия радиуса экранирования. Число заряженных частиц плазмы в сфере с радиусом λ_D (оно называется *дебаевским числом*) равно

$$N_D = \frac{4}{3} \pi n \lambda_D^3.$$

В идеальной плазме это число должно быть велико, т.е. условием идеальности плазмы является

$$N_D \gg 1.$$

Во всех областях космического пространства плазма является идеальной.

Функции распределения частиц плазмы

Состояние плазмы описывается некоторыми функциями распределения электронов и ионов $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ в фазовом пространстве (\mathbf{r}, \mathbf{v}) в момент времени t . Для фиксированного момента времени t и заданной координаты \mathbf{r} можно записать число частиц в единице объема dn , скорости которых лежат в элементе объема скоростей $d\mathbf{v}$:

$$dn = n f(\mathbf{v}) d\mathbf{v}.$$

При термодинамическом равновесии в плазме устанавливается распределение частиц по скоростям, подчиняющееся закону Максвелла

$$f(\mathbf{v}) = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-mv^2/2kT\right).$$

Для максвелловского распределения частиц по скоростям наиболее вероятная скорость частиц

$$v_B = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \approx 1,41 \left(\frac{kT}{m} \right)^{1/2},$$

средняя арифметическая скорость движения частиц

$$v_A = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2} \approx 1,6 \left(\frac{kT}{m} \right)^{1/2}$$

и средняя квадратичная скорость

$$v_{KB} = \left(\frac{3kT}{m} \right)^{1/2} \approx 1,73 \left(\frac{kT}{m} \right)^{1/2},$$

соответственно

$$v_B : v_A : v_{KB} = 1 : 1,13 : 1,23.$$

Если в плазме присутствует стороннее электрическое поле, описываемое потенциалом $\varphi(r)$, например в плазме внутри дебаевской сферы, то распределение частиц по скоростям описывается формулой Максвелла – Больцмана

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{e\varphi(\mathbf{r})}{kT} - \frac{mv^2}{2kT} \right),$$

которую можно считать произведением вероятностей двух независимых условий: наличия у частицы заданной скорости и нахождения ее в определенной точке пространства. Первая из этих вероятностей описывается законом Максвелла, а вторая – формулой Больцмана.

2. Плазма в космическом пространстве

В космическом пространстве присутствуют плазменные образования разных видов, отличающиеся по энергии частиц и ионному составу, а также по происхождению. Мы будем рассматривать главным образом плазменные образования внутри *магнитосферы* Земли – области локализации геомагнитного поля, где функционирует подавляющее большинство КА, предназначенных для решения разнообразных прикладных и научных задач.

Не останавливаясь на описании структуры магнитосферы Земли, которое приведено во многих монографиях и учебных пособиях (см. спи-

сок рекомендованной литературы), отметим лишь, что в формировании магнитосферы и поддержании равновесной концентрации заряженных частиц внутри нее важнейшую роль играет *солнечный ветер* (СВ) – поток плазмы, непрерывно вытекающий в межпланетное пространство из внешней полностью ионизованной газовой оболочки Солнца – короны.

Плазма СВ, состоящая в основном из протонов и электронов с концентрацией $7\text{--}8\text{ см}^{-3}$, имеет температуру $\sim 10^5\text{ К}$ и движется в окрестности Земли со скоростью $400\text{--}500\text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$. Параметры СВ зависят от уровня солнечной активности. Во время вспышек на Солнце скорость потока СВ может возрасти до $\sim 1000\text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ при одновременном увеличении концентрации частиц плазмы и обогащении ее ядрами гелия.

Поток плазмы СВ, взаимодействуя с геомагнитным полем, прижимает силовые линии к Земле на освещенной (дневной) стороне и вытягивает их в анτισолнечном направлении, придавая магнитосфере ярко выраженную асимметричную форму.

Внутри магнитосферы Земли принято выделять три вида плазмы, различаемые по энергии частиц. Плазма со средней кинетической энергией частиц менее 10 эВ называется *холодной*. Плазму со средней кинетической энергией частиц более 100 эВ называют *горячей*, а плазму с промежуточными энергиями частиц – от 10 до 100 эВ – *теплой*. При анализе электризации КА нас в первую очередь будут интересовать первые два вида плазмы: холодная и горячая.

Холодная плазма в ионосфере и плазмосфере Земли

Холодная плазма содержится в *ионосфере и плазмосфере* Земли. Наличие холодной плазмы в ионосфере отражено даже в ее современном определении, согласно которому ионосферой называют область атмосферы Земли на высотах $30\text{--}1000\text{ км}$, содержащую частично ионизованную холодную плазму. Указанная верхняя граница ионосферы введена условно, поскольку вблизи нее параметры ионосферной плазмы не претерпевают каких-либо резких изменений, и ионосфера плавно переходит в плазмосферу.

Ионосфера Земли образуется в результате ионизации нейтральных частиц верхней атмосферы коротковолновым солнечным излучением и потоками заряженных частиц. Скорость ионообразования при ионизации нейтральных атомов и молекул верхней атмосферы зависит от двух противоположно действующих факторов: снижения интенсивности потока ионизирующего излучения по мере его проникновения в атмосферу и уменьшения концентрации нейтральных частиц атмосферы с увеличением высоты. Отсюда следует, что на некоторой высоте должны обеспечиваться оптимальные условия для ионизации, т.е. должен образовываться ионизованный слой атмосферы, на который приходится максимум концентрации электронов и ионов. Такой максимум в высотном распределении заряженных частиц в ионосфере действительно существует, он лежит на высотах $\sim 250-300$ км и называется *главным ионосферным максимумом* (рис. 1).

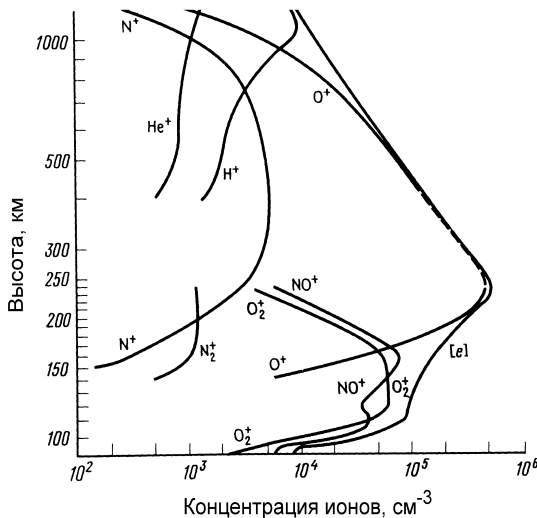


Рис. 1. Высотные профили концентрации ионов и электронов в ионосфере Земли

Данные, приведенные на рис. 1, свидетельствуют о сложности ионного состава ионосферной плазмы. Отметим, что выше 200 км, где осу-

ществляются орбитальные полеты, основным ионом является O^+ , а на высотах более 1000 км начинают преобладать ионы H^+ .

Помимо данных о концентрации заряженных частиц в ионосфере, для задач о взаимодействии КА с окружающей средой важны значения электронной T_e и ионной T_i температур ионосферной плазмы, которые могут быть неодинаковы и отличны от температуры нейтральной атмосферы T . В общем случае $T_e > T_i > T$, причем соотношение между температурами зависит от высоты и времени суток. На высотах $h < 300$ км $T_i \approx T$, а на высотах $h \sim 600-1000$ км $T_i \sim (2-3)T$. В ночное время температура электронов может лишь незначительно превышать температуру ионов (на 100-150 К), в дневное время это превышение увеличивается, достигая фактора 2 на $h \sim 400-600$ км.

Значения концентраций и температур электронов и ионов в ионосфере на высотах больше 200 км приведены в табл. 1. Эти значения соответствуют умеренному уровню солнечной и геомагнитной активности и усреднены по времени суток и географическому положению точки наблюдения. Реально характеристики ионосферной плазмы зависят от всех указанных параметров и могут изменяться в достаточно широких пределах. Описание вариаций характеристик ионосферной плазмы производится с помощью различных эмпирических и теоретических моделей. Для ориентировочных оценок полезно запомнить, что температура ионосферной плазмы составляет $\sim 10^3$ К, а кинетическая энергия частиц, соответствующая этой температуре, $\sim 0,1$ эВ.

В табл. 1 приведены также значения параметров холодной плазмы в плазмосфере Земли. Видно, что в плазмосфере с ростом высоты продолжается уменьшение концентрации заряженных частиц и увеличение температуры плазмы.

Верхняя граница плазмосферы (так называемая *плазмосауза*) находится в экваториальной плоскости на геоцентрическом расстоянии $L \sim 4-6$, которое измеряется в радиусах Земли R_3 при отсчете от центра Земли.

Таблица 1

**Значения параметров холодной плазмы в ионосфере
и плазмосфере Земли**

| Высота, км | $n_{e,i}$, см ⁻³ | T_e , К | T_i , К |
|------------------|------------------------------|----------------|----------------|
| Ионосфера | | | |
| 200 | $4,0 \cdot 10^5$ | 1350 | 880 |
| 300 | $4,9 \cdot 10^5$ | 1280 | 980 |
| 500 | $1,7 \cdot 10^5$ | 2130 | 1220 |
| 800 | $4,0 \cdot 10^4$ | 3050 | 1900 |
| 1000 | $2,2 \cdot 10^4$ | 3200 | 2000 |
| Плазмосфера | | | |
| 2000 | $1,0 \cdot 10^4$ | 3400 | 2100 |
| R ₃ | $5,0 \cdot 10^3$ | 5000 | 3000 |
| 3 R ₃ | $5,0 \cdot 10^2$ | $1 \cdot 10^5$ | $1 \cdot 10^4$ |

В отличие от верхней границы ионосферы, плазмопауза достаточно резко выражена, что связано с различием характера движения плазмы в плазмосфере и за ее пределами: внутри плазмосферы плазма совершает вращательное движение вместе с Землей, а вне плазмосферы конвекция плазмы происходит под действием электрических и магнитных полей магнитосферы. При переходе через плазмопаузу происходит скачкообразное уменьшение концентрации заряженных частиц до $1-10 \text{ см}^{-3}$ и повышение температуры плазмы до $\sim 10^5 \text{ К}$.

Общая характеристика и математическое описание горячей магнитосферной плазмы

В магнитосфере Земли горячая плазма присутствует преимущественно на высотах, измеряемых тысячами километров – в *плазменном слое* и в *области авроральной радиации*, которая проецируется вдоль геомагнитных силовых линий на ионосферные высоты, образуя *авро-*

ральные овалы, внутри которых электроны с энергиями ~1-50 кэВ проникают в атмосферу до высот ~100 км, вызывая полярные сияния.

Экваториальная граница аврорального овала лежит на широте ~68° на ночной стороне и на широте ~75° – на дневной стороне. Ширина зоны высыпаний составляет 2–3°. Оба указанных параметра зависят от уровня геомагнитной активности: с увеличением активности происходит расширение овала и смещение его внешней границы к экватору. В условиях сильных геомагнитных возмущений внешняя граница овала может располагаться на широте 55°, а внутренняя – на широте 80°. Воздействие на КА авроральных электронов имеет спорадический характер.

Таким образом, в высокоширотных областях низкоорбитальные КА могут подвергаться одновременному воздействию холодной ионосферной плазмы и потоков авроральных электронов. В таких условиях потенциал КА достигает ~1-5 кВ. Сразу же отметим, что этот случай электризации наиболее труден для анализа.

При рассмотрении внешних факторов, вызывающих электризацию КА, наибольшее внимание уделяют анализу характеристик горячей магнитосферной плазмы, поскольку именно она вызывает появление на КА наиболее высоких потенциалов.

К настоящему времени характеристики горячей магнитосферной плазмы достаточно хорошо изучены, чему в немалой степени способствовали исследования электризации геостационарных КА. Энергетические спектры электронов и ионов горячей магнитосферной плазмы, в частности в области ГСО, занимают диапазон энергий от 0,05 до 100 кэВ. Проведенные исследования показали, что функция распределения частиц горячей магнитосферной плазмы весьма точно аппроксимируется суперпозицией двух максвелловских распределений с характерными энергиями $kT_1 \cong 0,2-0,4$ кэВ и $kT_2 \cong 5-10$ кэВ

$$f_j(v_j) = n_{1j} \left(\frac{m_j}{2\pi kT_{1j}} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_j v_j^2}{2kT_{1j}} \right) + n_{2j} \left(\frac{m_j}{2\pi kT_{2j}} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_j v_j^2}{2kT_{2j}} \right),$$

где n_j – концентрация частиц j -ого сорта (электроны, протоны или другие ионы) соответственно для составляющих с температурами T_1 и T_2 ; m_j, v_j – масса и скорость частиц.

В качестве примера на рис. 2 показан дифференциальный энергетический спектр электронов, зарегистрированный в измерениях на геостационарном КА «Горизонт», в сопоставлении с аппроксимирующей двухтемпературной максвелловской функцией. Видно, что такая аппроксимация является достаточно корректной.

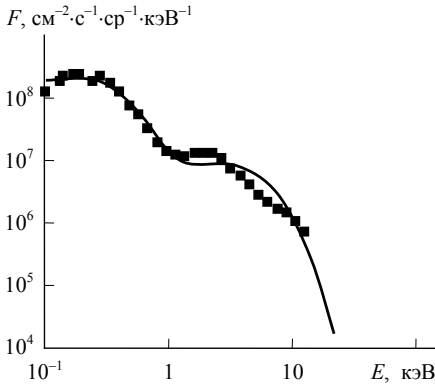


Рис. 2. Аппроксимация двухтемпературной максвелловской функцией (линия) энергетического спектра электронов, зарегистрированного на ГСО (точки)

Физические характеристики изотропного потока частиц плазмы определяются первыми четырьмя моментами функции распределения:

1) концентрация частиц $n_j = 4\pi \int_0^{\infty} f_j(v_j) v^2 dv$,

2) плотность потока частиц $J_j = 4\pi \int_0^{\infty} v f_j(v_j) v^2 dv = \frac{n_j}{2\pi} \left(\frac{2kT_j}{\pi m_j} \right)^{1/2}$,

3) давление $P_j = 4\pi \left(\frac{1}{3} m_j \right) \int_0^{\infty} v^2 f_j(v_j) v^2 dv = n_j k T_j$,

4) плотность потока энергии

$$F_j = \frac{1}{2} m_j \int_0^{\infty} v^3 f_j(v_j) v^2 dv = \frac{m_j n_j}{2} \left(\frac{2kT_j}{\pi m_j} \right)^{3/2} .$$

На основании результатов измерений потоков частиц плазмы с различными энергиями находят значения моментов функции распределения, на основании которых рассчитываются ее параметры T_1, T_2, n_{1j}, n_{2j} .

Характеристики горячей магнитосферной плазмы в области ГСО измерялись с помощью аппаратуры многих КА. Типичные дифференциальные энергетические спектры электронов и протонов горячей магнитосферной плазмы, построенные на основании усреднения результатов ряда измерений, показаны на рис. 3, а в табл. 2 приведены параметры двухтемпературных максвелловских функций распределения для электронов и протонов на ГСО, которые предложено рассматривать в качестве «наихудших условий» функционирования КА с точки зрения его электризации. Реально параметры плазмы могут изменяться в достаточно широких пределах в зависимости от уровня солнечной и геомагнитной активности.

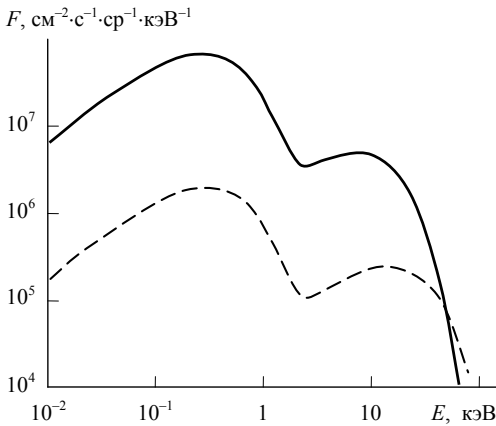


Рис. 3. Типичные дифференциальные энергетические спектры электронов (сплошная кривая) и протонов (пунктир) в области ГСО

Экспериментально установлено, что в области ГСО помимо ионов H^+ , являющихся обычно основным ионным компонентом плазмы, могут присутствовать ионы He^+ , O^+ , He^{2+} , O^{2+} ионосферного происхождения. Содержание эти ионов в плазме обычно растет с повышением уровня геомагнитной активности, а при очень высокой возмущенности концентрация ионов O^+ может в некоторых случаях превышать концентрацию

ионов H^+ . Поэтому ионный состав плазмы желательно учитывать в модели электризации геостационарных КА. Однако пока в большинстве случаев при анализе электризации рассматривают электронно-протонную плазму.

Таблица 2

Параметры двухтемпературных максвелловских функций распределения для электронов и протонов на ГСО «для наилучшего случая»

| Параметр | Электроны | Протоны |
|-----------------------|-----------|---------|
| $n_1, \text{см}^{-3}$ | 0,2 | 0,6 |
| $kT_1, \text{кэВ}$ | 0,4 | 0,2 |
| $n_2, \text{см}^{-3}$ | 1,2 | 1,3 |
| $kT_2, \text{кэВ}$ | 27,5 | 28,0 |

При анализе изменения характеристик горячей плазмы, воздействующей на геостационарный КА в течение суток, необходимо располагать данными о регулярном суточном ходе параметров плазмы и вариациях этих параметров, обусловленных геомагнитными возмущениями.

Поскольку на высоте ГСО магнитосфера Земли не обладает осевой симметрией, геостационарный КА при движении по орбите пересекает различные структурные области магнитосферы, характеризующиеся определенными параметрами магнитосферной плазмы и физическими механизмами ее движения в магнитосфере. Вследствие этого, перемещение КА по орбите синхронно с вращением Земли определяет суточные вариации параметров плазмы, воздействующей на КА.

Из-за сильной изменчивости положения границ магнитосферных областей (плазмосферы, плазменного слоя) и параметров плазмы внутри выделяемых структур, обусловленной магнитосферными возмущениями, т.е. в конечном счете изменениями уровня солнечной активности и параметров межпланетной среды, на регулярные суточные вариации параметров плазмы накладываются различные хаотические вариации.

Для задач, связанных с анализом электризации КА, наибольший интерес представляет определение положения КА относительно структурных областей магнитосферы на ночной ее стороне. Здесь со стороны больших L вплотную к ГСО примыкает (или частично перекрывает ее) плазменный слой, для которого характерны следующие параметры плазмы: $kT_e \sim 0,1-1$ кэВ, $kT_i \sim 1-10$ кэВ; $n_{e,i} \sim 1-3$ см⁻³. На обращенной к Земле границе плазменного слоя выделяют его кромку, в пределах которой во время магнитосферных возмущений формируется волна сжатия, обуславливающая инжекцию горячей плазмы в область ГСО.

Наиболее важная при анализе электризации КА закономерность регулярного суточного хода состоит в увеличении концентрации электронов обеих плазменных составляющих в утренние и вечерние часы и снижении ее в дневные часы. Зависимость от местного времени температур T_1 и T_2 носит более сложный характер. Тем не менее поток (ток) электронов горячей плазмы имеет отчетливо выраженные максимумы в утренние и вечерние часы. Такая зависимость потока электронов от местного времени иллюстрируется рис. 4, на котором представлены совокупные данные измерений на нескольких геостационарных КА.

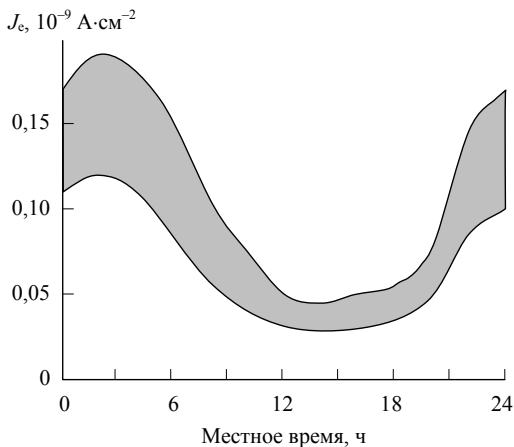


Рис. 4. Зависимость плотности тока электронов горячей плазмы от местного времени

С повышением уровня геомагнитной активности значения всех четырех параметров плазмы в среднем увеличиваются, при этом перепад значений параметров на протяжении суток обычно возрастает. Для потока электронов горячей плазмы зависимость от уровня геомагнитной активности, характеризуемого индексом K_p , выражена достаточно отчетливо (рис. 5).

Планетарный геомагнитный индекс K_p определяется на основании усреднения по трехчасовым интервалам результатов измерения вариаций геомагнитного поля на ряде наземных магнитных обсерваторий. Значение этого индекса изменяется в пределах от 0 до 9, причем его шкала является квазилогарифмической. Низкому уровню геомагнитной активности соответствуют значения $K_p \sim 1-2$, а максимальные значения K_p характеризуют очень высокий уровень возмущенности геомагнитного поля во время сильных магнитных бурь.

$J_e, 10^{-9} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$

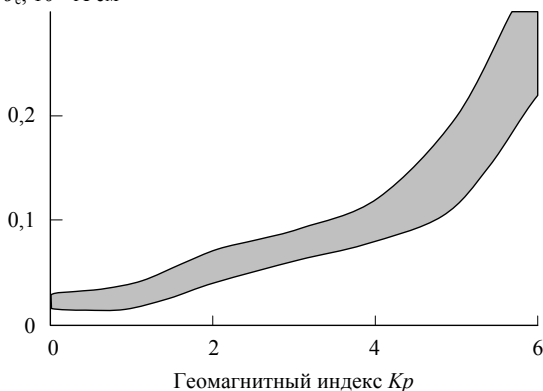


Рис. 5. Зависимость электронного тока горячей плазмы от индекса K_p

При высоком уровне геомагнитной активности в регулярном суточном ходе параметров плазмы практически всегда наблюдаются хаотические вариации, особенно ярко выраженные в вечернем секторе ГСО.

Описанные закономерности вариаций параметров плазмы в области ГСО при различных уровнях геомагнитной активности подтверждаются результатами длительных измерений, выполненных с помощью аппара-

туры НИИЯФ МГУ на ряде геостационарных КА. Такие измерения проводились с помощью спектрометров электронов и ионов плазмы, в которых селекция частиц по энергии осуществлялась с помощью электростатических анализаторов.

На основании экспериментальных данных были найдены значения четырех параметров аппроксимирующей функции: n_1 , n_2 , T_1 , T_2 .

На рис. ба,б представлены зависимости этих параметров от местного времени (LT) при разных уровнях геомагнитной активности, полученные по результатам одной из серий измерений. Значения, приведенные на рис. ба, относятся к случаю низкой геомагнитной активности (индекс $K_p \sim 1-2$), а на рис. бб – к случаю повышенной активности ($K_p \sim 3-5$).

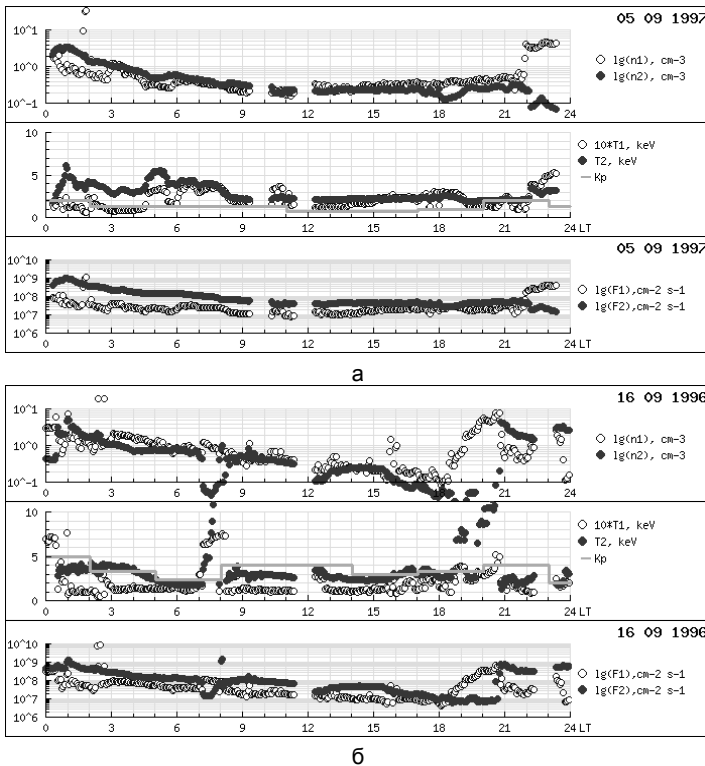


Рис. 6. Изменение параметров электронных составляющих плазмы в области ГСО при низкой (а) и повышенной (б) геомагнитной активности

Из сопоставления рис. 6а и 6б видно, что повышение уровня геомагнитной активности приводит к некоторому увеличению концентрации электронов обеих плазменных составляющих в утренние и вечерние часы, при этом снижение концентрации в дневные часы более значительно по сравнению со случаем низкой геомагнитной активности. Характер суточного хода параметров T_1 , T_2 в целом отличается незначительно, но можно отметить некоторое повышение значений температур и увеличение амплитуды их нерегулярных вариаций. Наблюдается также рост потоков электронов и увеличение перепада их значений при переходе от утренних часов к дневным.

