

УДК 550.385

ЭФФЕКТЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ И ГЕОМАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЙ НА НИЗКООРБИТАЛЬНЫЕ СПУТНИКИ СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

© 2019 г. В. В. Сурков^{1, 2, *}, К. С. Мозгов¹

¹Научно-производственная корпорация “Системы прецизионного приборостроения”, г. Москва, Россия

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН,
г. Москва, Троицк, Россия

*surkovvadim@yandex.ru

Поступила в редакцию 23.04.2018 г.

После доработки 06.09.2018 г.

Принята к публикации 20.09.2018 г.

В работе теоретически исследуется процесс образования объемного заряда в корпусе космических аппаратов под действием потоков электронов радиационных поясов Земли и других космических частиц, а также генерация индукционных токов, вызванных геомагнитными вариациями. Рассматриваются спутники сферической конфигурации типа *BLITS*, *BLITS-M*, выполненные целиком из диэлектрических материалов, а также металлический спутник *WESTPAC*. Относительная простота формы диэлектрического спутника позволяет получить аналитический решение задачи и рассчитать распределение полей и зарядов внутри и на его поверхности. Это решение показывает, что после установления стационарного режима заряды накапливаются, в основном, в узком слое вблизи поверхности спутника. Согласно полученным оценкам, для низких орбит напряженность электрического поля в этом слое ниже порогового значения, отвечающего пробоем однородного диэлектрика в лабораторных условиях. Тем не менее, можно ожидать возникновения локальных электрических пробоев и микроразрушений в диэлектрике в периоды увеличения солнечной активности, сопровождающихся ростом потоков космических лучей. С этой точки зрения космические эксперименты, в которых наблюдалось разрушение диэлектриков при длительном воздействии облучения, можно интерпретировать как результат накопления микроразрушений по аналогии с усталостным разрушением материалов при длительных нагрузках. Для пассивных спутников типа *WESTPAC*, выполненных из проводящих материалов, оценивается магнитный момент индукционных токов в корпусе аппарата. Согласно этим оценкам, взаимодействие данного момента с геомагнитным полем, приводящее к прецессии оси собственного вращения спутника, наиболее существенно для геомагнитных пульсаций *Pc5*.

DOI: 10.1134/S0023420619040071

ВВЕДЕНИЕ

Космические частицы высоких энергий способны глубоко проникать в толщу материалов и внутренние части космических аппаратов (КА), что является одной из важных причин появления сбоев и отказов в работе бортовой аппаратуры КА [1, 2]. Взаимодействие КА с окружающей средой приводит к появлению на его борту электрических зарядов. Поскольку конструкция современных КА содержит большое количество диэлектрических материалов, то между отдельными элементами КА и непроводящими участками его поверхности возникают разности потенциалов, достигающие в отдельных случаях десятков киловольт [3]. Накопление электрических зарядов в объеме диэлектриков создает условия для локальных электрических пробоев, которые оказывают

негативное действие на работу бортовых систем и измерительных приборов. Такие электрические разряды наблюдались, например, во время экспериментов на борту КА *CRESS* [4]. В этих экспериментах диэлектрические образцы покрывались металлическими пластинами, толщина которых подбиралась так, чтобы исключить проникновение в образцы электронов горячей космической плазмы. Поэтому предполагается, что явления электризации и пробоя диэлектриков обусловлены воздействием на КА изотропных потоков электронов радиационных поясов Земли (РПЗ) [4, 5].

Поскольку реальный КА имеет сложную конструкцию, содержащую диэлектрические материалы как на поверхности, так и во внутренних отсеках, то математическое моделирование электризации КА представляет собой сложную про-

блему, которая решается применением численных методов [6]. Задача моделирования упрощается для некоторых КА, имеющих относительно простую шаровую конфигурацию. К их числу относится сферический лазерный наноспутник *BLITS* (*Ball Lens In The Space*), разработанный в НПК “Системы прецизионного приборостроения” и запущенный 17.IX.2009 на круговую солнечно-синхронную орбиту с наклонением 98.77° и высотой 832 км. КА *BLITS* представляет собой двухслойную стеклянную сферу с внешним диаметром 170.32 мм и массой 7.53 кг, частично покрытую отражающим диэлектрическим слоем [7, 8]. Около 07.57 (UTC) 22.I.2013 было зафиксировано внезапное изменение параметров орбиты КА. Период обращения спутника вокруг своей оси сократился с 5.6 до 2.1 с; большая полуось орбиты спутника уменьшилась на 120 м; произошло снижение орбиты и в дальнейшем разрушение спутника. Предположительно, это было вызвано столкновением с космическим мусором, наиболее вероятным источником которого мог стать фрагмент китайского аппарата *Fengyun-1C*, разрушенного 11.I.2007 в ходе испытания Китаем противоспутникового оружия. Тем не менее, нельзя исключить других причин разрушения спутника *BLITS*, включая электрические разряды в корпусе спутника, обусловленные его электризацией и взаимодействием с космической плазмой.

Целью настоящей работы является построение простой теоретической модели процесса электризации КА шаровой конфигурации под действием потоков космических частиц, которая позволит получить аналитические выражения для распределения зарядов и полей внутри КА, и проанализировать их зависимость от параметров диэлектрических материалов и потоков частиц. В качестве практического приложения данной модели рассматривается спутник *BLITS*.

НАКОПЛЕНИЕ ОБЪЕМНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА

Для того, чтобы получить простые аналитические оценки электрических полей и зарядов, возникающих внутри и на поверхности КА, рассмотрим модель КА в виде диэлектрического однородного шара радиуса R . Из дальнейшего анализа будет видно, что наличие внутренних неоднородностей и, в частности, границы, отделяющей внутренний шар спутника *BLITS* от его внешней сферической оболочки, не столь существенно для нашей задачи. Более существенное обстоятельство, которое следует учитывать, — это вращение спутника *BLITS* вокруг своей оси симметрии, сохраняющееся при его движении по околоземной орбите.

Рассмотрим вначале эффект, производимый потоками заряженных частиц, т.е. электронов

или протонов, падающих на поверхность шара. Учитывая вращение шара, упростим задачу, полагая, что средний за период вращения вектор плотности потока заряженных частиц направлен всюду радиально в центр шара и одинаков по модулю во всех точках поверхности шара. Пусть j обозначает модуль средней плотности потока частиц какого-либо типа в интервале энергий $(w, w + dw)$. Число частиц с такими энергиями, падающих за время dt на поверхность шара, равно: $d^2N = 4\pi R^2 j dt dw$.

Средняя длина пробега l заряженных частиц в веществе зависит от их энергии w . Пусть функция $l = l(w)$ определяет данную зависимость. Предположим, что за время dt частицы с энергиями в заданном интервале значений $(w, w + dw)$ внедряются в шар и занимают шаровой слой с радиусом $r = R - l(w)$ и толщиной $dr = dl(w)$. Дальнейшее изменение объемной плотности электрического заряда определяется малой, но конечной по величине электропроводностью диэлектрика.

Учитывая симметрию задачи, используем сферическую систему координат, начало которой расположено в центре шара. Если пренебречь временем торможения падающих частиц, предполагая, что они внедряются в вещество практически мгновенно, то уравнение непрерывности, определяющее закон сохранения электрического заряда, имеет вид:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 J_r) + \frac{q}{4\pi r^2} \frac{\partial^2 N}{\partial t \partial l}, \quad (1)$$

где ρ_e — плотность электрического заряда, J_r — радиальная проекция плотности электрического тока, заряд внедренных частиц $q = \pm e$, где e — элементарный заряд. Подставляя сюда выражение для d^2N , используя уравнение Максвелла $\rho_e/(\epsilon\epsilon_0) = \nabla \cdot \mathbf{E}$ и закон Ома $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$, где $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, ϵ и σ — диэлектрическая проницаемость и проводимость вещества, а ϵ_0 — электрическая постоянная, перепишем уравнение (1) в виде:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left\{ r^2 \left(\frac{\partial E_r}{\partial t} + \frac{E_r}{\tau} \right) \right\} = \frac{q R^2 j dw}{\epsilon \epsilon_0 dl}, \quad (2)$$

где $\tau = \epsilon\epsilon_0/\sigma$ — время релаксации электрических зарядов, а E_r — радиальная составляющая вектора напряженности электрического поля.