3. Элементы теории плазменного зонда

На поверхность тела, внесенного в плазму, поступают потоки электронов и ионов, обусловленные тепловым движением частиц. При одинаковой энергии электронов и ионов, определяемой температурой плазмы, электроны имеют значительно более высокую скорость по сравнению с ионами из-за различия масс частиц. Поэтому вначале, пока внесенное в плазму тело не заряжено, поток электронов, падающий на поверхность, превышает поток положительных ионов, и тело заряжается отрицательно. Далее поступление заряженных частиц на поверхность происходит в условиях действия на них электрического поля, которое по отношению к электронам является тормозящим, а по отношению к положительным ионам – ускоряющим. Это в конечном итоге приводит к равенству потоков электронов и ионов при некотором отрицательном потенциале поверхности.

Такой простейший случай заряжения тела в двухкомпонентной плазме рассматривается в теории плазменного зонда, известного в физике как зонд Ленгмюра.

Токи частиц плазмы на поверхности незаряженного тела

Как уже указывалось, если внесенное в плазму тело не заряжено, т.е. находится при потенциале плазмы, токи, текущие на поверхность, обусловлены только тепловым движением частиц.

В этом случае плотность тока частиц плазмы одного вида с концентрацией n определяется выражением

$$j = -en \int (\mathbf{sv}) f(\mathbf{v}) d\mathbf{v},$$

где \mathbf{s} – нормаль к рассматриваемой поверхности, а произведение (\mathbf{sv}) – нормальная составляющая скорости. Интегрирование ведется по внешней относительно поверхности полусфере.

Для незаряженной поверхности при максвелловском распределении частиц по скоростям получим

$$j_0 = en \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2}.$$

В изотермической электронно-протонной плазме с одинаковой концентрацией частиц ($T_e = T_p$, $n_e = n_p$) отношение плотности электронного тока на незаряженной поверхности к плотности протонного тока определяется выражением

$$\frac{j_{e0}}{j_{p0}} = \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{1/2} = \sqrt{1836} \approx 43.$$

Токи частиц плазмы на поверхности заряженного тела

Этот случай значительно сложнее предыдущего, и его анализ представляет, по существу, основную задачу зондовой теории. Для расчета токов частиц плазмы, текущих на тело, находящееся под некоторым потенциалом относительно плазмы, нужно знать распределение потенциала и концентрации частиц в возмущенной зоне вблизи тела. Строгое решение этой задачи весьма сложно, поэтому обычно используются различные предположения, упрощающие формулировку задачи.

Равновесное распределение концентрации заряженных частиц, описываемое формулой Больцмана, нарушается в возмущенной зоне из-за поглощающего действия тела. Искажается и распределение потенциала внутри дебаевской сферы. Эти эффекты существенно зависят от соотношения размеров тела, радиуса Дебая и длины свободного пробега частиц. Последний параметр, как и в динамике нейтрального разрежен-

ного газа, определяет условие установления термодинамического равновесия и пределы применимости кинетической теории.

Длина свободного пробега нейтральных и заряженных частиц в ионосфере на высоте 200 км составляет около 100 м, на высоте 300 км – уже несколько километров и далее быстро растет с увеличением высоты в соответствии с разрежением среды. Таким образом, по отношению к характерным размерам КА $R \sim 10$ м длина свободного пробега частиц значительно больше на всех орбитах, и для описания взаимодействия КА с космической плазмой практически всегда применима кинетическая теория.

При расчете плазменных токов выделяют два случая: *случай тонкого экранирующего слоя*, $R \gg \lambda_D$, и *случай толстого экранирующего слоя*, $R \ll \lambda_D$. В условиях космического пространства первый случай реализуется в ионосфере ($\lambda_D \sim 0,5$ см), а второй характерен для ГСО ($\lambda_D \sim 0,5$ км). Вначале рассмотрим случай $R \ll \lambda_D$ применительно к анализу электризации КА на ГСО.

По отношению к заряженному телу частицы плазмы разделяются на *отталкивающиеся* (заряженные одноименно с телом) и *притягивающиеся* (противоположно заряженные).

Для отталкивающихся частиц функция распределения в окрестности заряженного тела и ток, текущий на тело, не зависят от распределения потенциала в возмущенной зоне. Величина тока определяется только потенциалом тела. Ток в этом случае не зависит и от формы поверхности тела. Последнее, правда, справедливо только для выпуклых поверхностей, поскольку на вогнутых участках возможно частичное «затенение» поверхности. При расчете тока отталкивающихся частиц нет каких-либо ограничений по скоростям. Плотность тока этих частиц находят интегрированием функции распределения Максвелла-Больцмана по всему пространству скоростей и геометрическому пространству вокруг рассматриваемого тела. В результате получаем

$$j_- = j_0 \exp\left(-\frac{e|\varphi|}{kT}\right),$$

где j_0 – плотность тока, текущего на незаряженную поверхность, определенная ранее. Подстрочный индекс «минус» в этой записи означает, что частицы отталкиваются (в нашем случае – электроны).

Расчет тока притягивающихся частиц (положительных ионов) существенно сложнее, поскольку ток зависит от пространственного распределения потенциала в возмущенной зоне вблизи заряженного тела. Определенные ограничения накладываются и на скорости частиц при интегрировании. В этом случае используется представление о некоторой эффективной поверхности вокруг заряженного тела, оказавшись на которой, частицы затем попадут на тело. Площадь этой эффективной поверхности зависит от потенциала тела, причем такие зависимости для тел разной формы неодинаковы. Соответственно отличаются и выражения для токов притягивающихся частиц.

Для геометрически простых тел (плоскость, цилиндр, сфера) при некоторых упрощающих расчет предположениях, в частности при достаточно плавном изменении потенциала внутри экранирующего слоя, могут быть получены следующие выражения, описывающие плотность тока притягивающихся частиц:

плоскость $j_+ = j_0,$

цилиндр $j_+ = j_0 \left[1 + \frac{e\varphi}{kT}\right]^{1/2},$

сфера $j_+ = j_0 \left[1 + \frac{e\varphi}{kT}\right].$

Отсутствие зависимости величины j_+ от потенциала в случае плоскости объясняется неизменностью площади собирающей поверхности при разных потенциалах. Для цилиндра и сферы такие зависимости существуют, причем они различны.

При точном расчете токов притягивающихся частиц, учитывающем конечную толщину экранирующего слоя, распределение потенциала внутри него и особенности изменения функции распределения частиц, выражения для токов в случае цилиндра и сферы усложняются.

В случае тонкого экранирующего слоя ($R \gg \lambda_D$) для расчета плотности тока отталкивающихся частиц можно использовать приведенную выше формулу, расчет плотности тока притягивающихся частиц еще более усложняется. В этом случае расчет также основывается на концепции эффективной собирающей поверхности, радиус которой при условии

$$|\varphi| \geq \frac{kT_e}{e} \left(\frac{R}{\lambda_D} \right)^{4/3},$$

т.е. при достаточно больших потенциалах может быть описан приближенным выражением

$$R_c = 0,803R \left[\frac{e|\varphi|}{kT} \left(\frac{\lambda_D}{R} \right)^{4/3} \right]^{3/7}.$$

Отметим, что указанное условие и приведенное выражение для R_c соответствуют важному случаю заряжения КА в ионосферной плазме при воздействии на него потока авроральных электронов.

Вольт-амперная характеристика электрического зонда в плазме

Зависимость тока, текущего на зонд, от потенциала зонда относительно окружающей плазмы называется *вольт-амперной характеристикой* зонда, или просто *зондовой характеристикой*. Типичная зондовая характеристика изображена на рис. 7. Полный ток J , текущий на зонд, равен разности электронного J_e и ионного J_i токов

$$J = J_e - J_i,$$

или

$$J = S(j_e - j_i),$$

где S - площадь поверхности зонда.

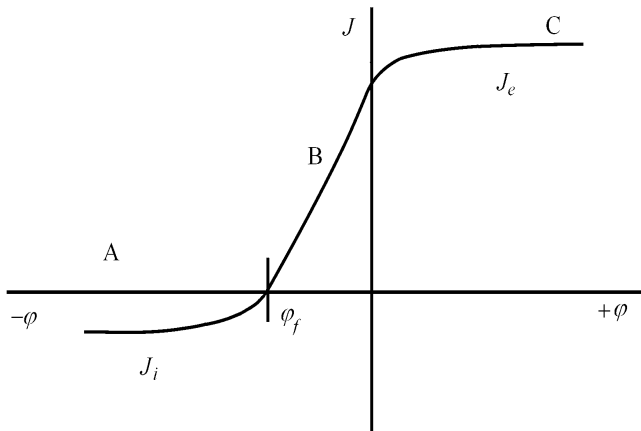


Рис. 7. Зондовая характеристика

При постепенном уменьшении отрицательного потенциала зонда, т.е. при удалении по оси абсцисс вправо из области А, происходит экспоненциальное увеличение электронного тока (участок В на рис. 7). На этом участке полный ток, текущий на зонд, обусловлен как электронами, так и ионами.

При переходе в область положительных потенциалов (участок С) ионы перестают попадать на зонд. Здесь ток, текущий на зонд, обусловлен только электронами. Будем рассматривать плоский зонд, для которого, как указывалось, ток притягивающихся частиц не зависит от потенциала зонда. Тогда для участков А и С характеристики имеем соответственно $J = J_i = J_{i0}$ и $J = J_e = J_{e0}$, причем $J_{i0} \ll J_{e0}$ из-за различия скоростей ионов и электронов.

Для цилиндрического и сферического зондов токи на этих участках зависят от приложенного потенциала (см. формулы для токов j_+), при этом нужно учитывать, что в области положительных потенциалов притягивающимися частицами становятся электроны.

Зондовая характеристика позволяет найти основные параметры плазмы. Для определения электронной температуры используется уча-

сток В, на котором ток электронов описывается приведенным выше выражением для отталкивающихся частиц. Из этого выражения получаем

$$kT_e = \frac{e|\varphi|}{\ln\left(\frac{J_{e0}}{J_e}\right)} .$$

Практически удобно построить зависимость $\ln(J_e) = f(|\varphi|)$, тангенс угла наклона линейного участка которой равен e/kT_e . Зная T_e , можем найти концентрацию электронов n_e с помощью выражения для J_{e0} .

Плавающий потенциал зонда в плазме

Применительно к проблеме электризации КА особый интерес представляет точка зондовой характеристики при потенциале φ_f , в которой суммарный ток, текущий на зонд, обращается в нуль, т.е. потоки электронов и ионов, попадающие на зонд из плазмы, равны.

Именно до такого потенциала зарядится зонд в плазме, если к нему не прикладывать напряжение из внешней электрической цепи. Потенциал φ_f называется *потенциалом свободного зонда*, или *плавающим потенциалом*. Плавающий потенциал отрицателен относительно потенциала плазмы из-за более высокой скорости электронов по сравнению с ионами при одинаковой температуре. Это обстоятельство уже отмечалось выше.

При отрицательном потенциале для плоского зонда имеем

$$j_{i0} = j_{e0} \exp\left(-\frac{e|\varphi_f|}{kT_e}\right),$$

откуда

$$|\varphi_f| = \frac{kT_e}{e} \ln\left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} .$$

Задача определения потенциала КА в космической плазме тождественна задаче расчета плавающего потенциала зонда, однако она значительно усложнена многокомпонентностью космической плазмы по температуре и ионному составу, в некоторых случаях – анизотропией плаз-

мы по отношению к движущемуся КА, а также вторично-эмиссионными процессами на поверхности КА, к рассмотрению которых мы перейдем.

4. Вторично-эмиссионные процессы на поверхности космических аппаратов

Основные понятия и определения

При бомбардировке поверхности КА электронами и ионами разных энергий, присутствующими в космическом пространстве, из приповерхностных слоев материалов внешней оболочки могут выбиваться так называемые *вторичные электроны и ионы*, которые покидают поверхность. Частицы, бомбардирующие поверхность, называют *первичными*.

Явление испускания поверхностью твердого тела вторичных частиц при бомбардировке ее первичными частицами называется *вторичной эмиссией*. В зависимости от конкретных сочетаний первичных и вторичных частиц различают разные виды вторичной эмиссии.

Процесс испускания электронов поверхностью под действием пучка электронов называется *вторичной электронной эмиссией*.

Если вторичные электроны выбиваются падающими на поверхность ионами, происходит *ионно-электронная эмиссия*.

При облучении поверхности ионным пучком происходит также выбивание вторичных ионов. Это явление называется *ионно-ионной, или вторичной ионной, эмиссией*.

И, наконец, падающие на поверхность электроны могут выбивать из нее в некотором количестве ионы – это *электронно-ионная эмиссия*.

Выход вторичных частиц во всех перечисленных вторично-эмиссионных процессах принято характеризовать *коэффициентом вторичной эмиссии*, который определяется как отношение потока частиц рассматриваемого вида, идущих от мишени, к потоку частиц, падающих на мишень. Иными словами, коэффициент вторичной эмиссии равен среднему числу вторичных частиц, возникающих при взаимодействии с поверхностью одной первичной частицы.

Коэффициент вторичной электронной эмиссии обозначают обычно буквой σ , он равен отношению тока вторичных электронов к току пучка первичных электронов

$$\sigma = J_2^e / J_1^e .$$

Коэффициент вторичной эмиссии, обусловленный воздействием на поверхность ионов, принято обозначать буквой γ (иногда с разными индексами). Например, коэффициент ионно-электронной эмиссии определяется как отношение тока вторичных электронов к току падающего на поверхность ионного пучка

$$\gamma = J_2^e / J_1^i .$$

Электроны могут испускаться твердым телом под действием квантов света, если энергия квантов достаточно велика. Это явление называется *фотоэлектронной эмиссией*, или *внешним фотоэффектом*.

Фотоэлектронная эмиссия характеризуется *квантовым выходом*, который равен отношению числа электронов, покидающих поверхность за некоторое время, к числу квантов, падающих на поверхность за то же время, т.е. как и в эмиссионных явлениях типа «частица-частица», квантовый выход показывает среднее число эмитированных электронов, но теперь уже приходится на один фотон.

Величины коэффициентов вторичной эмиссии зависят от вида и энергии первичных частиц, от рода материала, степени чистоты его поверхности, угла падения первичных частиц и от некоторых других менее существенных факторов.

Закономерности вторичной электронной эмиссии

Энергетический спектр вторичных электронов

При бомбардировке твердого тела электронами движение первичных электронов в веществе может иметь различный характер. Траектории, по которым движутся в веществе мишени падающие на нее первичные электроны, можно разделить на три типа (рис. 8).

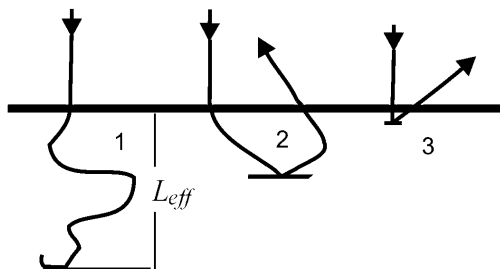


Рис. 8. Возможные траектории движения первичных электронов в веществе мишени: 1 - полное торможение; 2 - неупругое отражение; 3 - упругое отражение

1. Первичный электрон движется в глубь мишени по зигзагообразной траектории, постепенно теряя энергию в столкновениях с электронами вещества и изменяя направление движения (процесс *рассеяния*) в результате этих столкновений (кривая 1). Полностью передав исходную кинетическую энергию электронам вещества, первичный электрон останавливается в мишени на некоторой глубине L_{eff} , которую называют *эффективной глубиной проникновения* первичного электрона в мишень. При фиксированной энергии первичных электронов, бомбардирующих мишень, глубина L_{eff} приблизительно постоянна, она растет с увеличением энергии первичных электронов. Итак, в рассматриваемом случае происходит *полное поглощение энергии* первичного электрона и соответственно его полное торможение в веществе мишени.

2. После ряда столкновений с электронами вещества мишени на сравнительно небольшой глубине первичный электрон начинает двигаться к поверхности (кривая 2) в результате рассеяния на большие углы. Если при достижении поверхности энергия первичного электрона превышает работу выхода данного материала, он покидает твердое тело. Этот тип взаимодействия падающих электронов с твердым телом называется *неупругим отражением* электронов.

3. Падающий электрон отражается от приповерхностных атомных слоев материала мишени практически без потерь энергии (кривая 3) - происходит *упругое отражение* электрона.

При полном торможении падающего электрона в мишени (кривая 1) и при неупругом отражении (кривая 2) в области траектории движения первичного электрона возникают *возбужденные электроны* - электроны вещества мишени, получившие некоторую дополнительную энергию в результате столкновения с первичным электроном.

Возбужденные электроны движутся из области образования во все стороны, в том числе к поверхности мишени. Как и первичные электроны, возбужденные электроны при движении теряют свою энергию в столкновениях с электронами вещества. Из мишени выходят только те возбужденные электроны, энергия которых у поверхности превышает работу выхода материала мишени. Электроны, покидающие поверхность твердого тела в результате такого процесса, называются *истинно вторичными электронами*.

Таким образом, в потоке электронов, идущих от мишени, можно выделить электроны трех групп: истинно вторичные электроны, неупруго отраженные электроны и упруго отраженные электроны.

В соответствии с этим полный коэффициент вторичной электронной эмиссии может быть представлен в виде

$$\sigma = \delta + \eta + r$$

где $\delta = J_2^B / J_1$ - коэффициент истинной вторичной электронной эмиссии; $\eta = J_2^{HO} / J_1$ - коэффициент неупругого отражения первичных электронов; $r = J_2^{YO} / J_1$ - коэффициент упругого отражения первичных электронов.

В приведенной записи $J_2^B, J_2^{HO}, J_2^{YO}$ - соответственно токи, обусловленные истинно вторичными электронами, неупруго отраженными электронами и упруго отраженными электронами.

Разделение вторичных электронов на три указанные группы производится на основании анализа их распределения по энергиям. На рис. 9 изображен *дифференциальный энергетический спектр* вторичных электронов, т.е. зависимость числа вторичных электронов с данной энергией от величины энергии вторичных электронов E_2 .

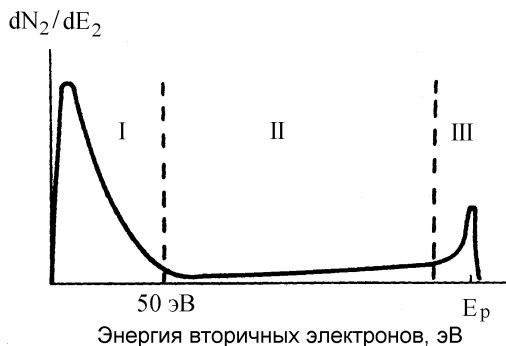


Рис. 9. Дифференциальный энергетический спектр вторичных электронов: I - истинно вторичные электроны; II - неупруго отраженные электроны; III - упруго отраженные первичные электроны

Наибольшее число в потоке вторичных электронов обычно составляют истинно вторичные электроны, которым соответствует пик в области малых энергий энергетического спектра (область I); неупруго отраженным электронам соответствует область II энергетического спектра; и, наконец, узкий пик в правой части спектра, соответствующий энергии первичных электронов E_p , обусловлен упругим отражением первичных электронов (область III). Следует отметить, что физической границы между областями I и II энергетического спектра не существует, поскольку невозможно разделить истинно вторичные электроны, покидающие поверхность с достаточно высокими энергиями, и неупруго отраженные электроны с такими же энергиями. В качестве границы между областями I и II условно принята энергия 50 эВ . Максимум пика истинно вторичных электронов соответствует энергиям $1-5 \text{ эВ}$.

Зависимость коэффициентов δ, η, r от энергии и угла падения первичных электронов

Зависимость коэффициента истинной вторичной электронной эмиссии δ от энергии первичных электронов E_p может быть представлена в виде

$$\delta(E_p) = \int_0^{\infty} G(z, E_p) f(z) dz,$$

где $G(z, E_p)$ - плотность возбуждения вторичных электронов в веществе, она равна среднему числу возбужденных электронов, образованных одним первичным электроном с энергией E_p в слое толщиной dz на глубине z ; $f(z)$ - вероятность выхода из мишени возбужденного электрона, образованного на глубине z .

Очевидно, что количество истинно вторичных электронов, покидающих мишень, должно зависеть от общего числа электронов, возбуждаемых в мишени первичным электроном, от распределения возбужденных электронов по глубине и от вероятности выхода возбужденных электронов из каждого слоя мишени dz в вакуум.

Средняя энергия возбужденных электронов слабо зависит от энергии первичных электронов E_p , поэтому можно считать, что среднее число возбужденных электронов, приходящееся на один первичный электрон, приблизительно пропорционально E_p .

Глубина возбуждения вторичных электронов в мишени определяется закономерностями торможения первичного электрона в веществе: большую часть своей исходной энергии первичный электрон теряет в конце пути. Поэтому можно предположить, что функция $G(z, E_p)$ имеет максимум при некотором значении z_m , близком к L_{eff} , причем глубина z_m , на которой образуется большая часть возбужденных электронов, увеличивается с ростом энергии первичных электронов E_p .

Вероятность выхода возбужденного электрона в вакуум с глубины z может быть представлена экспоненциальной зависимостью

$$f(z) = B_0 \exp(-z/\lambda_s),$$

где B_0 – вероятность выхода электронов в вакуум с поверхности ($z=0$); λ_s – эффективная глубина выхода возбужденных электронов, составляющая $\sim 0,5-3$ нм.

С учетом выражения для $f(z)$ можно записать

$$\delta(E_p) = B_0 \int_0^{\infty} G(z, E_p) \exp(-z/\lambda_s) dz.$$

Из приведенного выше качественного анализа видно, что с увеличением энергии первичных электронов от малых значений коэффициент истинной вторичной эмиссии δ сначала должен расти за счет увеличения общего числа электронов, возбуждаемых в материале мишени. Но по мере роста E_p увеличивается глубина зарождения основной массы возбужденных электронов, а следовательно, уменьшается вероятность их выхода в вакуум в соответствии с зависимостью $\exp(-z/\lambda_s)$. Поэтому при некотором значении энергии первичных электронов коэффициент истинной вторичной эмиссии должен достигать максимальной величины, а затем он должен уменьшаться за счет уменьшения вероятности выхода возбужденных электронов с больших глубин.

Такая зависимость δ от E_p действительно наблюдается (рис. 10). Максимальное значение коэффициента истинной вторичной эмиссии δ_m достигается при энергии первичных электронов E_{pm} . Если величина $\delta_m > 1$, как на рис. 10, то можно указать еще две характерные энергии первичных электронов E_{p1} и E_{p2} , при которых $\delta = 1$.

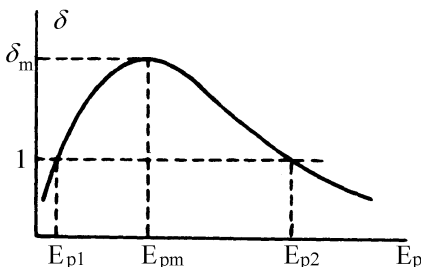


Рис. 10. Зависимость коэффициента истинной вторичной эмиссии от энергии первичных электронов

Зависимость коэффициента неупругого отражения электронов от энергии электронов выражена весьма слабо, причем для многих материалов наблюдается незначительный максимум приблизительно при тех же энергиях, которым соответствует δ_m .

Коэффициент упругого отражения электронов r существен лишь при малых энергиях падающих электронов $E \sim (1-20)$ эВ. При этих энергиях наблюдаются значения $r = 0,1 - 0,35$. В области средних энергий падающих электронов $E_p = (0,1-10)$ кэВ величина коэффициента r составляет лишь (2-3)%, поэтому процесс упругого отражения электронов не дает существенного вклада в величину полного коэффициента вторичной электронной эмиссии и не влияет на его зависимость от E_p .

Зависимость полного коэффициента вторичной электронной эмиссии σ от энергии падающих электронов E_p определяется суммой зависимостей $\delta(E_p)$ и $\eta(E_p)$, она подобна зависимости $\delta(E_p)$, но имеет обычно несколько более широкий максимум, смещенный в сторону больших значений E_p . Для металлов значения $\sigma_m = 0,5-1,8$; они достигаются при $E_{pm}=(0,2-0,9)$ кэВ. Для большинства полупроводников $\sigma_m = 1-1,5$, $E_{pm} = (0,3-0,8)$ кэВ, а для диэлектриков (слюда, стекло, кварц, полимеры и т.д.) значения σ_m обычно выше, чем для металлов и полупроводников – $\sigma_m = 2-5$ при $E_{pm} = (0,2-0,5)$ кэВ.

Более высокое значение σ_m диэлектриков объясняется тем, что в этом случае возбужденные электроны теряют меньше энергии при движении к поверхности из-за отсутствия электронов в зоне проводимости, т.е. более высока вероятность выхода возбужденных электронов из мишени в вакуум.

На рис. 11 в качестве примера приведены зависимости коэффициента σ от энергии первичных электронов для трех полимерных материалов, часто используемых на внешней поверхности КА.

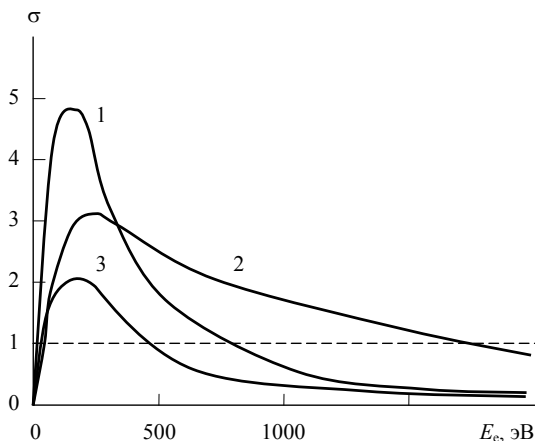


Рис. 11. Зависимость полного коэффициента вторичной электронной эмиссии от энергии первичных электронов для полимерных материалов: 1 - майлар; 2 - фторопласт; 3 - полиамид

Для аналитического описания зависимости коэффициента вторичной электронной эмиссии от энергии первичных электронов ее удобно представить в нормированном виде $\sigma / \sigma_m = f(E / E_m)$. Здесь и далее для упрощения записи вместо обозначения E_{pm} будем использовать E_m .

При исследовании электризации КА такие аналитические зависимости требуется получать индивидуально для каждого материала, причем они должны быть достаточно корректными вплоть до энергии первичных электронов $\sim 10-20$ кэВ. Поэтому для их описания целесообразно использовать известную в эмиссионной электронике формулу Стерн-гласса, модифицировав ее введением дополнительного подгоночного параметра α .

$$\frac{\sigma}{\sigma_m} = \left(\frac{E}{E_m}\right)^\alpha \exp\left(1 - 2\sqrt{\left(\frac{E}{E_m}\right)^\alpha}\right).$$

Результаты расчетов по этой формуле при разных значениях подгоночного параметра α приведены на рис. 12. Видно, что путем варьирования параметра α можно значительно изменять ход кривых, что позво-

ляет добиваться наилучшего согласия расчетных кривых с экспериментальными данными.

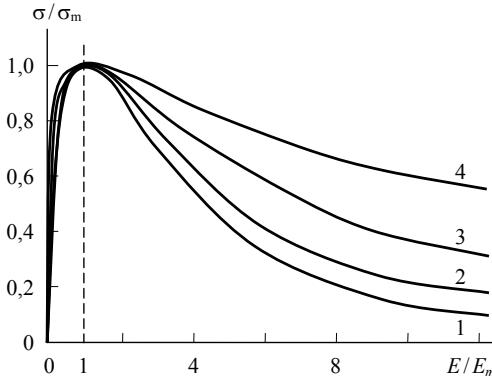


Рис. 12. Расчетные зависимости

$$\sigma / \sigma_m = f(E / E_m)$$

при разных значениях подгоночного параметра α : 1 – 1,0; 2 – 0,75; 3 – 0,5; 4 – 0,25

Помимо зависимости вторично-эмиссионных коэффициентов от энергии первичных электронов важна их зависимость от угла падения электронов на мишень θ , который отсчитывается от нормали к поверхности. В упрощенной форме такая зависимость описывается функцией $\sec \theta$. Иногда применяются более точные выражения.

На рис. 13 показаны нормированные зависимости полного коэффициента вторичной электронной эмиссии от угла падения первичных электронов для ряда металлов

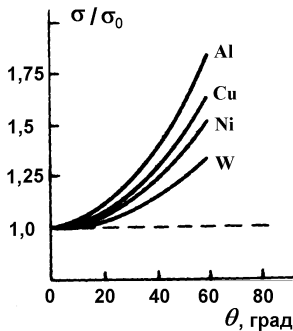


Рис. 13. Нормированная зависимость коэффициента σ от угла падения первичных электронов для ряда металлов (σ_0 - значение коэффициента при $\theta=0$)

Зависимость $\sigma(\theta)$ качественно может быть объяснена тем, что при увеличении угла θ зарождение возбужденных электронов в мишени происходит ближе к поверхности, т.е. возрастает вероятность их выхода в вакуум при прочих равных условиях.

Учет угловой зависимости $\sigma(\theta)$ для изотропного потока космической плазмы может заметно увеличить значения σ , используемые при анализе электризации КА (рис. 14).

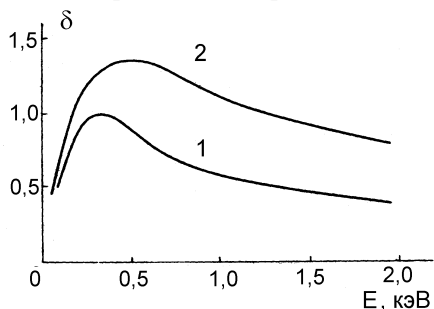


Рис. 14. Зависимость коэффициента истинной вторичной электронной эмиссии δ для алюминия от энергии первичных электронов: 1 – при нормальном падении первичных электронов; 2 – при изотропном пространственном распределении потока первичных электронов

Ионно-электронная эмиссия

При выбивании электронов из вещества ионами возбуждение электронов происходит не только за счет кинетической энергии падающих ионов, но и за счет их потенциальной энергии ионов, т.е. энергии, затраченной на ионизацию нейтральных атомов. Ионы, находящиеся в метастабильном состоянии, обладают дополнительной потенциальной энергией возбужденного состояния. Потенциальную энергию имеют и метастабильные нейтральные атомы, поэтому они также могут выбивать электроны из мишени за счет действия потенциального механизма.

Соответственно принято различать два вида ионно-электронной эмиссии: *кинетическую* и *потенциальную*. Полный коэффициент ионно-электронной эмиссии может быть представлен в виде

$$\gamma = \gamma_k + \gamma_p$$

где γ_k - коэффициент кинетической ионно-электронной эмиссии, γ_p - коэффициент потенциальной ионно-электронной эмиссии.

При кинетической ионно-электронной эмиссии возбуждение электронов вещества происходит подобно тому, как это имеет место при вторичной электронной эмиссии, но с некоторыми отличиями, обусловленными особенностями торможения тяжелых частиц в веществе и спецификой взаимодействия их с электронами вещества. Тормозящийся ион, в отличие от электрона, движется в веществе практически прямолинейно, теряя энергию в столкновениях очень малыми порциями, что объясняется сильным различием масс иона и электрона.

Удельные потери энергии иона описываются формулой Ливингстона-Бете

$$-\left(\frac{dE_p}{dz}\right) = (4\pi e^4 Z_i^2 Z_M n / m v_i^2) b,$$

(здесь $b = \ln(2m v_i^2 / E_i) - \ln[1 - v_i^2 / c^2] - (v_i^2 / c^2)$ - коэффициент торможения, Z_i - атомный номер иона, Z_M - атомный номер вещества мишени, E_i - средний потенциал ионизации атомов вещества мишени, n - концентрация атомов в веществе мишени, e и m - заряд и масса электрона, v_i - скорость иона, c - скорость света), или приближенно

$$-\left(\frac{dE_p}{dz}\right) = Z_i^2 / v_i^2.$$

Чем медленнее частица, т.е. чем больше ее масса при заданной энергии, и чем больше ее заряд, тем выше потери энергии, поскольку сильнее кулоновское поле частицы и больше время, в течение которого это поле действует на электроны вещества мишени. С другой стороны, при слишком малых скоростях движения иона по отношению к скоростям движения электронов в атомах не происходит эффективного возбуждения электронов вещества. Поэтому кинетический механизм ионно-электронной эмиссии имеет энергетический порог, ниже которого действие механизма прекращается. Пороговая энергия зависит от природы иона и материала мишени и составляет приблизительно 1-2 кэВ, а соответствующие пороговые скорости иона $10^4 - 10^5$ м·с⁻¹.

Зависимость коэффициента кинетической ионно-электронной эмиссии от энергии первичных ионов $\gamma = f(E)$ подобна рассматривавшейся выше зависимости для коэффициента σ . Однако, в отличие от вторичной электронной эмиссии, энергия ионов E_m , соответствующая максимальному значению коэффициента ионно-электронной эмиссии γ_m , лежит для большинства материалов при бомбардировке их протонами в области энергий 40-100 кэВ и возрастает с увеличением массы ионов.

Для аналитического описания нормированной энергетической зависимости коэффициента γ удобно использовать следующее выражение:

$$\frac{\gamma}{\gamma_m} = 2 \left(\frac{E}{E_m} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{E}{E_m} \right)^{-1}.$$

Результаты расчета по этой формуле в сопоставлении с экспериментальными данными, полученными при бомбардировке протонами различных материалов, приведены на рис. 15.

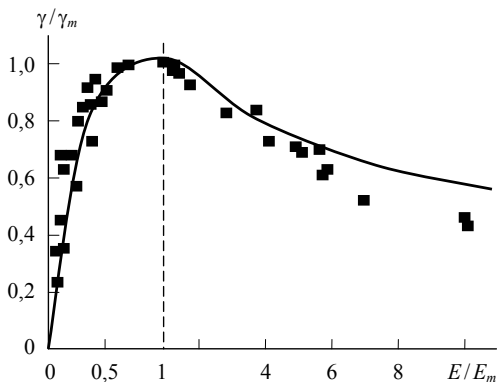


Рис. 15. Нормированная энергетическая зависимость коэффициента γ : кривая — расчет, точки — эксперимент

Фотоэлектронная эмиссия

Процесс выбивания фотоэлектронов из материала по аналогии с процессом вторичной электронной эмиссии может рассматриваться как состоящий из двух стадий: возбуждения электронов вещества падающими фотонами и движения возбужденных электронов к поверхности с последующим преодолением потенциального барьера. Отличие состоит

в том, что в соответствии с законами сохранения энергии и импульса фотон не может поглощаться свободными электронами проводимости. Обязательным условием передачи энергии фотона электрону является наличие связанного состояния электрона - на поверхности, в кристаллической решетке или атоме, что снижает вероятность поглощения фотона. Вторая стадия процесса идентична для обоих случаев.

Фотоэлектронная эмиссия подчиняется следующим законам.

1) Фотоэлектронный ток пропорционален интенсивности светового потока (*закон Столетова*).

2) Кинетическая энергия фотоэлектронов не зависит от интенсивности светового потока, при этом максимальное значение энергии фотоэлектронов определяется *законом Эйнштейна*

$$E_{km} = h\nu - e\varphi,$$

где $e\varphi$ - работа выхода вещества.

Из закона Эйнштейна следует наличие *длинноволновой (красной) границы* фотоэлектронной эмиссии, которая определяется условием

$$h\nu_0 = e\varphi$$

Здесь $h\nu_0$ - минимальная энергия кванта, при которой происходит вырывание фотоэлектронов из материала; соответствующая этой энергии максимальная длина волны

$$\lambda_0 \text{ [нм]} = 1,24 \cdot 10^3 / e\varphi \text{ [эВ]} .$$

Строго говоря, это соотношение справедливо только при температуре абсолютного нуля. При более высоких температурах энергетическая граница фотоэффекта становится нерезкой из-за размытия уровня Ферми.

Температурная зависимость фотоэлектронного тока вблизи λ_0 описывается *законом Фаулера*. Однако в большинстве прикладных задач этот фактор можно не учитывать.

3) При интенсивных световых потоках (создаваемых, например, с помощью лазеров) линейная зависимость фотоэлектронного тока от

интенсивности светового потока может нарушаться, т.е. нарушается закон Столетова. Возможно также нарушение закона Эйнштейна из-за возникновения *многофотонной фотоэлектронной эмиссии*, обусловленной поглощением одним электроном нескольких фотонов. При освещении материалов солнечным излучением такие процессы имеют малую вероятность.

Основной характеристикой внешнего фотоэффекта является *спектральная зависимость квантового выхода* – зависимость числа эмитируемых фотоэлектронов, приходящихся на один фотон, от энергии фотонов (или от длины волны). На рис. 16 в качестве примера показана такая спектральная зависимость квантового выхода для окиси индия.

В задачах анализа электризации КА удобнее использовать интегральный параметр: плотность тока фотоэлектронной эмиссии J_{ph} , которая определяется с учетом распределения энергии в спектре солнечного излучения. Для большинства материалов, используемых на внешней поверхности КА, этот параметр лежит в пределах $(1-5) \cdot 10^{-9}$ А·см⁻².

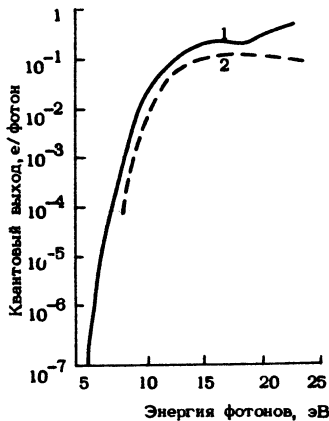


Рис. 14. Квантовый выход для окиси индия In₂O₃ (1) и для кварца, покрытого углеродной пленкой (2)

Энергетические спектры фотоэлектронов обычно имеют максимум в области 1-2 эВ и верхнюю границу около 10-15 эВ. С увеличением

энергии падающих фотонов для некоторых материалов наблюдается расширение пика в энергетическом спектре и смещение его в область более высоких энергий.

Данные по эмиссионным параметрам некоторых материалов, используемых в конструкциях современных КА, представлены в табл. 3.

Таблица 3

Эмиссионные характеристики материалов

| Материал | электроны | | | протоны | | J_{ph} $10^{-9} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ |
|-------------------------|------------|----------------|--------|----------|----------------|--|
| | δ_m | E_m , кэВ | η | γ | E_m , кэВ | |
| стекло | 2,4 | 0,3 | 0,12 | 5,0 | 70,0 | 2,0 |
| полиамид | 2,1 | 0,15 | 0,07 | 5,8 | 80,0 | 2,0 |
| лавсан | 2,3 | 0,4 | 0,11 | 5,0 | 100,0 | 2,0 |
| фторопласт | 3,0 | 0,3 | 0,09 | 5,0 | 70,0 | 2,0 |
| углерод | 0,75 | 0,35 | 0,08 | 5,0 | 70,0 | 2,1 |
| алюминий | 0,97 | 0,3 | 0,17 | 4,0 | 80,0 | 4,0 |
| серебро | 1,5 | 0,8 | 0,4 | 2,0 | 300,0 | 3,0 |
| In_2O_3 | 2,35 | 0,35 | 0,2 | 4,2 | 45,0 | 3,2 |

Особенности протекания вторично-эмиссионных процессов на поверхности КА

Протекание вторично-эмиссионных процессов на поверхности КА имеет ряд особенностей. Все рассмотренные виды вторичной эмиссии обнаруживают сильную чувствительность к состоянию поверхности. Но поверхность КА практически не бывает атомно-чистой. На ней часто присутствует слой адсорбированного газа, толщина и зарядовое состояние которого могут быть различными. Адсорбционный слой оказывает

значительное влияние на протекание различных эмиссионных процессов. Это влияние неоднозначно, оно зависит от рода материала мишени, состава и структуры адсорбционного слоя, вида эмиссии и т.д. Чаще всего появление адсорбционного слоя на поверхности металла приводит к увеличению выхода вторичных электронов. Это характерно для вторичной электронной и фотоэлектронной эмиссии.

Наличие на поверхности КА слоя адсорбированного газа может при некоторых условиях движения в ионосфере значительно интенсифицировать процессы *поверхностной ионизации* частиц набегающего потока. При соударении с поверхностью атомов кислорода, которые обладают высоким сродством к электрону, часть атомов отражается в виде отрицательных ионов, что непосредственно влияет на баланс токов на поверхности КА.

В ионосфере в условиях воздействия на КА набегающего газового потока свойства материалов внешней оболочки в значительной степени определяются плазмохимическими процессами, протекающими на поверхности. Под действием набегающего плазменного потока происходит распыление материалов, приводящее к образованию на поверхности характерного микрорельефа и к изменению свойств материалов, в том числе их вторично-эмиссионных характеристик.

Ранее было показано (см. рис. 1), что в интервале высот от 200 до 700 - 900 км основным ионным компонентом ионосферы является ион O^+ . В составе нейтральной атмосферы Земли на этих высотах также преобладают атомы кислорода, причем их концентрация на несколько порядков выше концентрации ионов O^+ , поскольку, как уже подчеркивалось, ионосферная плазма является слабо ионизованной. Атомарный кислород обладает высокой химической активностью, которая усилена кинетической энергией сталкивающихся с поверхностью атомов (~ 5 эВ), обусловленной орбитальной скоростью КА. Поэтому на низких околоземных орбитах наибольшее влияние на состояние поверхности КА оказывает набегающий поток нейтральных атомов кислорода.

Физико-химическое воздействие атомарного кислорода на материалы приводит к образованию летучих окислов, легко покидающих поверхность. Поэтому данный вид распыления материалов часто называют *химическим* распылением.

В наибольшей степени подвержены разрушающему воздействию атомарного кислорода полимерные материалы. Для них толщина уносимого с поверхности слоя может достигать нескольких десятков и даже сотен микрометров в год.

Для количественной характеристики уноса материала под действием набегающего потока атомарного кислорода используют массовый и объемный коэффициенты эрозии, равные соответственно отношению удельных потерь массы или объема к флюенсу атомов кислорода с размерностями г/атом О или см³/атом О.

При более высоких энергиях частиц, действующих на поверхность КА, происходит *физическое* распыление материалов за счет непосредственных столкновений частиц с атомами вещества. Такое распыление возможно при полете КА в потоке плазмы солнечного ветра, энергия протонов которой (~1 кэВ), обусловленная направленной скоростью потока, соответствует для ряда материалов области максимальных значений коэффициента распыления на его энергетической зависимости (рис. 15). В этом случае коэффициент распыления определяется как среднее число выбитых с поверхности атомов вещества, приходящееся на один падающий ион.

С плазмохимическими процессами, протекающими на поверхности КА, связаны и некоторые другие явления, которые могут оказывать влияние на функционирование бортовой аппаратуры КА.

Одно из возникающих явлений – *свечение вблизи поверхности КА*. Физические механизмы, привлекаемые для его объяснения, можно разделить на две основные группы:

- излучение возбужденных молекул, образующихся при бомбардировке поверхности КА частицами набегающего газового потока;

- излучение, связанное с коллективными взаимодействиями в окружающей плазме, в частности – с возникновением пучковой неустойчивости.

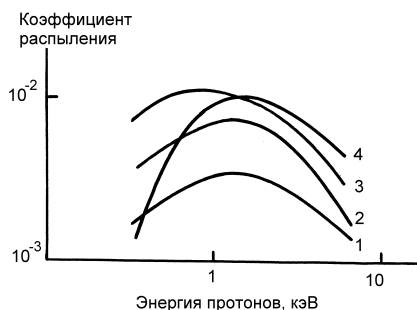


Рис. 15. Зависимость коэффициента распыления материалов от энергии бомбардирующих протонов:
 1 – Ti; 2 – SiC; 3 – B_4C ;
 4 – нержавеющая сталь

В последнем случае появляющееся в результате развития неустойчивости электрическое поле ускоряет электроны плазмы до энергий в несколько десятков электронвольт, что обеспечивает ионизацию и возбуждение частиц окружающей среды в различные состояния с последующим их высвечиванием.

Реально наблюдаемое свечение обусловлено, по-видимому, одновременным действием нескольких механизмов. При этом пространственное распределение свечения определяется местом возбуждения молекул и расстоянием, которое они пролетают за время существования в возбужденном состоянии.

Свечение вблизи поверхности КА неоднократно наблюдалось экипажами пилотируемых аппаратов, в частности экипажами американских космических кораблей «Спейс Шаттл», а также регистрировалось приборами ряда низкоорбитальных искусственных спутников Земли.

В условиях космического пространства существенные изменения состояния поверхности КА могут происходить в результате загрязнения ее продуктами *собственной внешней атмосферы* аппарата – газовой оболочки, образующейся вокруг КА за счет газовой выделенности материалов поверхности и наличия различных локальных источников газа (утечек из

внутренних отсеков, работы двигателей и т.д.). В этом случае характер изменений вторично-эмиссионных свойств поверхности сильно зависит от структуры и состава загрязнений.

Из лабораторных экспериментов известно, что нанесение на поверхность материалов рыхлых пленок снижает коэффициент вторичной электронной эмиссии. Механизм этого явления связан с тем, что вторичные электроны, возникающие на поверхности основного материала или в самой пленке, при движении к поверхности встречают дополнительные препятствия, сталкиваясь с зернами пленки, тогда как при выходе электронов с гладкой поверхности действует обычный механизм потерь энергии за счет соударений с электронами вещества (рис. 16).

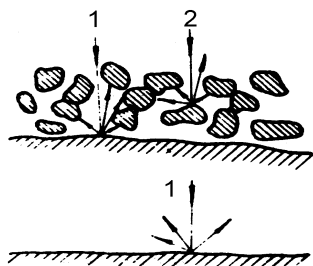


Рис. 16. Влияние рыхлой пленки, нанесенной на поверхность материала, на движение вторичных электронов при их образовании в основном материале (1) и в пленке загрязнений (2)

Рис. 17 показывает уменьшение коэффициента вторичной электронной эмиссии для никеля за счет чернения поверхности исследуемого образца. Процесс чернения осуществляется путем напыления на поверхность слоя металла в атмосфере газа, в результате чего напыленный слой имеет рыхлую структуру, подобную показанной на рис.16.

Если пленка загрязнений непроводящая, могут возникать эффекты, связанные с ее зарядением и появлением у поверхности основного материала электрических полей. Эти поля могут быть как тормозящими по отношению к покидающим поверхность вторичным электронам, так и ускоряющими. В результате их действия реальные значения вторично-эмиссионных параметров материала могут сильно отличаться от измеренных в отсутствие полей. Эти эффекты особенно важны при анализе электризации КА.

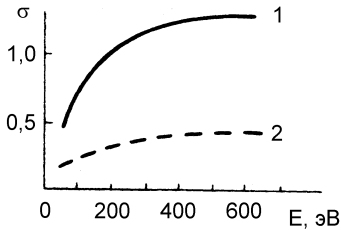


Рис. 17. Уменьшение коэффициента вторичной электронной эмиссии Ni за счет чернения:
1 – чистый Ni;
2 – подвергнутый чернению

В случае заряжения тонких диэлектрических пленок на поверхности металла могут наблюдаться некоторые аномальные виды эмиссии, например так называемый *эффект Малтера*. Сущность этого эффекта заключается в возникновении самоподдерживающейся электронной эмиссии из тонкой диэлектрической пленки, поверхность которой заряжена положительно по отношению к металлу. Электроны вырываются из пленки сильным поперечным электрическим полем, т.е. это одна из разновидностей автоэлектронной эмиссии.

В условиях космического пространства состояние поверхности КА, определяемое наличием адсорбционного слоя, пленки осажденных продуктов собственной внешней атмосферы и т.п., может претерпевать значительные практически неконтролируемые изменения. Соответственно могут изменяться вторично-эмиссионные характеристики поверхности, оказывающие сильное влияние на протекание процессов электризации КА. Пока закономерности таких изменений изучены недостаточно.

5. Баланс токов на поверхности космического аппарата

Уравнение баланса токов

Физический механизм заряжения КА в космической плазме можно наглядно проиллюстрировать, записав уравнение для полного тока, текущего через поверхность КА, в следующем виде:

$$J = J_e - J_i - (\delta J_e + \eta J_e + \gamma J_i + J_{ph}),$$

где: J_e и J_i – электронный и ионный токи плазмы; δ , η , γ – рассматривавшиеся выше вторично-эмиссионные коэффициенты; J_{ph} – ток фотоэлектронной эмиссии.

Величины первичных и вторичных токов, входящих в уравнение баланса, зависят от потенциала КА относительно окружающей космической плазмы, причем для вторичных токов эта зависимость проявляется и через изменение значений вторично-эмиссионных коэффициентов, обусловленное изменением энергии первичных электронов и ионов. Равновесное значение потенциала КА определяется из решения уравнения при условии $J = 0$, т.е. при условии баланса токов на поверхности.

Как уже указывалось, если рассматривать протекание через поверхность КА только первичных плазменных токов, то при одинаковых значениях температуры и плотности электронной и ионной составляющих плазмы равновесный потенциал будет отрицательным вследствие более высокой тепловой скорости электронов. Вторично-эмиссионные токи могут значительно снизить абсолютную величину отрицательного потенциала и даже поменять его знак. Обычно положительный потенциал возникает при условии $J_{ph} > J_e$.

Схема процессов, протекающих на поверхности КА при его взаимодействии с окружающей плазмой, показана на рис. 18. На рис. 18а представлена ситуация на неосвещенной поверхности для случая, когда суммарный ток вторичных электронов не превышает электронный ток плазмы, т.е. поверхность заряжается отрицательно, а на рис. 18б – ситуация на освещенной поверхности КА, причем ток фотоэлектронной эмиссии является преобладающей составляющей, что приводит к положительному зарядению поверхности.

При рассмотрении дифференциального заряжения КА приведенное уравнение баланса токов можно записать для любого участка поверхности, характеризуемого определенными значениями вторично-эмиссионных коэффициентов, условиями попадания электронов и ионов окружающей плазмы на этот участок и условиями его освещения. В этом случае уравнение описывает локальный суммарный ток, текущий через выбранный элемент поверхности, и с его помощью может быть определен равновесный потенциал этого элемента.