При прохождении заряженных частиц через диэлектрик их кинетическая энергия расходуется, в основном, на возбуждение молекул и ионизацию вещества, которая сопровождается образованием электрон-дырочных пар и, как следствие, возникновением радиационной проводимости диэлектрика. Например, согласно лабораторным

экспериментам и расчетам работы [9], при облучении тефлонового и эпоксидного образцов электронами с энергетическим спектром, соответствующим условиям на геостационарной орбите, радиационная проводимость первого образца увеличивает его собственную проводимость в 3 раза, а второго — на 2 порядка.

В дальнейшем предполагаем, что проводимость в уравнении (2) включает в себя и собственную, и радиационную, которая зависит, вообще говоря, от расстояния до поверхности шара. Из дальнейшего анализа будет видно, что электропроводность внутренней области шара практически не влияет на результат. Поэтому упростим задачу, полагая, что параметры ϵ и σ всюду постоянны и имеют значения, типичные для узкого поверхностного слоя шара с максимальной плотностью зарядов.

Пусть $l_{\max}$ обозначает средний пробег налетающих частиц с максимальной энергией $w_{\max}$. В силу сферической симметрии задачи напряженность электрического поля внутри шара в области $r < R - l_{\max}$ равна нулю. Учитывая это обстоятельство, проинтегрируем уравнение (2) по радиусу от $R - l_{\max}$ до r . В результате получим:

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} + \frac{E_r}{\tau} = \frac{qR^2}{\epsilon\epsilon_0 r^2} \int_{R-l_{\max}}^r j \frac{dw}{dl} dr. \quad (3)$$

Здесь функция $j = j(w(l), t)$ определяет плотность потока падающих частиц, длина пробега которых равна расстоянию $r = l(w)$. Кроме того, функция j может зависеть от времени, если изменяются внешние условия, связанные с активностью Солнца, магнитными бурями и другими причинами. Если пренебречь зависимостью j от времени, то решение уравнения (3) с нулевым начальным условием имеет вид:

$$E_r = \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right\} \frac{qR^2}{\sigma r^2} \int_{R-l_{\max}}^r j \frac{dw}{dl} dr. \quad (4)$$

Это решение справедливо, если характерное время изменения j много больше времени релаксации τ . Для оценки величины τ рассмотрим эпоксидный образец, собственная проводимость которого составляет $5 \cdot 10^{-17}$ См/м. Однако наилучшее совпадение расчетов с экспериментальными данными [9] получается, если $\sigma = 4 \cdot 10^{-15}$ См/м [5]. Полагая $\epsilon \approx 10$ находим, что при этих параметрах время релаксации τ меняется в пределах от 6 ч до 20 дней. Для тефлоновых образцов при значениях $\sigma = 5 \cdot 10^{-17} - 1.4 \cdot 10^{-14}$ См/м [5] получается, что τ меняется в интервале от 100 мин до 20 дней.

По истечении времени, намного превышающем время релаксации, в формуле (4) можно пре-

небречь экспонентой. Это означает, что в шаре устанавливается стационарный режим, при котором объемное распределение зарядов и электрического поля остается постоянным при неизменном значении j . В этом режиме происходит постоянное накопление заряда на поверхности шара, которое не влияет на поле внутри. Этот заряд потоков электронов РПЗ электронов с энергиями порядка 0.1–10 МэВ. Для средней длины пробега в веществе электронов с такими энергиями часто используется следующая эмпирическая формула [10]:

$$l(w) = \frac{a_1 w}{\rho_m} \left(1 - \frac{a_2}{1 + a_3 w} \right), \quad (5)$$

где $a_1 = 0.55$ г см⁻² МэВ⁻¹, $a_2 = 0.9841$ и $a_3 = 3$ МэВ⁻¹ — эмпирические параметры, ρ_m — плотность вещества, выраженная в г/см³, а энергия электронов w измеряется в МэВ.