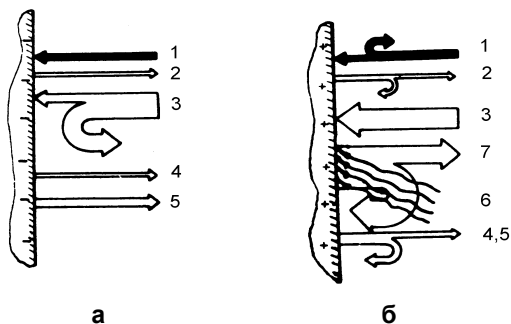


Рис. 18. Схема процессов на неосвещенной (а) и освещенной (б) поверхностях КА при его зарядении в космической плазме:

- 1 – поток положительных ионов (протонов) плазмы;
- 2 – поток вторичных электронов, выбиваемых с поверхности падающими ионами;
- 3 – поток электронов плазмы;
- 4 – поток отраженных от поверхности электронов;
- 5 – поток истинно вторичных электронов;
- 6 – солнечное ультрафиолетовое излучение;
- 7 – поток фотоэлектронов

В общем случае в уравнение должны быть включены дополнительные члены, описывающие токи утечки между заряженной поверхностью диэлектрических покрытий и металлическим корпусом КА и между соседними участками поверхности, имеющими разные потенциалы. Величины указанных токов определяются собственной объемной и поверхностной проводимостью диэлектрических покрытий и радиационной проводимостью, возникающей при облучении диэлектриков.

В уравнение баланса могут войти также упоминавшиеся ранее члены, описывающие дополнительные токи, которые возникают за счет работы бортового оборудования КА (электроракетных двигателей, инжекторов электронов и ионов и т.п.), а также за счет ионизации собственной внешней атмосферы КА и некоторых других факторов.

Различие условий зарядения КА с проводящей и непроводящей поверхностью при освещении его с одной стороны Солнцем иллюстрируется рис. 19. На рис. 19а представлена схема зарядения КА с проводящей поверхностью, а на рис. 19б – КА с непроводящей поверхностью.

Как и на рис. 18, здесь стрелками с теми же обозначениями изображены потоки заряженных частиц. Для простоты вторично-эмиссионные токи, вызываемые ионами и электронами плазмы, не показаны.

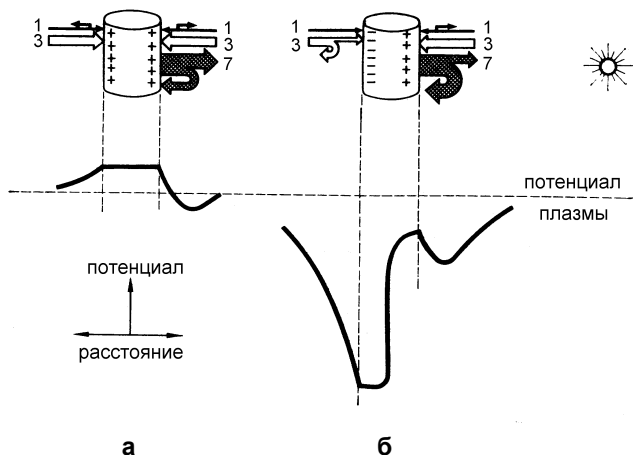


Рис. 19. Различие условий заряжения КА с проводящей (а) и непроводящей (б) поверхностью при освещении его Солнцем с одной стороны (цифровые обозначения те же, что на рис. 18)

Если поверхность КА является проводящей, избыточные электроны с неосвещенной стороны КА могут свободно перемещаться на освещенную сторону, откуда они удаляются за счет тока фотоэлектронной эмиссии. В результате поверхность КА заряжается положительно. На неосвещенной стороне происходит монотонное убывание потенциала в пространстве около КА и постепенное приближение его к потенциалу плазмы. На освещенной стороне в распределении потенциала может наблюдаться локальный минимум, обусловленный пространственным электронным зарядом, причем потенциал в области минимума может стать даже отрицательным.

В случае непроводящей поверхности неосвещенная сторона КА заряжается отрицательно электронами плазмы. Если величина отрицательного потенциала на неосвещенной стороне значительна, потенциал

освещенной стороны КА также может оказаться в отрицательной области, как это показано в правой части рис. 19, хотя он остается выше потенциала неосвещенной стороны. При этом в районе терминатора (граница свет–тьень) на поверхности КА возникает значительный перепад потенциала. Распределение потенциала в пространстве около КА на освещенной стороне в данном случае может иметь такую же особенность, как и в случае КА с проводящей поверхностью. Однако возникновение минимума потенциала здесь может быть обусловлено не только пространственным зарядом, но и спецификой структуры электрического поля вблизи КА.

Полное решение задачи о дифференциальном заряджении КА сопряжено, как правило, с применением достаточно сложных расчетных методов, которые будут рассмотрены ниже в разд. 7.

Особенности электризации КА в разных областях космического пространства

Рассматривая уравнение баланса токов с учетом параметров плазмы и специфики протекания вторично-эмиссионных процессов на поверхности КА в разных областях околоземного космического пространства, можно сформулировать характерные особенности электризации КА в этих областях.

При заряджении КА в *горячей магнитосферной плазме*, в частности в области ГСО, скорости теплового движения первичных электронов и ионов много больше орбитальной скорости КА, в силу чего воздействующие на него потоки частиц являются изотропными. На процесс заряджения большое влияние оказывают вторично-эмиссионные токи, в том числе ток фотоэлектронной эмиссии, который обычно больше первичного электронного тока, т.е. в уравнении баланса $J_{ph} > J_e$.

На *низких околоземных орбитах* (в ионосфере) энергия частиц плазмы невелика, а концентрация частиц такова, что электронный ток плазмы превышает ток фотоэлектронной эмиссии ($J_e > J_{ph}$). В то же время

вторично-эмиссионными токами можно пренебречь в силу весьма низкой энергии первичных частиц, за исключением, в некоторых случаях, токов, обусловленных потенциальной ионно-электронной эмиссией. В ионосфере поверхность КА обычно приобретает отрицательный потенциал $\sim 0,1-5$ В.

При заряджении КА в ионосфере важную роль играет анизотропия воздействующего на него потока положительных ионов, обусловленная существенно более высокой орбитальной скоростью КА ($V_0 \sim 8$ км с⁻¹) по сравнению со средней тепловой скоростью ионов ($v_i \sim 1$ км с⁻¹). При этом средняя тепловая скорость электронов ($v_e \sim 200$ км с⁻¹) значительно превышает орбитальную скорость КА, что обеспечивает изотропный поток электронов на него.

Как сочетание двух представленных случаев электризации КА можно рассматривать электризацию низкоорбитальных КА в *авроральных областях*. При пересечении зон высыпания авроральных частиц, энергии которых лежат в диапазоне 1–50 кэВ, формирование электрических зарядов на КА происходит в результате воздействия этих частиц и одновременного воздействия холодной ионосферной плазмы.

Такой случай электризации КА наиболее труден для анализа из-за сложности протекающих физических процессов. Точный расчет первичных плазменных токов сильно осложнен их зависимостью от многих факторов, включая магнитогидродинамические явления, обусловленные движением тела через плазму, влиянием магнитного поля Земли на движение электронов и ионов и др.

Кроме того, в этом случае воздействие потока авроральных частиц на КА может быть кратковременным ($\sim 1-10$ с) из-за быстрого пересечения аппаратом узких зон высыпания авроральных частиц. Вследствие этого равновесное значение потенциала может не достигаться.

Основные параметры, характеризующие процессы электризации КА в разных областях космического пространства, представлены в табл. 4.

Таблица 4

Параметры процессов электризации КА в разных областях космического пространства

| Тип орбиты | Высота, км / наклонение, град. | Характер- ные потен- циалы, В | Основные фак- торы, опреде- ляющие потен- циал | Угловое рас- пределение потоков воздей- ствующих частиц | Роль вторично- эмиссионных процессов |
|---|--------------------------------------|-------------------------------------|--|---|---|
| Геостационарная, апогейные участ- ки высокоэллип- тических орбит | 36000 / ±1,5 40000 / 65 | $-(10^3 - 10^4)$ | Горячая плазма, солнечное излу- чение | Изотропное | Велика |
| Низкие орбиты | 200 – 2000 / 0 – 70 | $-(0,1 - 5)$ | Холодная ионо- сферная плазма | Анизотропное | Пренебрежимо мала |
| Низкие полярные орбиты | 200 – 2000 / >70 | $-(10^2 - 10^3)$ | Холодная ионо- сферная плазма, авроральные электроны, солнечное излу- чение | Анизотропное | Заметна |
| За пределами магнитосферы | >60 – 120 тыс. | $+(5 - 20)$ | Солнечное излучение, плазма солнеч- ного ветра | Анизотропное | Определяющая роль фотоэлек- тронной эмиссии |

За пределами магнитосферы Земли электризация КА обусловлена одновременным воздействием на поверхность аппарата ультрафиолетового излучения Солнца и плазмы солнечного ветра. Ток фотоэлектронной эмиссии в этих условиях является преобладающей составляющей, поэтому поверхность КА вне магнитосферы обычно заряжается положительно. Максимальная величина положительного потенциала ограничена условием возврата фотоэлектронов к поверхности и может достигать нескольких десятков вольт. Этот случай электризации также отражен в табл. 4.

Электризация космических аппаратов при проведении активных экспериментов в космосе

Для изучения физических процессов в магнитосферной плазме проводятся так называемые *активные эксперименты*, во время которых с

борта КА в окружающую плазму инжестируются интенсивные пучки электронов или ионов. Постановка таких научных экспериментов явилась значительным шагом вперед в исследованиях космической среды.

Действительно, от пассивной регистрации различных процессов в космическом пространстве удалось перейти к направленному и контролируемому их инициированию с исследованием возникающих явлений бортовой и наземной аппаратурой. Космические эксперименты, таким образом, приблизились по своей постановке к экспериментам, проводимым в лабораторных условиях, оставаясь свободными от ограничений, накладываемых лабораторными установками (несоблюдение пространственных и временных масштабов, влияние процессов на стенках вакуумных камер, неточность воспроизведения характеристик космической среды и т. д.).

Различные физические проявления взаимодействия инжектируемого пучка частиц с плазмой возникают и наблюдаются более отчетливо при достаточно высокой ее плотности. Поэтому эксперименты с инъекцией часто проводят на ионосферных высотах, используя для подъема ускорителей заряженных частиц геофизические ракеты. Взаимодействие пучка с ионосферной плазмой может происходить как в области инъекции, так и в противоположном полушарии при переносе инжектированных заряженных частиц вдоль геомагнитных силовых линий.

Первые эксперименты с инъекцией электронов в окружающую плазму с ракет были проведены в 1969–1970 гг. Но теоретическая проработка таких экспериментов была начата приблизительно десятью годами раньше. Очевидно, что при испускании электронного пучка в идеальном вакууме ракета начнет заряжаться положительно, а когда ее потенциал станет равным ускоряющему потенциалу электронной пушки, создающей электронный пучок, уход электронов в окружающее пространство прекратится, так как положительным потенциалом они будут возвращаться на поверхность ракеты.

При проведении такого эксперимента в ионосфере происходит нейтрализация положительного заряда ракеты за счет поступления на ее поверхность электронов окружающей плазмы. Однако, если инжектируемый ток превышает компенсирующий электронный ток, собираемый поверхностью ракеты из окружающей плазмы, то сохраняется опасность положительного заряжения ракеты и прекращения инъекции электронов, причем заряжение ракеты может произойти очень быстро. Например, шар диаметром 3 м зарядится при токе инъекции 0,5 А и энергии инжектируемых электронов 10 кэВ до положительного потенциала в 10 кВ, соответствующего прекращению инъекции, всего лишь за время порядка 10^{-6} с.

Принимая во внимание предсказываемую подобными оценками возможность прекращения работы ускорителя электронов на борту КА, в первых экспериментах с инъекцией стремились создать большую проводящую поверхность для сбора ионосферных электронов. С этой целью проектировались различного рода раскрываемые коллекторы, «зонтики», тонкопленочные надувные конструкции с нанесенным на них проводящим покрытием и т. п.

Так, в самом первом эксперименте с инъекцией электронов, осуществленном в январе 1969 г. американскими исследователями, с поднявшейся до высоты 270 км ракеты в ионосферу инжектировались импульсные электронные пучки длительностью до 1 с при максимальном токе 0,5 А и энергии электронов 10 кэВ. А ионосферные электроны собирались коллектором из алюминиевой фольги площадью около 530 м^2 , который был развернут после прохождения ракетой плотных слоев атмосферы. Однако довольно скоро выяснилось, что и без применения таких собирающих коллекторов положительный потенциал КА при инъекции в ионосферу пучков электронов с энергией в десятки килоэлектронвольт редко превышает 100–200 В. Это было показано, например, экспериментом «Зарница-1», проведенным в нашей стране в мае 1973 г., и последующими экспериментами российских ученых.

В эксперименте «Зарница-1» в ионосферу на высотах 100–160 км с ракеты инжектировался электронный пучок с такими же приблизительно параметрами, что и в эксперименте американских исследователей, однако компенсирующий электронный ток собирался только корпусом ракеты. Ускоритель электронов функционировал нормально, а вблизи ракеты при его работе наблюдалось свечение, которое было интерпретировано как зажигание газового разряда в околоракетной области. Таким образом, необходимый компенсирующий ток может обеспечиваться не только за счет увеличения поверхности, собирающей электроны, но и за счет изменения параметров плазмы в окрестности ракеты.

Это изменение может носить разный характер в зависимости от процессов, протекающих в ионосфере. На высотах порядка 100 км, где концентрация нейтральных частиц в атмосфере еще достаточно высока (около 10^{13} см⁻³), а длина пробега инжектируемых электронов до столкновения с нейтральными частицами сопоставима с размерами ракеты, концентрация заряженных частиц вблизи ракеты будет заметно возрастать за счет ионизации нейтральной атмосферы инжектируемыми электронами. Ионизация нейтральной атмосферы обеспечивается также электронами, собираемыми поверхностью ракеты. Образующиеся в результате этих двух процессов дополнительные электроны могут существенно увеличить ток, компенсирующий положительный заряд ракеты.

Для достижения стационарного состояния в ионизации нейтральных частиц атмосферы на высотах около 100 км требуется приблизительно такое же время, как и для заряжения ракеты током инъекции. Поэтому положительный потенциал ракеты должен сразу же эффективно компенсироваться. Но с увеличением высоты время установления стационарного состояния растет, достигая около 10^{-3} с на высоте 200 км. Следовательно, в интервале высот от 100 до 200 км возможны переходные процессы, характеризующиеся быстрым ростом потенциала ракеты сразу же после включения пучка и более медленным его снижением по мере ионизации нейтральных частиц в околоракетной области.

Выше 200 км, где концентрация нейтральных частиц становится меньше 10^{10} см^{-3} , а концентрация заряженных частиц ионосферной плазмы составляет $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$, инжектируемые электроны уходят на многие километры от КА, практически не сталкиваясь ни с нейтральными, ни с заряженными частицами. Взаимодействие инжектируемого электронного пучка с ионосферной плазмой в этом случае носит электромагнитный характер. Инжекция пучка возбуждает в окружающей плазме электромагнитные колебания, посредством которых энергия инжектируемых электронов передается частицам плазмы.

В такой ситуации возможно зажигание электрического разряда между электронным пучком и окружающей плазмой (*пучково-плазменного разряда*). Разряд развивается, если получившие дополнительную энергию электроны плазмы становятся способными ионизовать нейтральные частицы атмосферы. Образующиеся вторичные электроны, в свою очередь, будут ускоряться электромагнитными полями, возбуждаемыми в плазме, и производить ионизацию нейтральных частиц. В результате процесс будет развиваться лавинообразно, обеспечивая интенсивный компенсирующий ток на поверхность КА, с которого инжектируется электронный пучок.

Существует и другая физическая модель зажигания разряда вблизи КА на больших высотах, согласно которой электроны плазмы приобретают энергию, достаточную для ионизации нейтральных частиц, в результате ускорения их по направлению к КА поперек геомагнитных силовых линий. При этом электроны будут вращаться вокруг КА, производя ионизацию нейтральных атомов и молекул.

Для развития электрических разрядов, как мы видим, в окрестности КА должны присутствовать в достаточном количестве нейтральные газовые частицы. В ряде случаев даже на значительных высотах их концентрация может поддерживаться на уровне $10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ за счет собственного газовыделения КА. Таким образом, имеются достаточно эффективные физические механизмы, препятствующие сильному повы-

шению потенциала КА при инъекции с него электронных пучков в ионосферу на высотах от 100 до 400-500 км, что и подтверждается экспериментами.

Следует, однако, отметить, что при инъекции пучков положительных ионов, которые удобны, например, для исследования структуры геомагнитного поля и измерения электрических полей в магнитосфере, на КА могут возникать высокие отрицательные потенциалы. Этот случай сходен с зарядением КА авроральными электронами в ионосфере.

Собираемый в данном случае из окружающей плазмы компенсирующий ионный ток меньше, чем электронный ток, собираемый при положительном зарядении. Кроме того, при инъекции ионных пучков не наблюдается зажигания разрядов в окрестности КА.

Отметим еще один важный с технической точки зрения момент. Ускоритель, испускающий электроны, соединен с металлическим корпусом КА, который и заряжается положительно при работе ускорителя. Внешняя же поверхность корпуса, как отмечалось, может быть покрыта непроводящими терморегулирующими красками, эмалями и т. д. В результате собираемые из плазмы электроны накапливаются на диэлектрической поверхности, образуя своеобразный конденсатор, одной обкладкой которого является металлический корпус КА, а другой – заряженная поверхность диэлектрика. Если диэлектрик тонкий, а энергия инжектируемых электронов достаточно высока, напряженность электрического поля в диэлектрике может превысить его электрическую прочность, и начнутся электрические пробой между поверхностью диэлектрика и корпусом КА.

При проведении подобных экспериментов на больших высотах необходимо принимать специальные меры для компенсации избыточного заряда КА. Для этого можно применить инжекторы частиц противоположного знака или источники плазмы.

Последний случай реализуется при работе на борту КА плазменных электроракетных двигателей. Дополнительные ионные токи, текущие на

поверхность отрицательно заряженного КА, могут создаваться также за счет ионизации окружающей КА нейтральной газовой оболочки – *собственной внешней атмосферы КА*, которая образуется в результате упоминавшегося выше газовыделения КА.

Электризация космических аппаратов при воздействии нейтральных частиц

До сих пор мы рассматривали процессы накопления электрического заряда на поверхности КА при попадании на нее заряженных частиц из окружающей среды. Но при определенных условиях зарядка КА может происходить при воздействии на его поверхность нейтральных атомов и молекул, а также пылевых частиц. Примером таких условий зарядки является пролет КА через газопылевую оболочку ядра кометы.

В марте 1986 г. с помощью нескольких КА были проведены уникальные исследования известной кометы Галлея во время ее очередного появления вблизи Земли, происходящего с периодичностью ~76 лет.

Созданные в нашей стране КА «Вега-1» и «Вега-2» прошли сквозь газопылевую оболочку ядра кометы на расстоянии ~8-9 тыс. км от ядра, а разработанный совместно учеными ряда европейских стран КА «Джотто» - на расстоянии ~500 км.

Встреча всех КА с кометой, летящей со скоростью около $50 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, произошла между орбитами Земли и Венеры, при этом КА летели приблизительно навстречу комете со скоростью, близкой к орбитальной скорости Земли ($\sim 30 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$). В результате скорости движения КА относительно кометы составляли $\sim 70\text{--}80 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ в зависимости от конкретных параметров их орбит.

При относительной скорости $70 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ на одну атомную единицу массы набегающих частиц приходится кинетическая энергия 24 эВ. Поэтому кинетическая энергия типичных для кометного газа молекул H_2O и CO_2 составляла соответственно 432 и 1056 эВ. Обладая такой кинетической энергией, нейтральные молекулы способны выбивать с поверхности КА электроны, положительные и отрицательные ионы, а также

нейтральные частицы. Процессы выбивания электронов и ионов с поверхности приводят к зарядению КА.

Согласно имеющимся данным, на расстоянии 10 тыс. км от ядра кометы плотность потока вторичных электронов, выбиваемых нейтральными частицами набегающего газового потока, составляет $\sim 3 \cdot 10^{11}$ см⁻²с⁻¹, что приводит к положительному зарядению поверхности КА до потенциала 10–20 В, соответствующего средней кинетической энергии выбиваемых вторичных электронов. Сделанные оценки подтверждены результатами лабораторных экспериментов.

Наличие в окрестности КА электрического поля, возникающего при зарядении поверхности, влияет на показания приборов, предназначенных для исследования кометной плазмы. Кроме того, характеристики самой плазмы изменяются вблизи КА в результате поступления в нее большого количества вторичных заряженных частиц, выбиваемых с поверхности КА. Наибольшие изменения в рассматриваемом случае претерпевает плазма впереди КА за счет потока вторичных электронов, выбиваемых нейтральными частицами.

Подобные явления исследовались экспериментально во время полета КА «Пионер–Венера» в атмосфере Венеры. При движении КА со скоростью 10 км·с⁻¹ содержащиеся в атмосфере молекулы СО₂ (их концентрация составляла 10⁹ см⁻³) выбивали с передней поверхности КА электроны в таком количестве, что обусловленная этим эффектом электронная концентрация вблизи КА была равна 2·10⁴ см⁻³. Вторичные электроны с энергией 2–3 эВ удалось надежно выделить на фоне электронов естественной ионосферной плазмы, имевших энергию около 0,1 эВ и сопоставимую с указанной выше величиной концентрацию.

Помимо атомов и молекул различных газов, в атмосфере кометы содержатся пылевые частицы, поток которых также воздействует на поверхность КА. Изучение этих пылинок являлось одной из важных задач, решавшихся с помощью направленных к комете КА.

При высокоскоростном соударении пылинки с поверхностью КА происходит плавление и испарение как самой пылинки, так и материала оболочки КА. За счет высокой температуры в зоне удара (десятки тысяч кельвинов) значительная часть испаряющихся атомов и молекул ионизируется, т.е. при ударе вблизи поверхности образуется плазменный ступок, который затем расширяется в окружающее пространство.

Поскольку при термической ионизации паров электроны и положительные ионы образуются в равных количествах, бомбардировка поверхности КА пылевыми частицами, казалось бы, не должна приводить к его заряджению. Однако из-за неодинаковых условий ухода от поверхности КА образующихся электронов и ионов, имеющих существенно различные массы и начальные скорости, возможно нарушение электрического равновесия на поверхности. Этому способствует наличие электрического поля вблизи поверхности КА в условиях его заряджения. В результате, бомбардировка поверхности КА высокоскоростными твердыми частицами также вносит вклад в его заряджение в рассматриваемых условиях.

6. Вольт-амперные характеристики тела в космической плазме

Пороговый эффект и эффект неоднозначности равновесного потенциала

Рассмотренные выше выражения для первичных плазменных токов и вторично-эмиссионных токов позволяют рассчитать зависимости всех составляющих, входящих в уравнение баланса, от потенциала тела. Такие зависимости будем называть *вольт-амперными характеристиками* для первичных и вторичных токов.

Построение вольт-амперных характеристик позволяет исследовать роль различных процессов в электризации КА и зависимость равновесного потенциала как от параметров плазмы, так и от вторично-эмиссионных характеристик поверхности объекта.

Вольт-амперных характеристики дают, в частности, наглядное представление о физической природе и влиянии на процесс заряжения *порогового эффекта* и *эффекта неоднозначности равновесного потенциала*. Для понимания физических причин возникновения этих эффектов рассмотрим прежде с помощью рис. 20 процесс заряжения материалов моноэнергетическим электронным пучком.

Знак и величина потенциала поверхности облучаемого материала зависят от энергии падающих электронов E_p и вторично-эмиссионных свойств материала.

Если для облучаемого материала $\sigma_m < 1$, материал заряжается отрицательно при любой исходной энергии падающих электронов E_p до потенциала, соответствующего энергии E_p , при котором первичные электроны перестают попадать на поверхность.

Для материалов с $\sigma_m > 1$ картина заряжения сложнее, и равновесный потенциал мишени зависит от исходной энергии электронов пучка E_p , при этом возможны три случая (рис. 20):

$$E_p < E_{p1}; \quad E_{p1} < E_p < E_{p2}; \quad E_p > E_{p2}.$$

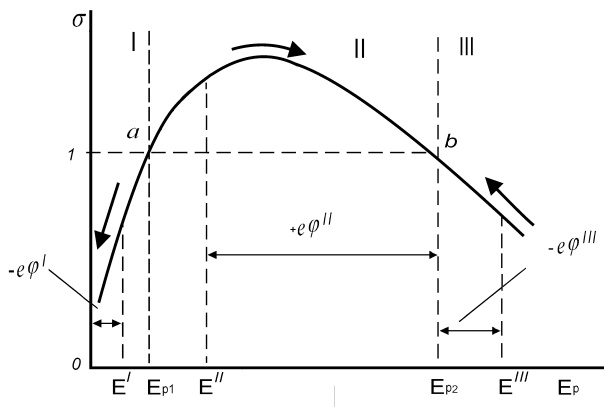


Рис. 20. Схема процесса заряжения материалов моноэнергетическим электронным пучком

При $E_p < E_{p1}$ (область I на рис. 20) коэффициент вторичной электронной эмиссии $\sigma < 1$ и процесс зарядки идет, как в рассмотренном выше случае. При попадании на мишень каждой последующей порции электронов из мишени выбивается меньше электронов, чем приходит, т.е. на мишени накапливается отрицательный заряд и соответственно растет отрицательный потенциал, тормозящий падающие электроны. В результате энергия падающих электронов, с которой они достигают поверхности, уменьшается. Этот процесс показан на рис. 20 стрелкой, направленной влево в области I. Накопление отрицательного заряда прекращается, когда первичные электроны перестают попадать на поверхность, т.е. отбрасываются от нее тормозящим электрическим полем. Если облучение производится электронами с исходной энергией $E' < E_{p1}$, равновесному состоянию соответствует отрицательный потенциал $-\varphi' = E' / e$.

Далее рассмотрим процесс облучения поверхности электронами с энергией $E_{p1} < E'' < E_{p2}$ (область II). В этом случае $\sigma > 1$, т.е. из мишени выбивается больше электронов, чем на нее падает. На мишени накапливается положительный заряд, обусловленный недостатком электронов, и соответственно возникает положительный потенциал, ускоряющий попадающие на мишень первичные электроны.

Энергия бомбардирующих поверхность электронов растет, что показано стрелкой, направленной вправо в области II рис. 20. Когда энергия бомбардирующих поверхность электронов станет равной E_{p2} , рост положительного потенциала поверхности прекратится, поскольку при $E_p > E_{p2}$ мы вновь приходим к случаю $\sigma < 1$, и мишень будет заряжаться отрицательно, тормозя падающие электроны. Понятно, что если исходная энергия бомбардирующих электронов $E''' > E_{p2}$, процесс зарядки

должен уменьшать энергию бомбардирующих электронов, приближая ее к E_{p2} (стрелка, направленная влево в области III).

Таким образом, в случае $E_{p1} < E'' < E_{p2}$ поверхность зарядится положительно до потенциала $+\varphi'' = \frac{(E_{p2} - E'')}{e}$, а в случае $E''' > E_{p2}$ - отрицательно до потенциала $-\varphi''' = \frac{(E''' - E_{p2})}{e}$.

Точка **b** на кривой $\sigma(E_p)$ является устойчивой, а точка **a** - неустойчивой. Рассматривая зарядение на поверхности при энергиях $E_{p1} < E_p < E_{p2}$, мы предполагали, что все вторичные электроны уходят от поверхности, т.е. имеется некий коллектор вторичных электронов, положительный потенциал которого всегда выше потенциала поверхности мишени. В условиях космического пространства такой коллектор отсутствует, и вторичные электроны возвращаются на поверхность с положительным потенциалом. Поэтому величина этого потенциала не может превысить нескольких вольт. То есть можно считать, что в этом случае КА не заряжается, поскольку, например, для зарядения КА на ГСО характерны высокие отрицательные потенциалы, измеряемые киловольтами. Зарядение КА до таких потенциалов возможно только при выполнении условия, аналогичного условию $E''' > E_{p2}$. В этом и состоит пороговый эффект при электризации КА. Рассматриваемая кривая показывает также возможность установления равновесного состояния при двух различных значениях потенциала поверхности.

Однако применительно к космической плазме анализ порогового эффекта и эффекта неоднозначности равновесного потенциала более труден из-за распределений частиц по энергии и наличия ионной составляющей плазмы. Тем не менее и в этом случае, используя уравнение баланса токов и уравнения зондовой теории, можно вычислить пороговое значение температуры космической плазмы T_{II} , эквивалентное по физическому смыслу значению энергии E_{p2} на рис. 20.

Если температура плазмы превышает T_{II} , КА может заряжаться до значительных отрицательных потенциалов. Для материалов, используемых на поверхности КА, величина T_{II} составляет $\sim 1-7$ кэВ и определяется главным образом величиной вторично-эмиссионных коэффициентов: чем они больше, тем выше значение T_{II} .

Это иллюстрируется рис. 21, на котором приведена зависимость величины отрицательного равновесного потенциала от параметра σ_m при разных значениях температуры плазмы. Точки пересечения кривых с осью абсцисс дают зависимость пороговой температуры плазмы от σ_m .

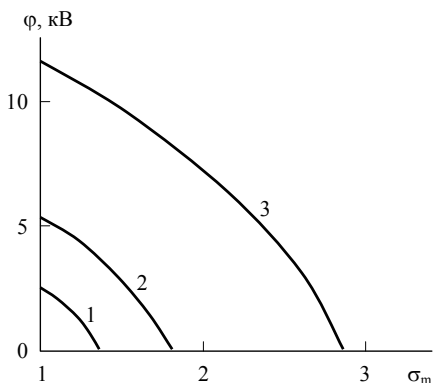


Рис. 21. Зависимость равновесного потенциала КА от параметра σ_m при разных значениях температуры плазмы: 1 – 3 кэВ; 2 – 5 кэВ; 3 – 10 кэВ

Вольт-амперные характеристики и равновесный потенциал при заряджении КА в горячей магнитосферной плазме

Пример семейства вольт-амперных характеристик, рассчитанных для сферы с высокими значениями вторично-эмиссионных коэффициентов поверхности в отсутствие освещения ($J_{ph}=0$), приведен на рис. 22. Чтобы излишне не загромождать рисунок, здесь положено $\gamma = 0$. Это не меняет вида вольт-амперных характеристик, поскольку ток ионно-электронной эмиссии растет практически линейно с увеличением значения модуля потенциала, а его учет лишь незначительно изменяет начальную ординату и наклон линии суммарного протонного тока.

Кривая полного тока, как видно из рисунка, дважды пересекает ось абсцисс, т.е. условие баланса токов $J = 0$ выполняется при двух значениях потенциала. Таким образом, в данном случае наблюдается упоминавшийся выше эффект неоднозначности равновесного потенциала.

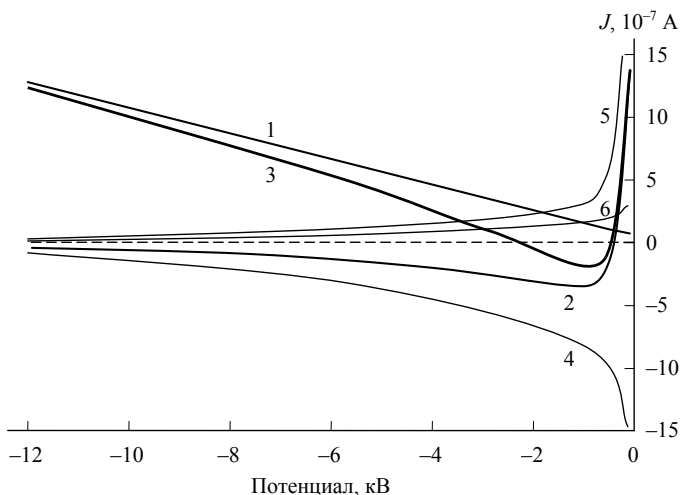


Рис. 22. Семейство вольт-амперных характеристик для сферы с высокими значениями вторично-эмиссионных коэффициентов поверхности: 1 – суммарный протонный ток, 2 – суммарный электронный ток, 3 – полный ток, 4 – ток первичных электронов, 5 – ток истинной вторичной электронной эмиссии, 6 – ток отраженных электронов

Для пояснения причин возникновения этого эффекта на рис. 23а показаны кривые полного тока, построенные отдельно для холодной составляющей плазмы J_1 в двухтемпературном максвелловском распределении и для горячей составляющей J_2 , а также сумма этих кривых, соответствующая полному току на рис. 22. Из рис. 23а видно, что кривая J_1 не имеет пересечения с осью абсцисс, т.е. при воздействии только низкотемпературной составляющей плазмы отрицательный заряд на сфере не накапливается. Это объясняется возникновением значительно-

го тока вторичной электронной эмиссии под действием электронов холодной плазменной компоненты. Именно эта составляющая тока определяет подъем вольт-амперной характеристики J_1 в области значений отрицательного потенциала поверхности менее 1 кВ. Равновесное состояние в данном случае наступает при небольшом положительном потенциале поверхности тела (3-10 В) в режиме торможения уходящих с поверхности вторичных электронов, энергетический спектр которых описывается максвелловской функцией с температурой $kT \sim 2-5$ эВ. Участок вольт-амперной характеристики, соответствующий этому режиму заряжения и представляющий собой очень быстро падающую экспоненту в области положительных значений потенциала, не показан на рис. 23а. Напомним, что такая же вольт-амперная характеристика в области положительных значений потенциала поверхности описывает заряжение освещенного Солнцем тела в случае преобладания тока фотоэлектронной эмиссии над первичным электронным током.

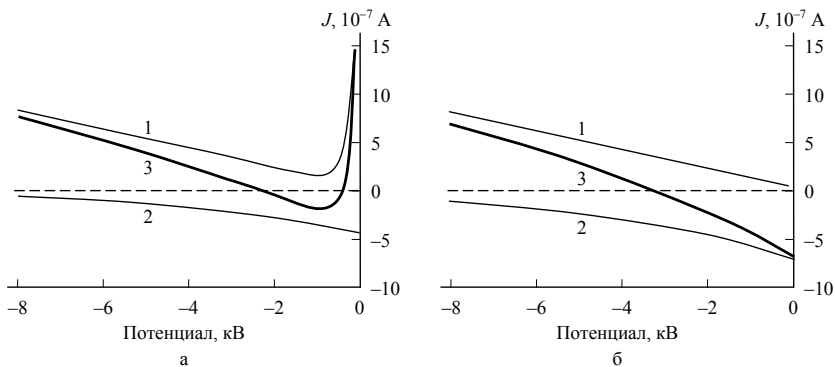


Рис. 23. Вольт-амперные характеристики для сферы с высокими (а) и низкими (б) значениями коэффициентов вторичной эмиссии: 1 – J_1 ; 2 – J_2 ; 3 – $J = J_1 + J_2$

На рис. 23б приведены аналогичные вольт-амперные характеристики, рассчитанные для сферы с низкими значениями коэффициентов вторичной эмиссии. В этом случае кривая полного тока не имеет рассмотренной выше особенности. Кривая имеет только одно пересечение с осью абсцисс, соответствующее условию устойчивого равновесия.

Из сопоставления характеристик J_1 и J_2 на рис. 23 следует, что при заданных вторично-эмиссионных свойствах поверхности отрицательный потенциал на теле может возникать только в том случае, если температура окружающей плазмы превышает некоторое пороговое значение (пороговый эффект).

Явление неоднозначности равновесного потенциала и пороговый эффект необходимо учитывать при прогнозировании возможности заряжения КА в тех или иных условиях.

Решение уравнения баланса токов позволяет найти равновесные значения потенциала для различных условий заряжения. Результаты таких расчетов при разных значениях температуры горячей составляющей окружающей плазмы для ряда материалов приведены в табл. 5. Эти данные наглядно иллюстрируют проявление порогового эффекта (нулевые значения потенциала до определенных значений температуры плазмы для таких материалов как стекло, проводящее покрытие In_2O_3 , полиэтилен, лавсан, полиамид).

Обращение к приведенной выше табл. 3, в которой даны величины вторично-эмиссионных параметров материалов, показывает, что для всех материалов с нулевыми значениями потенциала в табл. 3 $\delta_m > 2$, а для материалов, не имеющих порогового эффекта, $\delta_m < 1$.

Таблица 5

Значения равновесного потенциала для ряда материалов при заряжении в плазме с различными значениями температуры

| кТ, кэВ | 1,0 | 2,2 | 3,2 | 4,5 | 7,1 | 14,0 |
|----------------------------------|---------------------------|-----|-----|-----|-----|------|
| Материалы | Равновесный потенциал, кВ | | | | | |
| углерод | 1,5 | 3,2 | 4,4 | 6,0 | 8,9 | 16,4 |
| алюминий | 1,2 | 2,8 | 3,9 | 5,4 | 8,2 | 15,9 |
| стекло | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,7 | 4,6 | 11,9 |
| покрытие In_2O_3 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,4 | 4,1 | 11,8 |
| полиэтилен | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,5 | 4,7 | 12,3 |
| лавсан | 0,0 | 0,0 | 0,3 | 2,7 | 5,9 | 13,1 |
| полиамид | 0,0 | 2,4 | 3,7 | 5,2 | 8,1 | 15,0 |

Специфика заряжения КА на низких полярных орбитах

Аналогичным образом выполняется расчет равновесных значений потенциала для случая заряжения тел в ионосферной плазме при одновременном воздействии потока авроральных электронов и солнечного света.

Результаты таких расчетов приведены в табл. 6. Для оценки возможных значений равновесного потенциала КА параметры ионосферной плазмы и авроральных электронов, использовавшиеся при проведении расчетов, варьировались в широких пределах. В левом столбце табл. 6 указаны значения концентрации ионосферных ионов, а в верхней строке – значения плотности тока авроральных электронов. Во втором столбце табл. 6 приведены значения плотности тока таранных ионов, т. е. тока, обусловленного набеганием ионного потока на лобовую поверхность движущегося КА. Эта величина рассчитывалась на основании заданных концентраций ионосферных ионов. Для каждого сочетания исходных параметров – концентрации ионосферных ионов и плотности тока авроральных электронов – рассчитывались значения потенциала в отсутствие освещения поверхности солнечным светом и при ее освещении для двух значений энергии авроральных электронов.

Значение потенциала, приведенные в правой части табл. 6 для каждого сочетания параметров ионного и электронного потоков рассчитаны для неосвещенного КА (верхняя строка) и для освещенного при $J_{ph} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ (нижняя строка). При этом в левом столбце даны значения потенциала для энергии авроральных электронов 10 кэВ, а в правом – для 30 кэВ.

Значения потенциалов определяются доминирующей ролью токов различных заряженных частиц в установлении баланса. Значения потенциала $|\varphi| \leq 1 \text{ В}$ отвечают случаю, когда баланс токов устанавливается за счет токов таранных ионов и ионосферных электронов, т. е. роль авроральных электронов пренебрежимо мала. В этом случае влияние освещения КА на процесс заряжения незначительно.

Таблица 6

Значения равновесного потенциала для различных случаев заряжения ИСЗ в ионосфере с учетом воздействия потока авроральных электронов

| Параметры ионного потока | | Плотность тока авроральных электронов, А·см ⁻² | | | |
|--|---|---|-----------------------|----------------------|----------------|
| Концентрация ионосферных ионов, см ⁻³ | Плотность тока таранных ионов, А·см ⁻² | 1,0·10 ⁻¹⁰ | | 1,6·10 ⁻⁸ | |
| | | 3,5·10 ³ | 4,5·10 ⁻¹⁰ | -0,3 -0,1 | -0,4 -0,1 |
| 10 ⁴ | 1,25·10 ⁻⁹ | -0,3 -0,2 | -0,3 -0,2 | -1 090 -610 | -1 180 -660 |
| 10 ⁵ | 1,25·10 ⁻⁸ | -0,3 -0,3 | -0,3 -0,3 | -1,2 -0,4 | -1,3 -0,4 |
| 10 ⁶ | 1,25·10 ⁻⁷ | -0,3 -0,3 | -0,3 -0,3 | -0,3 -0,3 | -0,3 -0,3 |

Появление высоких отрицательных потенциалов на поверхности обусловлено преобладанием тока авроральных электронов в балансе, причем освещение поверхности, на которую воздействует поток авроральных электронов, может существенно снижать равновесный потенциал по сравнению со случаем отсутствия освещения.

7. Математическое моделирование электризации реальных космических аппаратов

Общие принципы моделирования

Как уже отмечалось выше, реальный КА, имеющий сложную конфигурацию и неоднородную поверхность, значительная часть которой покрыта диэлектрическими материалами с разными электрофизическими свойствами, заряжается дифференциально. Для каждого элемента поверхности КА справедливы рассмотренные физические закономерности накопления электрического заряда, которые могут быть выражены в виде локальных уравнений баланса токов.

Однако процессы заряжения элементов поверхности реального КА являются взаимосвязанными. Такая связь проявляется через влияние потенциалов других элементов поверхности на процессы обмена заряженными частицами рассматриваемого элемента с окружающей плазмой и поверхностью КА и через токи проводимости, текущие между соседними элементами и на общий металлический корпус КА. Емкостные связи между элементами поверхности и корпусом оказывают значительное влияние на величины зарядов, накапливаемых на поверхности диэлектрических покрытий, и на временные характеристик процессов заряжения. Таким образом, уравнения баланса токов для каждого элемента образуют связанную систему, решение которой и позволяет определить заряды и потенциалы на каждом элементе поверхности КА.

Задачами математических моделей, предназначенных для анализа дифференциального заряжения реальных КА, являются:

- адекватное математическое описание конструкции КА, включая расположение и свойства конструкционных материалов;
- выполнение дискретизации поверхности расчетной геометрической модели КА и прилегающего пространства;
- построение системы уравнений, описывающей процессы электризации всех выделенных элементов поверхности;
- решение созданной системы уравнений;
- численное и графическое представление результатов расчетов.

В результате моделирования находятся распределения потенциала и напряженности электрического поля на поверхности КА и в прилегающем пространстве, анализ которых позволяет выявить области возможного возникновения электростатических разрядов и предложить пути снижения опасности их появления.

Математические модели дают возможность учесть при анализе электризации работу упоминавшегося выше бортового оборудования, создающего дополнительные токи в окрестности КА: плазменных электро ракетных двигателей, инжекторов заряженных частиц и т.п.

Обычно модели включают процедуру расчета траекторий движения электронов и ионов в окрестности КА, которая используется как в вычислении локальных токов на элементах поверхности, так и при решении различных задач, связанных с анализом движения пучков частиц в собственном электрическом поле КА.

Для проведения расчетов создаются исходные базы данных по электрофизическим свойствам материалов КА и характеристикам космической среды в области функционирования аппарата.

Построение геометрической модели КА

Для математического моделирования процессов электризации КА должна быть построена его расчетная геометрическая модель, учитывающая особенности конструкции КА, расположение и электрофизические свойства материалов, а при необходимости – расположение и характеристики упоминавшегося бортового оборудования, работа которого может повлиять на процессы электризации.

Модель геометрически сложного объекта создается в виде совокупности различных базовых элементов, которые математически описываются как двумерные и трехмерные элементарные поверхности: плоскость, сфера, цилиндр, конус и т.д. Такое представление реального КА позволяет моделировать его форму, учитывать пропорции между различными фрагментами конструкции, а также расположение материалов на поверхности.

При построении геометрической модели элементарные математические поверхности задаются параметрическими переменными в собственной локальной системе координат. Для перехода в систему координат, связанную с общей моделью КА, используются трансляционные преобразования переноса и вращения на углы Эйлера. При этом достигается взаимно однозначное соответствие всех точек поверхности КА и модели и обеспечивается возможность изменения ориентации модели относительно воздействующих анизотропных факторов, что, как мы видели выше, очень важно при анализе электризации КА.

Для проведения расчетов выполняется дискретизация поверхности построенной модели, т.е. на поверхности строится сетка, для каждой ячейки которой будут рассчитываться локальные электрические токи и плотности электрического заряда. Обычно ячейки сетки являются прямоугольными, а затем они разделяются диагоналями на треугольники. Для каждого треугольника находится центр тяжести как точка пересечения медиан. Для этих точек и производятся вычисления всех необходимых параметров.

Примеры построения геометрических моделей для ряда КА представлены на рис. 24.

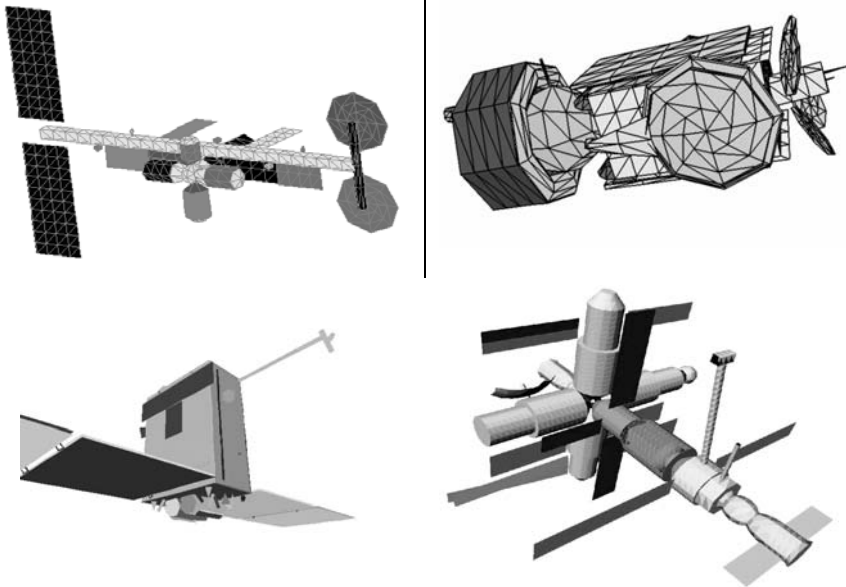


Рис. 24. Расчетные геометрические модели КА различной конфигурации

Общее число базовых элементов, используемых при построении моделей, достигает 150-200, а число дискретных элементов (треугольников) на которые разбивается поверхность модели, – 2000-3000. Степень дискретизации поверхности определяет точность моделирования процесса электризации КА.

Методика проведения расчетов

При математическом моделировании электризации тел сложной формы практически невозможно получить аналитические выражения для описания токов первичных и вторичных частиц, подобные используемым в теории плазменного зонда (см. разд. 3). Токи первичных и вторичных частиц в этом случае должны определяться путем многократного решения уравнения движения отдельных частиц в электрическом поле вокруг тела, т.е. на основании расчета траекторий отдельных частиц. Обычно при таком подходе используется *метод обратных траекторий*, который состоит в том, что движение частицы прослеживается не из плазмы к поверхности, как это имеет место в действительности, а наоборот – от поверхности к невозмущенной плазме. Это позволяет исключить из рассмотрения частицы, пролетающие мимо тела, и тем самым сократить объем вычислений. Для определения траекторий вторичных частиц, покидающих поверхность, используется тот же метод, но для них получаемые траектории являются истинными.

В результате для каждого элемента поверхности тела, определяемого как ячейка сетки, с помощью которой произведена дискретизация поверхности геометрической модели, может быть решено уравнение баланса токов и вычислен потенциал элемента поверхности.

Распределение потенциала вокруг тела находится путем решения в трехмерном пространстве рассматривавшегося выше уравнения Пуассона. В случаях, когда пространственным зарядом можно пренебречь, что характерно для высоких орбит КА, в частности для геостационарной орбиты, используется уравнение Лапласа.

Для реализации такого решения пространство вокруг тела разбивается на отдельные элементы путем построения трехмерной сетки, ячейки которой согласуются с ячейками двумерной сетки, построенной на поверхности геометрической модели. Пространственная сетка используется также для расчета траекторий движения первичных и вторичных заряженных частиц в собственном электрическом поле КА.

Дискретизация пространства в окрестности тела позволяет вместо уравнения Пуассона записать систему линейных уравнений для потенциала. Число уравнений в системе соответствует числу пространственных элементов и может достигать $\sim 10^4$. Выбор этой величины определяется на основании компромиссных соображений с учетом требования достаточно детальной проработки структуры электрического поля и ограничений, накладываемых производительностью используемых компьютеров.

Таким образом, при проведении расчетов для тел сложной формы можно выделить две главные задачи:

- расчет плазменных токов, текущих на отдельные участки поверхности, и электрических зарядов на этих участках при заданном распределении потенциала в окрестности тела;
- расчет распределения потенциала вблизи тела при заданных электростатических зарядах на поверхности.

Полное решение задачи проводится методом временных итераций: после изменения электрических зарядов на поверхности тела (за счет протекания плазменных токов в течение некоторого интервала времени) рассчитывается новое распределение потенциала, а затем рассчитываются изменившиеся значения токов, соответствующие этому распределению, вновь рассчитываются заряды на поверхности тела и т.д. – до получения установившегося состояния. На каждом временном шаге состояние считается равновесным, т.е. используется *квазистатическое приближение*. Число итераций при расчете может составлять 10-20.

Описанная расчетная методика позволяет анализировать дифференциальное заряджение КА, проследить развитие процесса заряджения во времени, исследовать особенности структуры электрического поля вокруг КА и т.п.

Важным моментом при проведении расчетов по изложенной методике является задание граничных условий на элементах поверхности КА. Типичный КА имеет общий металлический корпус, наружная по-

верхность которого покрыта слоями диэлектриков (краски, терморегулирующие покрытия, защитные стекла и т.д.), толщина которых много меньше характерных размеров КА. Металлические конструкции КА могут быть также частично или полностью открытыми и подвергаться воздействию частиц космической плазмы. Особо следует выделить элементы конструкции КА в виде тонких пластин, одна или обе стороны которых покрыты диэлектриком. В общем случае КА может состоять из нескольких металлических конструкций, соединенных между собой различными электрическими цепями (активные сопротивления, емкости, индуктивности) или электрически независимых. При проведении расчетов для перечисленных элементов конструкции КА необходимо записать граничные условия разных типов.

Для поверхности тонкого слоя диэлектрика на металлическом основании граничные условия записываются в приближении плоского конденсатора, образуемого слоем заряда на диэлектрике и металлической подложкой.

В случае открытой металлической поверхности граничное условие определяется из теоремы Гаусса, связывающей нормальную производную потенциала на поверхности с полным зарядом.

Для металлической пластины, покрытой с обеих сторон тонкими слоями диэлектрика, граничные условия формулируются в виде системы уравнений, описывающих эффективную плотность заряда одинарного электрического слоя и плотность дипольного момента двойного электрического слоя.

Для численного решения уравнений Лапласа или Пуассона применительно к анализу электризации КА могут быть использованы следующие известные методы: конечных разностей, конечных элементов и интегральных уравнений.

В настоящее время предпочтение отдается методу интегральных уравнений. В этом методе значение потенциала φ в точке пространства \mathbf{r} определяется интегральным соотношением вида:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int_s \frac{\mathcal{Q}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS' + \int_s \frac{\mu(\mathbf{r}')((\mathbf{r} - \mathbf{r}')\mathbf{n}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dS' + \int_V \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV' ,$$

где $\mathcal{Q}(\mathbf{r})$ – плотность заряда на элементе поверхности dS , $\mu(\mathbf{r})$ – плотность дипольного момента двойного электрического слоя; $\rho(\mathbf{r})$ – плотность объемного заряда в элементе dV , \mathbf{n} – вектор нормали к элементу поверхности dS .

На основании этого выражения строится упоминавшаяся выше система линейных уравнений, численное решение которой позволяет получить распределение потенциала на поверхности КА и в прилегающем пространстве.

Структура вычислительного комплекса

Структурная схема программного вычислительного комплекса, используемого при анализе электризации КА, показана на рис 25. Эта схема является общей для случаев электризации высокоорбитальных и низкоорбитальных КА. При ее конкретной реализации учитываются описанные выше особенности электризации КА в этих двух случаях.

Исходные данные для проведения расчетов формируются в интерактивном режиме с помощью пользовательского графического интерфейса. Входная информация, обрабатываемая соответствующими подпрограммами, включает в себя описание *расчетной модели КА*, задание электрофизических характеристик и свойств конструкционных материалов, используемых в данном расчете, из *базы данных конструкционных материалов КА*, геофизических условий в блоках задания *параметров космической плазмы*. При построении расчетной геометрической модели производится описанная выше *дискретизация поверхности КА*. Для проведения расчетов значений потенциалов и электрических полей, а также траекторий движения частиц в окрестности КА по заданным размерам и числу разбиений *расчетной области пространства* проводится *дискретизация пространства* трехмерной сеткой. При этом определяются ячейки сетки, занятые элементами поверхности КА.



Рис. 25. Структурная схема вычислительного комплекса

Затем, используя полученные при дискретизации поверхности КА и пространства данные и методику расчета траекторий заряженных частиц, проводится расчет *геометрических углов видения элементов* поверхности КА и их *условий освещения Солнцем*. При расчете этих углов учитывается затенение рассматриваемых элементов поверхности фрагментами конструкции КА при различной его ориентации.

Для каждого элемента поверхности, исходя из характеристик космической плазмы и эмиссионных свойств материалов, с использованием полученных данных об условиях освещения Солнцем и геометрических углах видения элементов вычисляются *углы сбора частиц*.

Для расчетной модели строятся матрицы системы линейных уравнений, решение которой осуществляется путем итерационных вычислений. В итоге определяются потенциалы и их градиенты на поверхности КА и в прилегающем пространстве, что позволяет указать возможные области возникновения электростатических разрядов.

На рис. 26 представлено изображение на экране компьютера графического интерфейса, используемого для задания исходных данных при проведении расчетов и визуализации получаемых результатов. В отдельном окне интерфейса демонстрируется трехмерная геометрическая модель исследуемого КА.

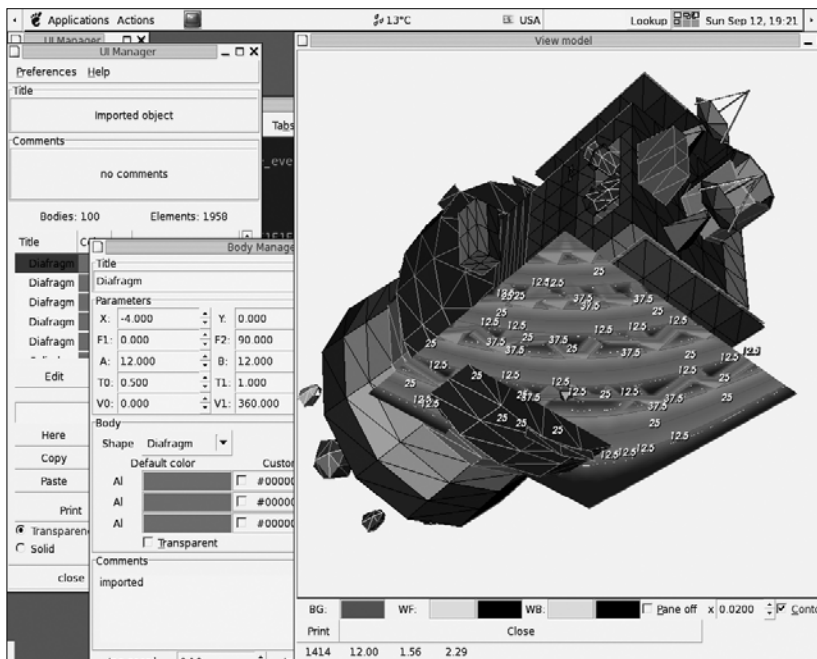


Рис. 26. Графический интерфейс

Примеры результатов расчетов

Как уже указывалось, при математическом моделировании электризации реальных КА важное значение имеет расчет траекторий движения электронов и ионов в собственном электрическом поле заряженного КА. Такие расчеты необходимы также при анализе экспериментальных данных, получаемых с помощью устанавливаемых на КА спектрометров заряженных частиц, при исследовании влияния на процесс электризации КА работы электроракетных двигателей и т.п. В некоторых случаях при немонотонной структуре электрического поля в окрестности КА траектории заряженных частиц могут быть весьма сложными. Это иллюстрируется рис. 27, на котором представлена проекция на координатную плоскость траекторий движения положительных ионов в собственном электрическом поле дифференциально заряженного КА, средний потенциал которого является отрицательным.

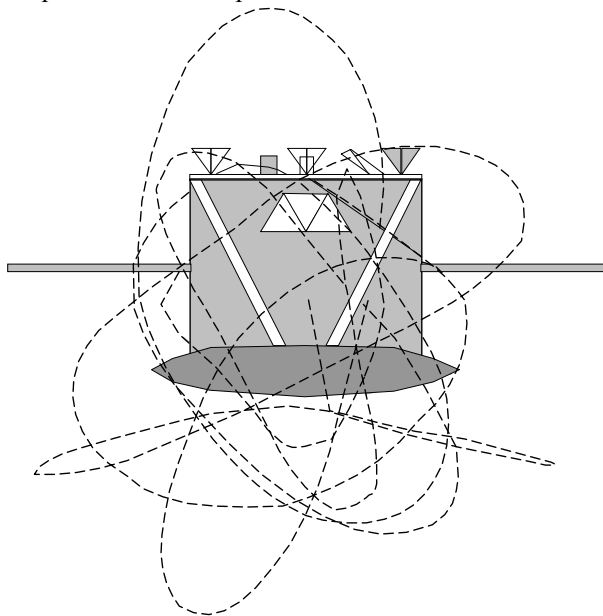


Рис. 27. Траектории движения положительных ионов в поле дифференциально заряженного КА

Одним из наиболее наглядных способов представления распределения потенциала в окрестности КА является изображение структуры эквипотенциалей в различных координатных плоскостях. Отметим, что в данном случае, в отличие от представления траекторий движения заряженных частиц, показываются сечения трехмерной структуры электрического поля координатными плоскостями.

На рис. 28 приведены конфигурации эквипотенциалей электрического поля в окрестности КА при его зарядении в горячей магнитосферной плазме, для которой радиус дебаевского экранирования значительно превышает характерные размеры КА. В отсутствие освещения КА (рис. 28а) конфигурация эквипотенциалей вблизи поверхности в значительной степени определяется формой элементов конструкции аппарата, а на достаточном удалении от КА картина эквипотенциалей становится симметричной. При освещении одной стороны КА Солнцем (рис. 28б) картина эквипотенциалей имеет ярко выраженную асимметрию, что обусловлено значительным снижением потенциала на освещенной стороне за счет тока фотоэлектронной эмиссии. Значения потенциалов (в вольтах) в окрестности КА указаны цифрами на эквипотенциалах.

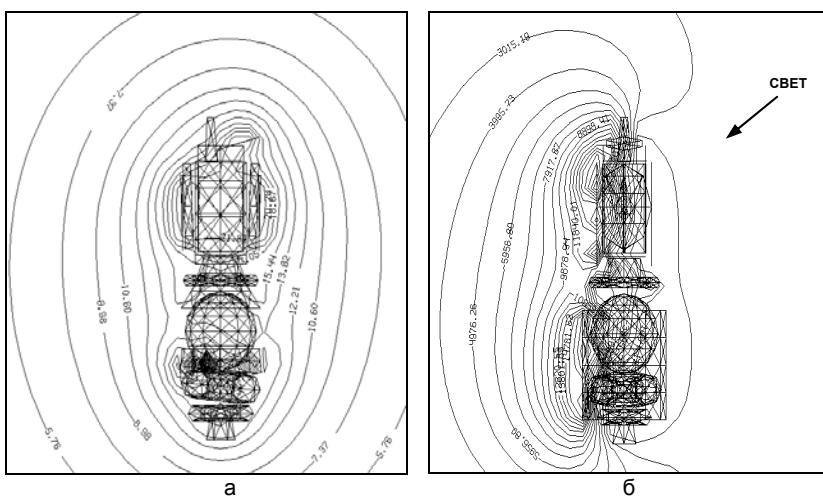


Рис. 28. Конфигурация эквипотенциалей электрического поля в окрестности КА: а – в отсутствие освещения; б – при освещении Солнцем с одной стороны

При необходимости детального исследования структуры электрического поля в окрестности отдельных элементов конструкции КА для них могут быть построены геометрические модели с очень высокой степенью дискретизации поверхности. Пример результатов выполненного таким способом расчета структуры электрического поля вблизи остроконечных элементов конструкции приведен на рис. 29.

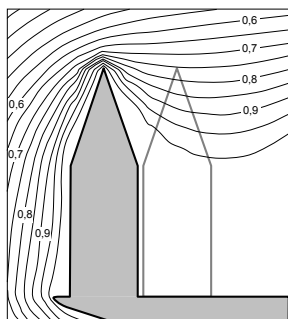


Рис. 29. Детальная картина электрического поля в окрестности элементов конструкции КА при зарядке в горячей магнитосферной плазме: левый элемент находится в плоскости сечения, а правый – позади нее

При зарядке КА на низких орбитах – в ионосфере дебаевский радиус много меньше характерных размеров КА. Поэтому эквипотенциалы электрического поля сильно «прижать» к поверхности, и более наглядное представление о зарядке КА дает построение картины распределения потенциала на поверхности, как это показано на рис. 30.

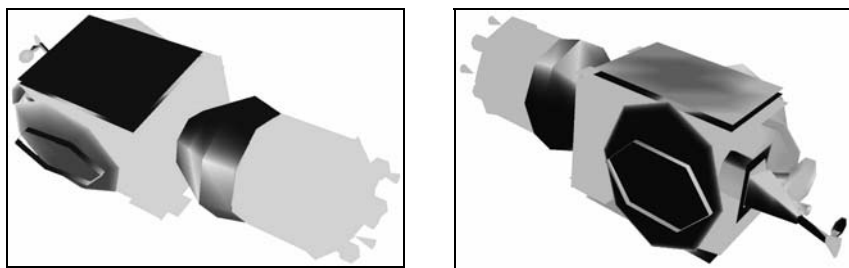


Рис. 30. Картина распределения электрического потенциала на поверхности КА в двух ракурсах

Величины потенциалов на поверхности обозначаются с помощью цветового кода (в черно-белом изображении – оттенками серого цвета). Светлые участки соответствуют более высоким значениям потенциала.

Анализ динамики заряжения КА

Представленные выше результаты относятся к установившимся состояниям заряжения КА, т.е. к равновесным состояниям, достигаемым через некоторое время после изменения тех или иных параметров, влияющих на процесс заряжения. Такими параметрами могут быть значения плотности потоков магнитосферной плазмы, данные об освещенности участков поверхности КА, вторично-эмиссионные коэффициенты материалов поверхности и т.д.

Характерное время общего заряжения КА, определяемое его электрической емкостью относительно окружающей плазмы, обычно не превышает 0,3 с, а время дифференциального заряжения может составлять единицы и даже десятки минут, что обусловлено медленным перераспределением зарядов на емкостях, образованных заряженными диэлектрическими поверхностями и металлическим корпусом. Стационарное состояние при дифференциальном заряжении может не достигаться, если параметры окружающей плазмы меняются достаточно быстро. Типичным и весьма важным примером такой ситуации является отмечавшийся выше случай заряжения КА на ионосферных высотах при быстром пересечении дуг полярных сияний. Актуальным является также анализ динамики электризации КА при проведении активных экспериментов в космическом пространстве.

Рассмотренная расчетная методика позволяет исследовать динамику заряжения КА в различных условиях.

На рис. 31 показано медленное изменение потенциалов неосвещенной и освещенной сторон солнечной батареи, покрытой защитными стеклами, и металлического корпуса КА при его заряжении в горячей магнитосферной плазме. Поскольку поверхности батареи являются непроводящими, их потенциалы различны: на неосвещенной стороне отрицательный потенциал велик, а на освещенной он значительно ниже из-за удаления отрицательного заряда с поверхности током фотоэлектронной эмиссии. Потенциал корпуса имеет промежуточное значение.

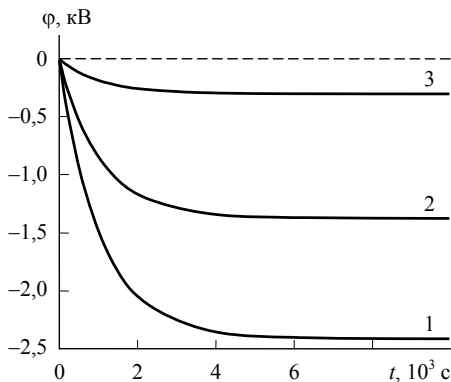


Рис. 31. Изменение во времени потенциалов неосвещенной стороны солнечной батареи (1), корпуса КА (2) и освещенной стороны батареи (3)

Нестационарный характер распределения потенциала на поверхности КА может определяться не только изменением параметров окружающей космической среды, но и изменением ориентации КА по отношению к направлениям воздействия внешних факторов, например, за счет вращения КА. Изменение освещенности различных элементов поверхности вращающегося КА приводит к тому, что потенциал этих элементов меняется.

На рис. 32 показаны зависимости от времени потенциалов двух элементов, расположенных на противоположных боковых поверхностях цилиндрического корпуса КА, вращающегося вокруг продольной оси КА, а также потенциала самого корпуса. Направление освещения – перпендикулярно оси вращения.

Из рисунка видно, что потенциалы элементов, расположенных на противоположных боковых поверхностях корпуса, медленно изменяются в противофазе с периодом вращения КА. Потенциал корпуса не испытывает такой модуляции.

Кроме того, на кривых наблюдаются локальные пики, соответствующее быстрым колебаниям потенциала. Последний эффект связан с тем, что в данном случае модель цилиндрического корпуса построена в виде многогранника. Возникновение локальных пиков объясняется изменением освещенности отдельных граней.

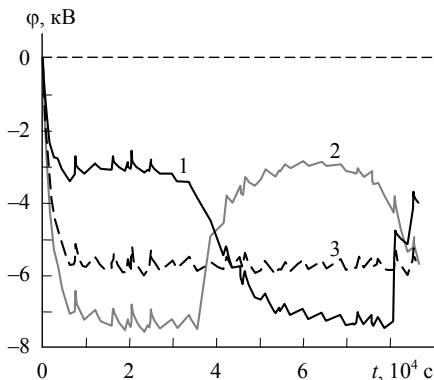


Рис. 32. Зависимость от времени потенциалов диаметрально противоположных элементов (1, 2) и металлического корпуса (3) цилиндрического КА при его вращении

На динамику изменения потенциалов отдельных участков поверхности КА при его дифференциальном заряджении существенное влияние оказывают токи проводимости между элементами и корпусом, величины которых зависят от значений удельного поверхностного сопротивления и удельного объемного сопротивления материалов.

Результаты расчетных оценок показывают, что для диэлектрических покрытий на металлическом корпусе КА, имеющих толщину ~ 100 мкм, основную роль в перераспределении потенциалов играет ток утечки с поверхности покрытия на металлический корпус, определяемый величиной удельного объемного сопротивления ρ_V . На рис. 33 показана зависимость разности потенциалов между поверхностью тонкого диэлектрического покрытия и металлическим корпусом КА от величины ρ_V .

Из рис. 33 видно, что при $\rho_V \sim 10^{16}-10^{17}$ Ом·см ток утечки через покрытие не играет заметной роли в общем балансе токов на элементе поверхности и разность потенциалов между поверхностью покрытия и проводящим корпусом КА максимальна. При снижении величины ρ_V до значения 10^{15} Ом·см разность потенциалов снижается почти в два раза, а при $\rho_V \sim 10^{13}$ Ом·см она становится весьма незначительной. Таким образом, можно сделать вывод, что при значениях удельного объемного сопротивления диэлектрических покрытий ниже 10^{13} Ом·см электрический заряд на поверхности не накапливается.

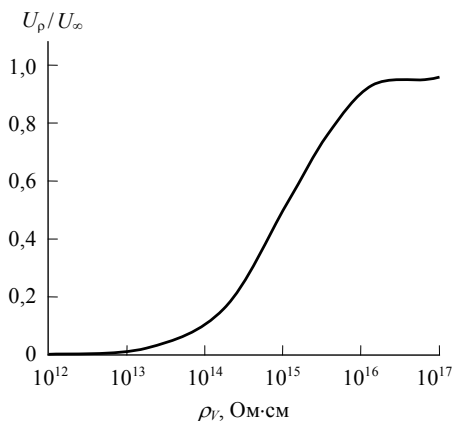


Рис. 33. Зависимость разности потенциалов между поверхностью покрытия и проводящим корпусом КА от удельного объемного сопротивления материала покрытия

Влияние собственной внешней атмосферы и бортового оборудования КА на процесс электризации

Влияние собственной внешней атмосферы

Уже обсуждавшаяся нейтральная газовая оболочка КА – СВА частично ионизуется коротковолновым электромагнитным излучением Солнца и потоками частиц окружающей КА плазмы. Заряженные частицы, образующиеся в окрестности КА в результате ионизации СВА, могут оказывать влияние на процесс электризации КА за счет собирания их поверхностью, т. е. за счет возникновения дополнительного ионного тока в уравнении баланса, и за счет изменения исходного электрического поля в окрестности КА пространственным зарядом образующихся частиц. Для оценки влияния этих факторов на процесс электризации необходимо рассчитать указанный дополнительный ионный ток и концентрацию образующихся положительных ионов в окрестности КА.

Решение этой задачи состоит из следующих этапов:

- расчет пространственного распределения нейтральных частиц в окрестности КА;
- анализ процессов ионизации нейтральных газовых частиц СВА;
- расчет концентрации ионов и создаваемых ими дополнительных токов.

Пространственное распределение нейтральных частиц СВА в окрестности КА может быть получено с помощью расчетной методики, используемой при анализе электризации КА. Для этого рассматривается совокупность прямолинейных траекторий нейтральных газовых частиц, выпускаемых по заданным законам различными участками поверхности КА, и накапливается информация о прохождении частиц через ячейки пространственной сетки, окружающей КА. При рассмотрении траекторий могут быть учтены процессы поглощения испущенных частиц при попадании их на другие элементы поверхности и переизлучения частиц этими элементами, а также могут быть рассмотрены различного рода локальные источники частиц.

На рис. 34а приведен пример результатов расчета линий равной концентрации испущенных частиц вблизи КА, а на рис 34б – на расстояниях, превышающих в несколько раз размеры КА. Цифрами около изолиний указаны значения концентрации частиц в рассматриваемых точках пространства, отнесенные к концентрации выпускаемых частиц в непосредственной близости от поверхности. Последняя величина определяется через плотность потока десорбции и среднюю скорость десорбируемых частиц.

Из рис. 34б видно, что на больших расстояниях от КА неравномерность диаграммы пространственного распределения частиц становится незначительной, хотя и сохраняется некоторое снижение концентрации в направлении оси Z из-за малой площади участков поверхности, выпускающих частицы в этом направлении. Поэтому при решении задачи об электризации КА при наличии СВА, для которой, как будет показано ниже, существенны процессы ионизации частиц СВА в дальней зоне, возможно использование сферически симметричной модели СВА.

Однако для точного определения мест попадания положительных ионов на различные участки поверхности дифференциально заряженного КА, а также при решении задач, связанных с анализом переноса молекул между различными поверхностями КА, с изучением условий воз-

никновения газовых разрядов в высоковольтном оборудовании КА, и в некоторых других случаях необходимо знать распределение концентрации частиц СВА в ближней зоне.

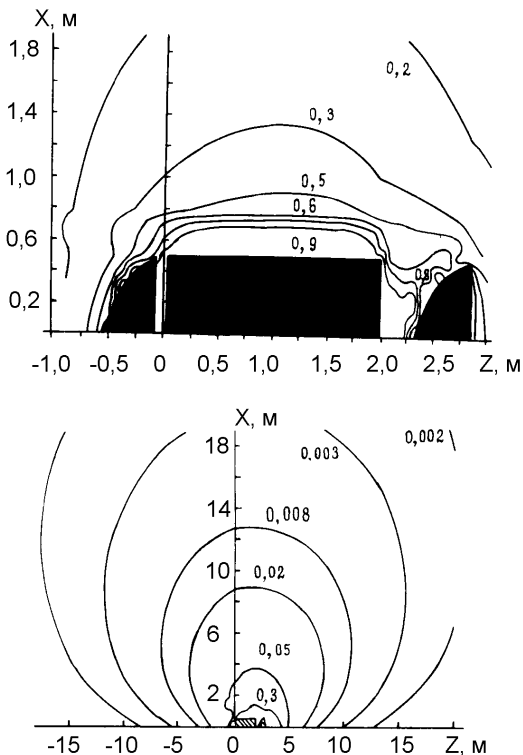


Рис. 34. Расчетные линии равной концентрации испущенных частиц: а — вблизи КА, б — на расстояниях, превышающих в несколько раз размеры КА. Цифрами около изолиний указаны относительные значения концентрации

В общем случае расчет дополнительных ионных токов на разных участках поверхности КА и распределения образующихся ионов в окрестности аппарата сопряжен с необходимостью решения уравнения Пуассона в трехмерной геометрии, что, как правило, требует использования численных методов, подобных рассмотренным выше.

Для упрощенной оценки влияния СВА на процесс электризации рассмотрим решение задачи для заряженного сферического тела, десорбция нейтральных частиц с поверхности которого характеризуется плотностью потока I_d . Будем полагать, что концентрация десорбируемых частиц убывает по мере удаления от тела как $(R/r)^2$, где R – радиус тела, r – расстояние, отсчитываемое от центра тела.

Нетрудно видеть, что при таком пространственном распределении частиц число ионов, образующихся в слоях СВА равной толщины Δr на разных расстояниях r , одинаково, если внешний поток ионизирующего излучения не претерпевает существенного поглощения в облаке частиц СВА. Можно показать, что последнее условие выполняется даже при весьма высокой интенсивности газовыделения: $I_d = 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Запишем, с учетом сделанных замечаний, выражение для плотности дополнительного ионного тока, обусловленного ионизацией СВА коротковолновым солнечным излучением в виде:

$$J_i^{\text{ph}} = I_d \frac{R_c}{v_d} \int_{\lambda} \Phi_{\lambda} \sigma_i(\lambda) d\lambda,$$

где R_c – радиус собирания ионов; Φ_{λ} – спектральная плотность потока ионизирующих квантов; $\sigma_i(\lambda)$ – дифференциальное сечение фотоионизации частиц СВА.

Концентрация ионизованных частиц СВА для этого случая определяется выражением:

$$n_i^{\text{CBA}}(r) = \frac{I_d}{v_d} \frac{R_c}{r^2} \int_{\lambda} \Phi_{\lambda} \sigma_i(\lambda) d\lambda.$$

Интеграл в правой части приведенных уравнений характеризует вероятность фотоионизации частиц. При рассмотрении ионизации СВА заряженными частицами выражение для ионного тока имеют тот же вид, но интегрирование проводится по дифференциальному энергетическому спектру частиц.

На рис. 35 приведены зависимости от длины волны сечений фотоионизации типичных продуктов десорбции – молекул H_2O , CO_2 и N_2 .

В виде гистограммы на рисунке показано распределение интенсивности излучения в коротковолновой области солнечного спектра.

На рис. 36 представлены усредненные данные о сечениях ионизации молекулярных составляющих СВА электронами и протонами различных энергий и дифференциальные энергетические спектры частиц двух-температурной максвелловской плазмы, характерные для ГСО.

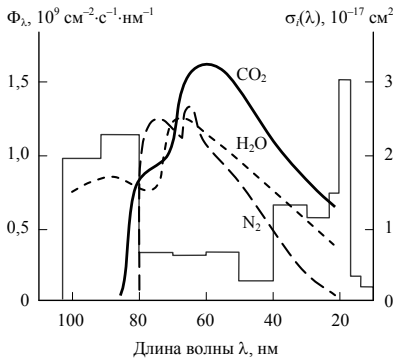


Рис. 35. Спектральное распределение плотности потока (гистограмма) и зависимости сечений фотоионизации молекул СВА $\sigma_i(\lambda)$ от длины волны

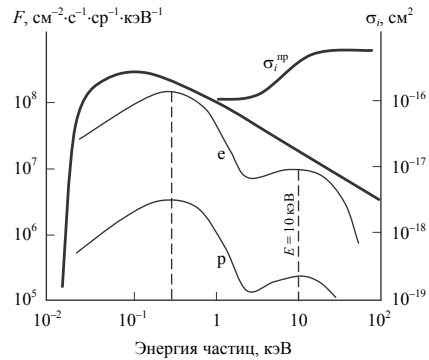


Рис. 36. Энергетические спектры частиц плазмы и зависимости сечений ионизации молекул СВА $\sigma_i^{\text{эл}}$ и $\sigma_i^{\text{пр}}$ от энергии частиц

Результаты расчета вероятности ионизации газовых частиц различными излучениями приведены в табл. 7. Там же приведены данные, характеризующие процесс ионизации СВА вторичными электронами и фотоэлектронами, испускаемыми поверхностью тела.

Последний процесс существенно отличается от процессов ионизации СВА первичными излучениями. Энергия вторичных электронов, ускоряемых отрицательным потенциалом поверхности КА, быстро растет по мере удаления их от поверхности, в результате чего уменьшается величина сечения ионизации. С увеличением расстояния r падает также плотность потока вторичных электронов. Расчеты показывают, что реально ионизация СВА вторичными электронами происходит только на расстоянии менее 10 м от поверхности тела, где плотность их потока еще не слишком мала.

Таблица 7

Вероятность ионизации газовых молекул

| Излучение | Молекулы | Вероятность ионизации, 10^{-7} с^{-1} | |
|--|--|---|------|
| Солнечное УФ-излучение | H ₂ O | | 7,4 |
| | CO ₂ | | 6,2 |
| | O ₂ | | 5,8 |
| | N ₂ | | 2,8 |
| Холодная составляющая $kT = 0,3 \text{ кэВ}; n = 1,5 \text{ см}^{-3}$ | CO, O ₂ , N ₂ , Ar | электроны | 2,4 |
| | | протоны | 0,04 |
| Горячая составляющая $kT = 10,0 \text{ кэВ}; n = 1,0 \text{ см}^{-3}$ | CO, O ₂ , N ₂ , Ar | электроны | 0,5 |
| | | протоны | 0,4 |
| Вторичная электронная эмиссия | CO, O ₂ , N ₂ , Ar | горячая плазма | 0,06 |
| | | холодная плазма | 0,13 |
| Ионно-электронная эмиссия | CO, O ₂ , N ₂ , Ar | горячая плазма | 0,11 |
| | | холодная плазма | 0,01 |
| Фотоэлектроны | CO, O ₂ , N ₂ , Ar | максимальный поток | 12,3 |
| | | минимальный поток | 2,0 |

Радиус собирания ионов R_c , образующихся в результате ионизации СВА, определяется на основании трех критериев:

- соотношения потенциальной энергии иона в электрическом поле заряженного тела с энергией его теплового движения;
- соотношения напряженности электрического поля, создаваемого заряженным телом, с напряженностью естественного электрического поля в магнитосфере;
- влияния геомагнитного поля на процесс собирания ионов.

Результаты расчетов, выполненных на основании указанных критериев, показывают, что для области ГСО $R_c \sim 10^3 \text{ м}$. Отметим, что за счет ионизации СВА первичными излучениями при указанном радиусе собирания ионов в окрестности КА на расстояниях до 10 м от него образуется лишь ~1% от общего числа собираемых поверхностью ионов. Таким образом, при анализе влияния нейтральной СВА на процесс электризации КА основное значение действительно имеет структура

дальней зоны СВА, которая, как правило, может быть описана с высокой степенью точности сферически симметричной моделью.

Решение уравнения баланса токов с включением в него дополнительных ионных токов, возникающих за счет ионизации СВА, свидетельствует о начале снижения отрицательного равновесного потенциала за счет этих дополнительных токов при плотности потока десорбции $I_d > 10^{14}-10^{15} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$, что соответствует значениям концентрации нейтральных частиц у поверхности $n_d \sim 10^9-10^{10} \text{ см}^{-3}$ (рис. 37).

При плотности потока десорбции $I_d > 10^{16} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ происходит значительное (до порядка величины) снижение отрицательного потенциала. Для КА такой уровень газовыделения может наблюдаться в первые дни и даже недели после вывода на орбиту. При снижении плотности потока газовыделения до $I_d \sim 10^{12}-10^{13} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$, что возможно после завершения начального обезгаживания КА, влияние СВА на процесс электризации становится пренебрежимо малым.

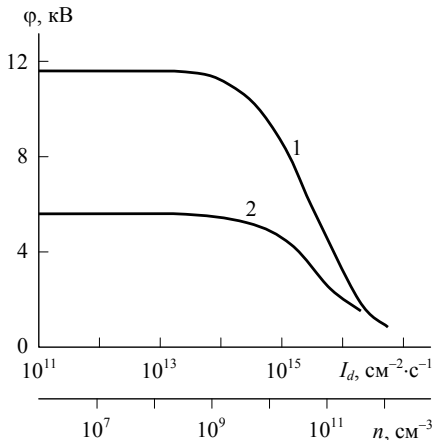


Рис. 37. Снижение отрицательного потенциала неосвещенного сферического КА за счет ионизации частиц СВА: 1 – в однокомпонентной горячей плазме, 2 – в двухкомпонентной плазме

Влияние работы бортового оборудования КА

Очевидно, что при работе на борту КА различных источников достаточно энергичных электронов и ионов, используемых, например, в упоминавшихся выше активных космических экспериментах, дополнительные токи, создаваемые такими источниками, могут оказывать значительное влияние на процесс электризации КА.

Физически более сложен случай испускания с КА потоков квазинейтральной плазмы, который реализуется при работе плазменных электроракетных двигателей. Плазменная струя двигателя имеет неоднородную структуру: в ней выделяют область центрального ядра и периферийные области, характеризующиеся различными энергиями и концентрациями испускаемых ионов (чаще всего Xe^+). При удалении плазменной струи от сопла двигателя происходит процесс пространственного разделения электронов и ионов. Кроме того, в плазменной струе содержатся в значительном количестве нейтральные частицы, которые могут ионизоваться на некотором удалении от среза сопла.

В соответствии с этим при математическом моделировании заряжения КА в условиях работы электроракетных двигателей они включаются в расчетную модель, и для них задаются места расположения, диаграммы направленности струи, данные о концентрации частиц в струе и другие необходимые параметры.

Изменение общего потенциала КА и потенциального рельефа на его поверхности при работе электроракетного двигателя обусловлено двумя физическими механизмами: изменением соотношения положительных ионов и электронов в плазменной струе двигателя в условиях электризации КА и возвратом части положительных ионов на поверхность КА, имеющего отрицательный потенциал. Первый из этих механизмов приводит к быстрому изменению среднего потенциала при включении и выключении плазменных двигателей, а второй механизм – к медленно изменению среднего потенциала и потенциалов отдельных участков непроводящей поверхности и элементов конструкции КА.

На рис. 38а показана расчетная структура электрического поля в окрестности геостационарного КА до включения двигателя при зарядении аппарата в горячей магнитосферной плазме, а на рис. 38б – структура поля после включения двигателя. Из сопоставления рисунков видно, что в рассматриваемом случае включение двигателя привело к сильному изменению структуры электрического поля в окрестности КА.

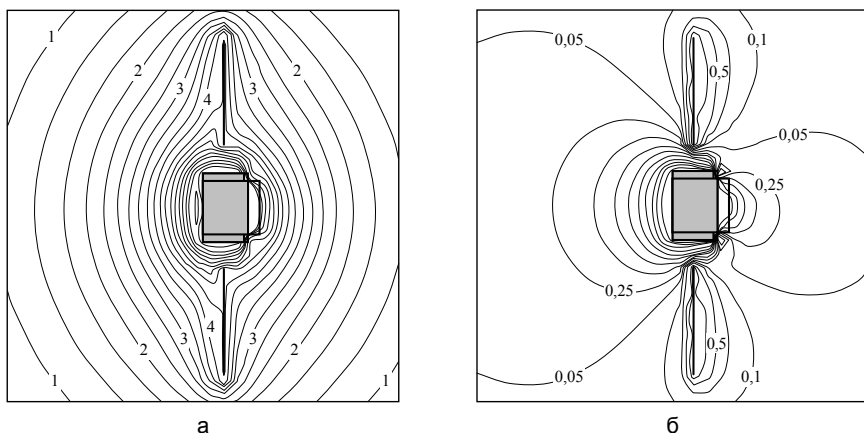


Рис. 38. Структура электрического поля в окрестности КА:
а – до включения ЭРД; б – после включения

Как указывалось выше, для анализа влияния работы электроракетных двигателей на процессы зарядения КА необходимо ввести в уравнение баланса токов на поверхности составляющие, связанные с собиранием поверхностью заряженных частиц из области сопла двигателя. Вычисление этих дополнительных токов производится на основании результатов моделирования траекторий движения ионов и электронов в собственном электрическом поле заряженного КА. При моделировании используется та же пространственная сетка, что и при расчете распределения электрического потенциала в окрестности КА. Дополнительные локальные токи для отдельных участков поверхности определяются путем суммирования траекторий заряженных частиц, попадающих на рассматриваемые участки, как это показано на рис. 39.

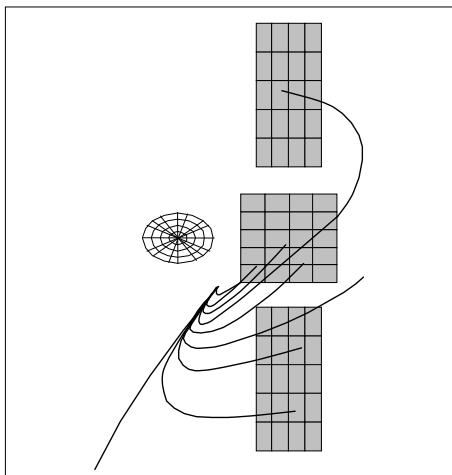


Рис. 39. Траектории движения положительных ионов, выходящих из области сопла электро-ракетного двигателя, в электрическом поле дифференциально заряженного КА

Влияние электризации КА на процессы его торможения космической средой

При движении КА в космической среде он тормозится за счет действия на него ряда сил, главными из которых являются сила аэродинамического торможения нейтральными частицами верхней атмосферы Земли и давление солнечного света. Первая из этих сил превалирует на высотах до ~ 1000 км, а вторая – выше 1000 км. При электризации КА и взаимодействии его с заряженными частицами окружающей космической среды дополнительные тормозящие силы возникают за счет следующих факторов:

- взаимодействия КА с заряженными частицами космической плазмы;
- воздействия на заряженный КА магнитного и электрического полей (силы Лоренца);
- индукционного торможения КА за счет наведения в его металлическом корпусе тока, замыкающегося через окружающую плазму, и взаимодействия образованного контура тока с геомагнитным полем;

- возбуждения движущимся заряженным КА волн разных видов в окружающей плазме.

Не останавливаясь на рассмотрении методики вычислений, приведем результаты расчета тормозящих сил (рис. 40), действующих в околоземном пространстве на сферу диаметром 3 м при ее движении с орбитальной скоростью.

Помимо сил торможения сферы нейтральными частицами верхней атмосферы, ионами космической плазмы, индукционного торможения и магнитной составляющей силы Лоренца, на рис. 40 для сопоставления показаны величины давления солнечного света, не зависящего от высоты, и давления плазмы солнечного ветра, действующего за пределами магнитосферы. Для ограниченных интервалов высот показаны также значения давления плазмы в области ГСО и давления потока протонов радиационного пояса Земли. Заштрихованной областью 11 показаны результаты расчета тормозящей силы космической плазмы при варьировании ее параметров.

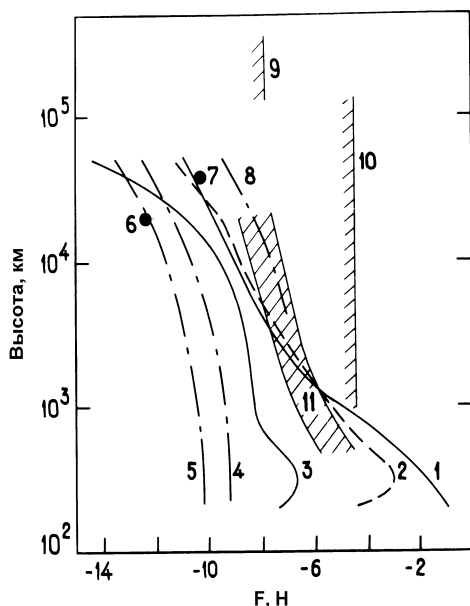


Рис. 40. Силы, действующие на сферу диаметром 3 м при ее движении в околоземной среде с орбитальной скоростью: 1 — за счет взаимодействия с нейтральными частицами верхней атмосферы Земли; 2 — за счет взаимодействия с ионами; 3 — индукционное торможение; 4, 5, 8 — сила Лоренца при потенциале сферы соответственно 10 В, 1 В и 10 кВ; 6 — воздействие протонов радиационного пояса; 7 — воздействие плазмы в области ГСО; 9, 10 — давление солнечного ветра и солнечного света; 11 — воздействие плазмы с различными параметрами

Из рис. 40 видно, что на ионосферных высотах основной возмущающей силой является сила аэродинамического торможения тела нейтральными частицами верхней атмосферы. Выше 1000 км преобладает сила давления солнечного света. В числе возмущающих сил, обусловленных электризацией тела и взаимодействием его с космической плазмой и геомагнитным полем, наиболее важными являются сила торможения тела заряженными частицами и сила Лоренца. Первая из этих сил начинает превышать силу аэродинамического торможения на высотах более 1500 км. Сила Лоренца наиболее существенна на больших высотах при заряджении тела до потенциалов 1-10 кВ.

Потери кинетической энергии за счет возбуждения движущимся заряженным телом волн разных видов в околоземной плазме малы.

В целом, как видно из рис. 40, дополнительные тормозящие силы, связанные с электризацией космических тел, на ионосферных высотах значительно уступают по величине силе аэродинамического торможения, а на высотах более 1000 км – давлению солнечного света. Ускорения, сообщаемые телу за счет действия этих сил, весьма малы.

8. Экспериментальное исследование электризации космических аппаратов

Исследование электризации КА в натуральных условиях

В связи с большим количеством аномалий, наблюдавшихся в работе бортового оборудования геостационарных КА, были созданы аппаратные комплексы для исследования эффектов электризации непосредственно в процессе эксплуатации КА. Такие комплексы обычно включают приборы для измерения параметров окружающей плазмы, измерения потенциала КА и регистрации возникающих разрядов.

Национальным космическим агентством США в 1979 г. был даже запущен специальный научный спутник SCATHA (Spacecraft Charging AT High Altitude) для комплексного изучения процессов электризации КА в горячей магнитосферной плазме.

Аналогичные исследования были проведены также на ряде российских геостационарных КА. На основании анализа совокупности отказов, объясняемых электризацией КА, и данных о возникновении электрических разрядов на КА было установлено, что эти события происходят преимущественно в ночные и ранние утренние часы (рис. 41). Такое распределение событий в течение суток логично объяснялось прохождением КА через плазменный слой и инъекцией горячей плазмы на ГСО из области хвоста магнитосферы на ночной стороне с последующим дрейфом плазмы в утренний сектор. Это и приводит к увеличению в указанные часы плотности электронного тока горячей плазмы, как было показано ранее на рис. 4.

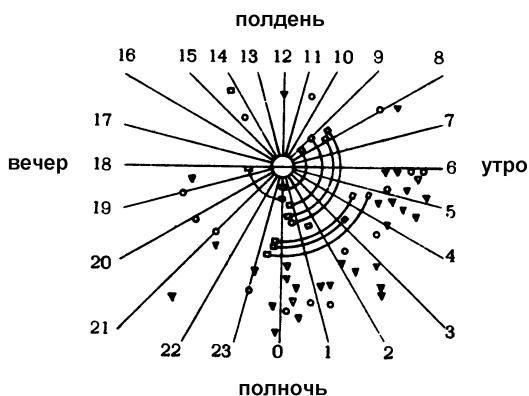


Рис. 41. Распределение по времени суток случаев возникновения сбоя (показаны значками) в работе оборудования геостационарных КА; дуги, соединяющие значки, означают, что момент сбоя не был точно определен

Справедливость такого объяснения возникновения аномалий в работе бортовых систем геостационарных КА подтверждается и данными рис. 42, на котором показаны зависимости от местного времени числа зарегистрированных случаев появления горячей плазмы в области ГСО и числа возникающих аномалий.

По результатам многих измерений были получены зависимости потенциала геостационарных КА от обсуждавшегося выше геомагнитного индекса Kp и от температуры плазмы. Эти зависимости показаны на рис. 43 и рис. 44.

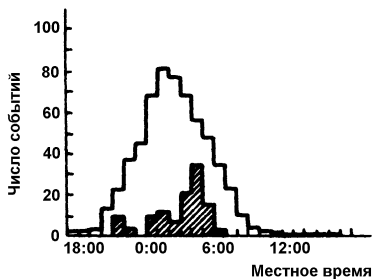


Рис. 42. Распределение по времени случаев появления горячей плазмы в области ГСО (верхняя кривая) и возникновения аномалий в работе оборудования КА (нижняя кривая)

Данные рис. 43 свидетельствуют о значительном разбросе значений потенциала, что объясняется отличиями характеристик плазмы в разных измерениях, конструктивными особенностями конкретных КА и параметрами их материалов, а рис. 44, демонстрирующий характер зависимости отрицательного потенциала КА от температуры плазмы, наглядно показывает различие величин потенциалов на неосвещенных участках орбиты (при заходе КА в тень Земли) и на освещенных участках.

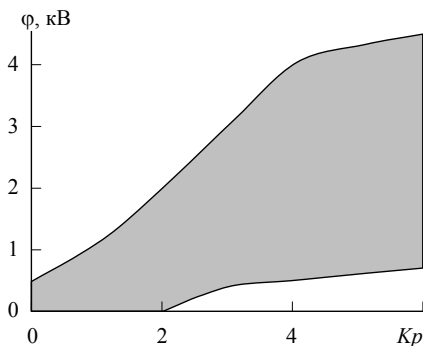


Рис. 43. Зависимость отрицательного потенциала геостационарного КА от геомагнитного индекса K_p

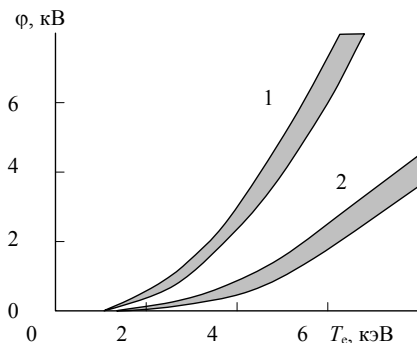


Рис. 44. Зависимости потенциала КА от температуры плазмы: 1 – в тени Земли; 2 – на освещенных участках орбиты

На отечественных геостационарных КА устанавливались, в частности, разработанные в НИИЯФ МГУ электростатические спектрометры, позволявшие регистрировать потоки электронов и протонов магнито-

сферной плазмы в дискретных энергетических каналах в диапазоне энергий $\sim 0,1-15$ кэВ. С помощью этих приборов исследовались не только характеристики горячей магнитосферной плазмы, но и процессы электризации КА. Определение потенциала КА относительно окружающей плазмы производилось на основании сопоставления исходных энергетических спектров частиц, регистрируемых до заряжения КА, со спектрами, регистрируемыми в условиях электризации аппарата.

На рис. 45 показано изменение в течение нескольких часов потоков электронов, регистрируемых в разных энергетических каналах спектрометра, который был установлен на одном из геостационарных КА серии «Горизонт». Интервал значений средних энергий регистрируемых электронов в каналах спектрометра указан в правой части рис. 45 цифрами.

В показаниях спектрометра наблюдается характерный «провал» в интервале $\sim 18:10-19:20$ UT (всемирное время), соответствующий прохождению КА через тень Земли. Отметим, что продолжительность пребывания геостационарного КА в тени Земли максимальна (~ 1 часа) в периоды весеннего и осеннего равноденствия. Результаты, представленные на рис. 45, получены во время весеннего равноденствия.

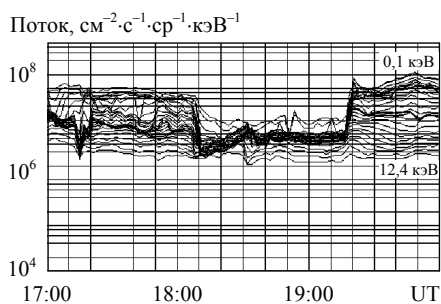


Рис. 45. Характерное изменение показаний спектрометра электронов при прохождении геостационарного КА через тень Земли

Возникновение «провала» в показаниях спектрометра объясняется тем, что при прекращении в тени Земли процесса фотоэлектронной эмиссии значительно увеличивается отрицательный потенциал КА.

В этом случае электрическое поле, возникающее в окрестности КА, тормозит электроны, движущиеся к его поверхности из окружающей плазмы, что непосредственно отражается на форме регистрируемых энергетических спектров электронов (рис. 46). Видно, что в тени Земли наблюдается значительное уменьшение регистрируемых потоков электронов (нижние кривые на рисунке) по сравнению с их исходными величинами (верхние кривые). При этом для энергий электронов $>6-7$ кэВ показания спектрометра практически не претерпевают изменений, т. е. на движение электронов с такими энергиями электрическое поле отрицательного заряженного КА не оказывает влияния, что сразу позволяет сделать ориентировочную оценку величины отрицательного потенциала КА, которая затем уточняется на основании результатов модельных расчетов.

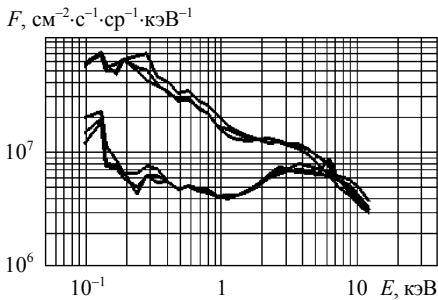


Рис. 46. Регистрируемые энергетические спектры электронов до входа КА в тень Земли (верхние кривые) и при пересечении тени (нижние кривые)

Аналогичные оценки и расчеты могут быть сделаны и на основании показаний бортовых спектрометров, регистрирующих дифференциальные энергетические спектры протонов магнитосферной плазмы. В этом случае характер наблюдаемых изменений спектров иной, поскольку регистрируемые спектрометром положительные ионы приобретают дополнительную энергию в электрическом поле отрицательного заряженного КА.

На рис. 47 приведены результаты спектрометрических исследований горячей магнитосферной плазмы, выполненных на геостационарном КА «Электрон». В этом случае использовался электростатический спек-

тронетр с меньшим числом энергетических каналов по сравнению с установленным на КА «Горизонт».

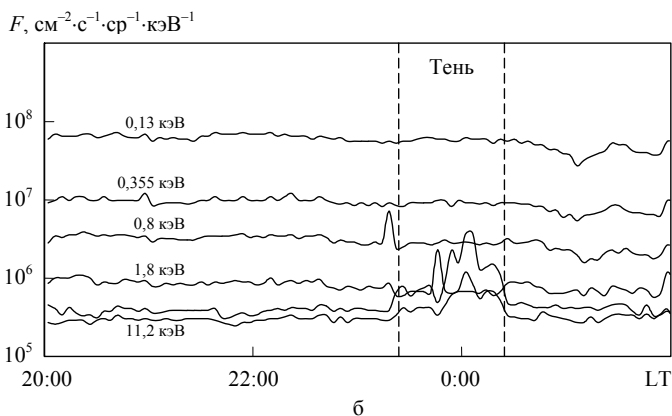
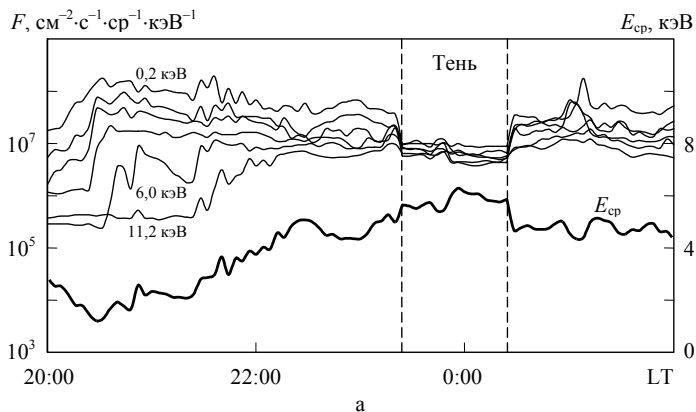


Рис. 47. Поток электронов (а) и протонов (б), зарегистрированные в области ГСО с помощью спектрометров КА «Электр»

Рис. 47а показывает изменение потоков электронов в различных энергетических каналах в течение нескольких часов, включая период пересечения аппаратом тени Земли, который выделен вертикальными пунктирными линиями. Видно, что при пересечении тени, как и в случае измерений на КА «Горизонт» (рис. 45), в показаниях спектрометра формируется «провал», обусловленный появлением на КА отрицатель-

ного потенциала. Следует обратить внимание на увеличение потока электронов в энергетическом канале 11,2 кэВ, а также средней энергии электронов $E_{\text{ср}}$ в спектре в часы, предшествующие входу КА в тень Земли. Энергетический спектр электронов, таким образом, к моменту входа КА в тень стал достаточно «жестким». Это полностью согласуется с рассмотренной выше физической моделью электризации КА.

На рис. 47б приведены аналогичные данные для протонного спектрометра. В этом случае в области тени Земли наблюдаются возрастания потоков протонов, регистрируемых в различных энергетических каналах. Наблюдаемые искажения показаний протонного спектрометра обусловлены ускорением протонов отрицательным потенциалом КА.

Рис. 48 демонстрирует еще один случай влияния отрицательного потенциала КА на показания спектрометра электронов КА «Электрон». Приведенные здесь результаты интересны тем, что резкий рост потока электронов в энергетическом канале 11,2 кэВ и соответственно энергии $E_{\text{ср}}$ начался во время нахождения КА в тени Земли.

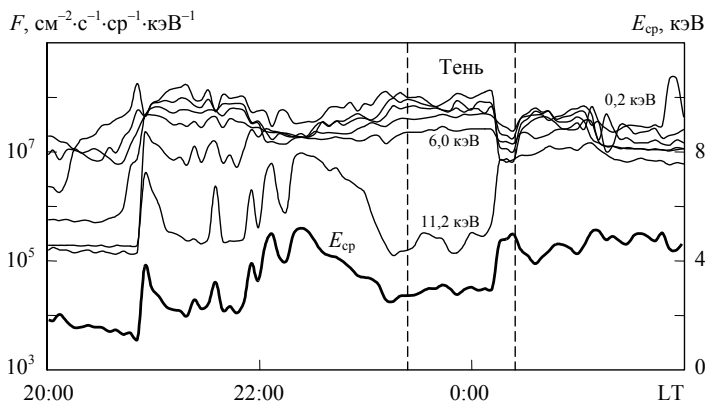


Рис. 48. Проявление порогового эффекта при зарядении геостационарного КА

Наблюдаемый «провал» в показаниях спектрометра начал формироваться только при увеличении потока электронов достаточно высокой энергии. Это является еще одним подтверждением правильности рас-

смагивавшейся физической модели электризации КА и наглядной демонстрацией порогового эффекта при зарядении аппарата.

Отметим, что в данном случае кратковременные уменьшения потоков электронов, регистрируемых в низкоэнергетических каналах спектрометра ($\sim 0,2-0,5$ кэВ), коррелирующие с возрастанием потока в канале 11,2 кэВ, наблюдаются и на освещенной части орбиты (слева от области тени). Однако здесь значение отрицательного потенциала, определяемое по глубине наблюдаемого «провала», существенно меньше, чем в тени Земли, поскольку в балансе токов на поверхности КА значительную роль играет ток фотоэлектронной эмиссии.

На рис. 49 приведены результаты расчета энергетических спектров электронов (а) и протонов (б), регистрируемых при различных значениях отрицательного потенциала КА. Исходные спектры аппроксимируются двухтемпературной максвелловской функцией. Видно, что характер изменений электронных спектров с увеличением потенциала хорошо согласуется с экспериментальными данными, приведенными на рис. 46, а формирование узких пиков в протонных спектрах – подобно данным рис. 47б. Результаты таких расчетов позволяют более точно определить значения потенциала КА из экспериментальных данных.

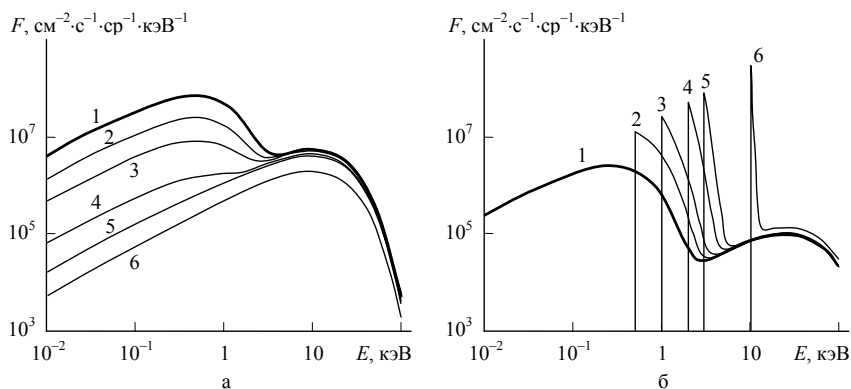


Рис. 49 Энергетические спектры регистрируемых электронов (а) и протонов (б), рассчитанные при различных значениях отрицательного потенциала КА ϕ , [кВ]: 1 – 0; 2 – 0,5; 3 – 1,0; 4 – 2,0; 5 – 3,0; 6 – 10,0

Спектрометры с электростатическими анализаторами были установлены также на КА «Метеор», орбита которого близка к круговой с высотой $\sim 1\,000$ км и наклоном $\sim 99^\circ$. При пересечении данным КА авроральных овалов и областей полярных шапок в обоих полушариях наблюдались характерные для этих областей потоки частиц. При этом, несмотря на дискретность структуры областей высыпания потоков авроральных электронов, во многих случаях наблюдалось зарядение КА до отрицательных потенциалов $\sim 0,3\text{--}1,5$ кВ в течение всего времени пересечения авроральных овалов, составлявшего несколько минут.

На рис. 50 показан пример изменения регистрируемых потоков электронов в энергетических каналах спектрометра КА «Метеор» при пересечении аврорального овала в интервале времени 06:43:57–06:45:57 UT. Увеличению потоков, регистрируемых в высокоэнергетических каналах $\sim 5\text{--}11$ кэВ, соответствует снижение потоков в низкоэнергетических каналах $\sim 0,1\text{--}0,5$ кэВ. Таким образом, в данном случае в показаниях спектрометра также формируется «провал», подобный рассмотренному выше на примерах результатов измерений на геостационарных КА.

На рис. 51 показаны энергетические спектры электронов перед входом КА в авроральный овал (1) и внутри овала (2).

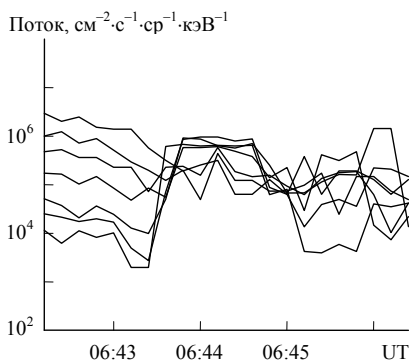


Рис. 50. Изменение показаний электронно-спектрометра КА «Метеор» при пересечении аврорального овала

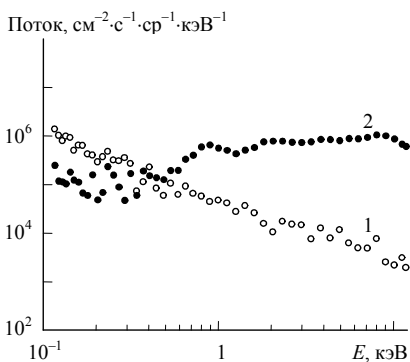


Рис. 51. Энергетические спектры электронов, зарегистрированные до входа КА в авроральный овал (1) и внутри овала (2)

Аналогичное проявление эффектов электризации наблюдалось и на научно-образовательном спутнике «Университетский – Татьяна», который был запущен 20 января 2005 г. – в канун 250-летнего юбилея МГУ на круговую орбиту с высотой 970 км и наклоном 83°.

На этом КА, относящемся к классу микроспутников, в связи с ограниченностью его габаритов и массы (~30 кг) в состав аппаратного комплекса был включен прибор, регистрировавший авроральные электроны только с одной энергией ~1 кэВ. Поэтому нельзя было получить столь подробную картину электризации, как на КА «Метеор». Тем не менее при пересечении спутником «Университетский – Татьяна» зон высыпания авроральных электронов в ряде случаев регистрировались характерные «провалы» в записи величины потока электронов с энергией 1 кэВ, что свидетельствует о зарядении спутника до значительных отрицательных потенциалов.

Лабораторное моделирование процессов электризации КА

Исследование процессов электризации КА в лабораторных условиях проводится на образцах материалов, используемых в конструкции КА, на уменьшенных макетах КА и даже на полноразмерных реальных КА, для чего их помещают в вакуумные камеры соответствующих размеров, оснащенные необходимыми источниками излучений и измерительной аппаратурой.

При испытаниях образцов материалов исследуются зависимости возникающих на их поверхности потенциалов от параметров воздействующих факторов, характеристики происходящих электрических разрядов, возможности снижения потенциалов путем варьирования электрофизических параметров материалов и т.д. На основании результатов испытаний даются рекомендации по применению материалов в составе конструкции КА.

На рис. 52 показана типичная для диэлектриков зависимость напряженности электрического поля вблизи поверхности образца, облучаемого электронами, от времени облучения.

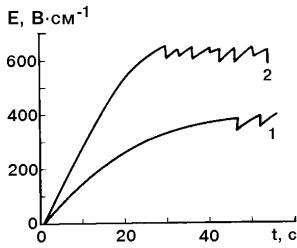


Рис. 52. Зависимость напряженности электрического поля вблизи поверхности образца от времени облучения при разных значениях плотности тока пучка электронов:
 1 - $5 \cdot 10^{-11} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$;
 2 - $1 \cdot 10^{-10} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$

После начала облучения напряженность электрического поля возрастает до величины, при которой начинаются электрические разряды, вызывающие скачкообразные изменения напряженности поля. Характер наблюдаемых изменений зависит от плотности тока пучка электронов.

Эксперименты с моделями, воспроизводящими основные элементы конструкции реальных КА и используемые на их поверхности материалы, позволяют получить более полную информацию о процессах электризации КА. Для проведения таких экспериментов используются лабораторные стенды, содержащие набор имитаторов факторов космического пространства и комплекс диагностической аппаратуры.

На рис. 53 показана схема лабораторного стенда, созданного в Институте лазерной физики СО РАН.

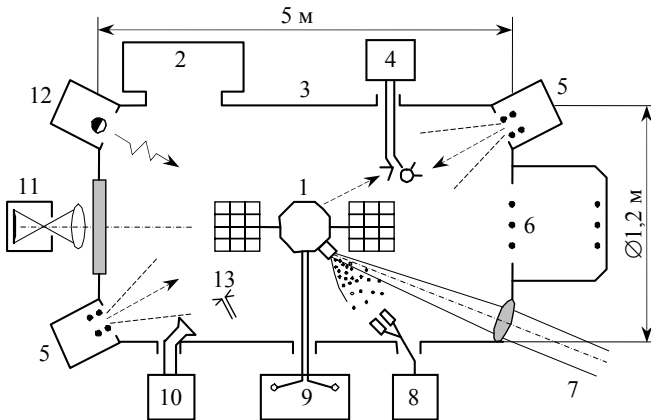


Рис. 53. Схема лабораторного стенда для исследования процессов электризации моделей КА

Испытуемая модель 1 помещается в центра вакуумной камеры 3, оснащенной электронными пушками 5, источниками холодной плазмы 6 и ультрафиолетового излучения 12, лазерным имитатором работы электроракетного двигателя 7, а также комплексом диагностической аппаратуры 4, 8-11, 13. В камере с помощью системы вакуумных насосов 2 поддерживается давление $\sim 10^{-6}$ - 10^{-7} торр.

Общий вид одной из испытывавшихся моделей КА с поперечными размерами около 0,5 м показан на рис. 54. Здесь номерами обозначены различные элементы конструкции, в том числе панели солнечных батарей 1 и 2, а стрелками показаны места возникновения разрядов вблизи кромок солнечных батарей.

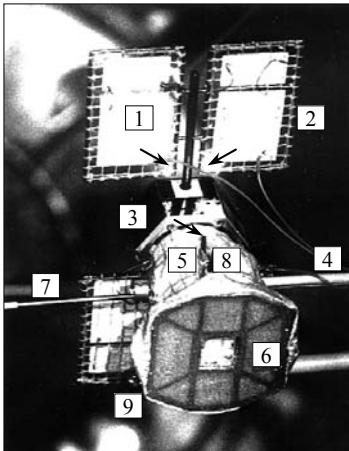


Рис. 54. Общий вид испытывавшейся модели КА:

- 1, 2 – панели солнечных батарей;
- 3, 6 – торцевые элементы корпуса;
- 4 – изолирующий держатель модели;
- 5 – терморегулирующее покрытие на боковой поверхности корпуса;
- 7, 8 – макеты двигательных установок;
- 9 – зонд для измерения параметров плазмы вблизи модели

Для подобных моделей в процессе испытаний получают зависимости от времени облучения потенциалов различных элементов конструкции и характеристики возникающих на них разрядов (рис. 55).

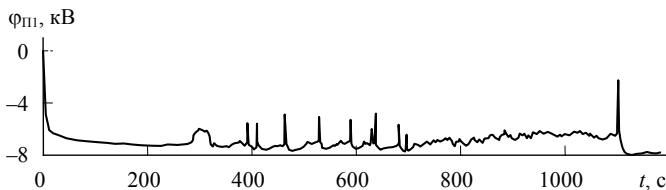


Рис. 55. Осциллограмма изменений потенциала элемента модели КА

9. Методы защиты космических аппаратов от влияния эффектов электризации

На основании результатов математического моделирования процессов электризации КА, натуральных экспериментов и лабораторных исследований выявлены следующие наиболее важные физические механизмы, приводящие к возникновению сбоев и отказов в работе бортового оборудования КА в условиях электризации:

- воздействие на аппаратуру импульсных электромагнитных излучений и токов при возникновении электрических разрядов;
- создание оптических и акустических помех работе аппаратуры при разрядах;
- разрушение или повреждение элементов конструкции и участков поверхности КА интенсивными импульсными токами.

Наиболее часто аномалии в работе бортовых систем КА возникают за счет первого из указанных механизмов – воздействия электромагнитных и токовых помех, создаваемых разрядами.

Данные многочисленных лабораторных и натуральных экспериментов свидетельствуют о том, что разряды разных видов возникают при значениях потенциалов на типичных элементах конструкции ~5-10 кВ. При этом возможны следующие основные виды разрядов:

- по поверхности между элементами конструкции и участками непроводящей поверхности в условиях дифференциального заряжения КА;
- через тонкие диэлектрические покрытия на металлический корпус аппарата;
- с поверхности КА в окружающую плазму.

Возникновение разрядов может не совпадать по времени с началом заряжения КА до высоких потенциалов из-за длительности процесса перераспределения зарядов на аппарате при его дифференциальном заряжении. Это иллюстрируется рис. 56, в верхней части которого показано уменьшение регистрируемого потока электронов низкой энергии

при прохождении геостационарного КА через тень Земли, аналогичное рассмотренным выше случаям (рис. 45, 47, 48), а в нижней части - частота возникновения разрядов. Видно, что в среднем разряды возникают с некоторым временным сдвигом относительно начала зарядки КА в тени Земли.

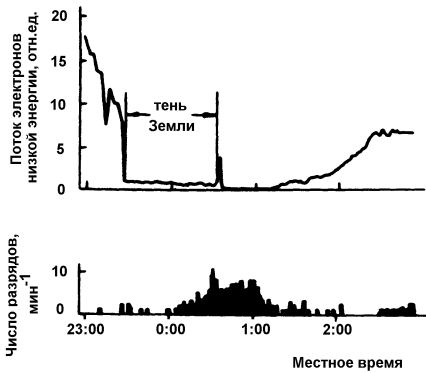


Рис. 56. Возникновение электрических разрядов на геостационарном КА после зарядки аппарата в тени Земли

При проведении оценок создаваемых электрическими разрядами паразитных сигналов используются следующие типичные параметры разрядных токов:

- разряд «металл-металл» $j = 10 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$, $\tau = 10^{-8} \text{ c}$;
- разряд «диэлектрик-металл» $j = 1 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$, $\tau = 10^{-7} \text{ c}$;
- разряд с крупногабаритных элементов конструкции на металлическую ферму $J = 100\text{-}500 \text{ A}$, $\tau = (1\text{-}2) \cdot 10^{-5} \text{ c}$.

Здесь j – плотность импульсного тока, J – полный ток в импульсе, τ – длительность разряда.

Известны следующие основные физические механизмы возникновения паразитных сигналов, обусловленных электрическими разрядами на КА: индукция паразитных сигналов через посредство электромагнитных полей, создаваемых разрядом; наведение токов растекания в металлических элементах конструкции, прилегающих к области разряда; прямое

попадание на токопроводящий элемент электронов, выбрасываемых из области разряда.

Для оценки электромагнитных помех, создаваемых дуговыми разрядами на поверхности КА, можно использовать следующие выражения, дающие значения напряженности электрического E и магнитного H полей, порождаемых электрической дугой длиной h на расстоянии r от дуги при токе разряда I и скорости его изменения \dot{I} :

$$E = \frac{h}{4\pi} \left(\frac{\mu_0 \dot{I}}{r} + Z_0 \frac{I}{r^2} + \frac{Q}{\varepsilon_0 r^3} \right),$$

$$H = \frac{h}{4\pi} \left(\frac{\dot{I}}{rc} + \frac{I}{r^2} \right),$$

где $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} = 377$ Ом, характеристический импеданс вакуума;

Q – интеграл от тока по времени, μ_0, ε_0, c – физические константы.

Используя эти выражения, можно оценить амплитуды паразитных сигналов, создаваемых в тех или иных электрических цепях изделия разрядами разной интенсивности.

Упрощенные оценки максимальных значений паразитных токов, индуцируемых в проводнике электрическим разрядом, можно сделать с помощью следующих выражений:

- в случае индукции паразитного тока за счет магнитной составляющей поля помехи

$$I = \dot{B}A / Z \text{ при } Z \gg L,$$

$$I = B_m A / L,$$

где I – индуцируемый ток; \dot{B} – скорость изменения магнитной индукции; B_m – максимальное значение магнитной индукции; A – площадь взаимодействия, определяемая размерами проводника и его расположением относительно токопроводящих элементов; L – индуктивность проводника; Z – сопротивление нагрузки;

- в случае индукции паразитного тока за счет электрической составляющей поля помехи

$$I = hE_m / Z ,$$

где E_m – максимальное значение напряженности электрического поля помехи.

Методы защиты КА от влияния эффектов электризации делятся на *пассивные и активные*.

Пассивные методы, направленные главным образом на исключение дифференциального заряжения КА и снижение влияния помех на работу бортовой аппаратуры, предусматривают реализацию следующих мер:

- создание конструкций КА, обеспечивающих равномерное распределение зарядов и потенциалов на поверхности, что достигается правильным выбором ее конфигурации и применением материалов с необходимыми электрофизическими характеристиками;
- нанесение на поверхность КА прозрачных электропроводящих покрытий (например, In_2O_3) или металлических сеток с малым коэффициентом заполнения;
- электрическое соединение всех узлов оборудования, экранирующих оплеток кабелей, проводящих покрытий, металлических сеток и т.п. с общим корпусом КА;
- экранирование чувствительных сигнальных цепей от воздействия электрических и магнитных полей в широком диапазоне амплитуд и частот;
- применение электронных схем, устойчивых к воздействию электромагнитных помех;
- проведение тщательных лабораторных испытаний узлов бортового оборудования и КА в целом на устойчивость к воздействию электромагнитных помех с использованием специальных имитаторов электрических разрядов.

В основе активных методов регулирования электрического потенциала КА лежит использование для сброса избыточного заряда с КА

различных электронных и ионных пушек. По существу, для этого применяется та же техника, что и при проведении активных космических экспериментов, рассмотренных выше. Но если в активных экспериментах испускание пучка электронов или ионов с первоначально незаряженного КА приводит к нежелательному его зарядению, то в рассматриваемом здесь случае испускаемый пучок частиц должен удалить избыточный заряд с КА. Метод регулирования потенциала КА путем испускания с него электронного пучка был опробован, в частности, на упоминавшемся ранее КА SCATHA, для чего на нем была установлена электронная пушка с максимальным ускоряющим напряжением 3 кВ и током 6 мА.

Однако применение активных методов сброса избыточного заряда с КА встречает ряд трудностей:

- заряд может быть эффективно удален лишь с проводящих поверхностей и элементов КА;
- недостаточно хорошо устраняется дифференциальное зарядение КА, а в некоторых случаях оно может быть даже усугублено;
- для питания инжекторов требуется дополнительная электрическая энергия, а для управления их работой и контроля – специальная аппаратура.

Тем не менее активные методы регулирования потенциала КА успешно развиваются. Весьма перспективным является использование для этих целей электроракетных плазменных двигателей, которые, как было показано в предыдущих разделах, позволяют снижать общий потенциал КА относительно окружающей плазмы и устранять дифференциальное зарядение поверхности.

Специальные устройства – *плазменные контакторы*, принцип действия которых основан на испускании плазменных струй, установлены на Международной космической станции. Их применение позволяет ограничивать потенциал станции на уровне нескольких десятков вольт.

Заключение

Проведенные в 1970-х – 1980-х гг. в связи с запусками геостационарных КА ширококомасштабные теоретические и экспериментальные исследования явления электризации КА в магнитосферной плазме позволили в деталях понять физические механизмы этого явления, создать его теоретические и математические модели, разработать расчетные методы исследования электризации реальных КА, предложить и внедрить эффективные инженерные методы защиты КА от воздействия эффектов электризации.

Однако в связи с применением новых материалов в конструкциях КА и новых технологий создания аппаратов, повышением требований к срокам их активного существования и надежности, освоением новых орбит необходимы дальнейшие всесторонние исследования электризации КА в различных областях космического пространства.

В 1998 г. было начато проведение международных конференций по электризации КА. В последние годы под эгидой Европейского космического агентства развернуты работы по созданию компьютерных моделей электризации КА нового поколения в рамках проектов SPIS (Space Plasma Interaction System) и SPINE (Space Plasma Interaction Network in Europe).

На современном этапе исследований большое внимание уделяется анализу *объемного заряжения* диэлектрических материалов КА. Этот вид заряжения вызывается электронами радиационных поясов Земли с энергиями $\sim 2\text{--}10$ МэВ, проникающими в толщу диэлектриков на глубину $\sim 0,5\text{--}2$ см.

Отметим для сопоставления, что глубина проникновения электронов горячей магнитосферной плазмы с характерными энергиями до 50 кэВ составляет $\sim 20\text{--}30$ мкм. Поэтому рассматривавшееся в настоящем учебном пособии явление заряжения материалов КА в магнитосферной плазме часто называют *поверхностным заряжением*.

Причиной разделения радиационной электризации диэлектриков на поверхностную и объемную является не только различие глубин локализации внедренного электрического заряда, но также и существенное различие в указанных двух случаях физических процессов накопления заряда, потоков первичных заряженных частиц, приводящих к его накоплению, и временных характеристик процессов.

Объемное заряджение диэлектрических материалов КА также вызывает электрические разряды, воздействие которых на аппаратуру КА приводит к тем же негативным последствиям, что и воздействие разрядов на поверхности КА. Изучение специфики объемного заряджения диэлектриков в условиях космического пространства и возникающих при этом электроразрядных процессов рассматривается сейчас как одно из важнейших направлений дальнейших исследований по проблеме электризации КА.

Литература

1. Акишин А.И., Новиков Л.С. Электризация космических аппаратов. М.: Знание, 1985, 64 с.
2. Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Питаевский Л.П. Искусственные спутники в разреженной плазме. М.: Наука, 1964, 382 с.
3. Чан П., Тэлбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. М.: Мир, 1978, 201 с.
4. Милеев В.Н., Новиков Л.С. Физико-математическая модель электризации ИСЗ на геостационарной и высокоэллиптических орбитах. Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, в. 86, 1989, с. 64–98.
5. Панасюк М.И., Радченко В.В., Богомолов А.В. и др. Космический практикум. М.: Изд-во УНЦ ДО, 2005, 181 с.
6. Новиков Л.С. Основы экологии околоземного космического пространства. М.: Университетская книга, 2006, 84 с.
7. Радиационные условия в космическом пространстве. Учебное пособие. Под ред. М.И.Панасюка. М.: Библион–Русская книга, 2006, 132 с.