Подставим соотношение (5) в интеграл (4) и перейдем к переменной w , учитывая соотношение $dr = -dl$. В итоге получим:

$$E_r = -\frac{eR^2}{\sigma r^2} \int_{w(r)}^{w_{\max}} j_e dw, \quad (6)$$

где j_e и $w_{\max}$ — соответственно плотность потока и максимальная энергия падающих электронов. Энергию электронов $w(r)$ с пробегом $R - r$ можно выразить из формулы (5) в следующем виде:

$$w(r) = \frac{1}{2} \left[\frac{\rho_m (R - r)}{a_1} - \frac{1 - a_2}{a_3} \right] + \left\{ \frac{1}{4} \left[\frac{\rho_m (R - r)}{a_1} - \frac{1 - a_2}{a_3} \right]^2 + \frac{\rho_m (R - r)}{a_1 a_3} \right\}^{1/2}. \quad (7)$$

Используем также данные о плотности потока электронов РПЗ на орбите МКС, приведенные в работе [11]. В интересующем нас диапазоне энергий электронов от 0.1 до 10 МэВ плотность потока электронов уменьшается с $j_e = 10^6$ до $2 \cdot 10^3$ см⁻² с⁻¹ МэВ⁻¹, причем зависимость $\lg j_e$ от $\lg w$ приблизительно линейная. Поэтому связь величин j_e и w можно аппроксимировать приближенной степенной зависимостью вида: $j_e = b_1 w^{-b_2}$, где параметры имеют следующие значения: $b_1 = 2 \cdot 10^3$ см⁻² с⁻¹ МэВ ^{b_2-1} , $b_2 = 2.7$. Подставляя это соотношение в интеграл (6) и производя интегрирование, получим:

$$E_r = -\frac{eR^2 b_1}{\sigma r^2 (b_2 - 1)} \left(\frac{1}{w^{b_2-1}} - \frac{1}{w_{\max}^{b_2-1}} \right). \quad (8)$$

Это соотношение применимо в диапазоне $R - l_{\max} < r < R - l_{\min}$. В узком слое, ограничен-

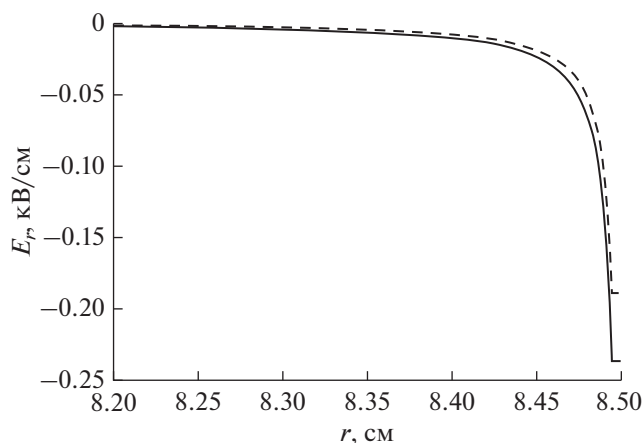


Рис. 1. Радиальная составляющая электрического поля, возникающего внутри спутника *BLITS* в результате облучения его потоком электронов, в зависимости от расстояния до центра спутника. Расчеты проведены для радиационной (сплошная линия) и собственной проводимостей диэлектрика (пунктир), причем в последнем случае напряженность на графике уменьшена в 100 раз.

ном радиусами $R - l_{\min} < r < R$, электроны отсутствуют, поскольку в модели не рассматриваются электроны с энергиями, меньшими 0.1 МэВ. В этом слое электрическое поле имеет практически постоянное и максимальное по модулю значение.

Для численных расчетов используем приведенные выше значения параметров, а также радиус спутника *BLITS* $R = 8.5$ см, и плотность стекла $\rho_m = 2.3$ г/см³. При данных параметрах длина пробега электронов в веществе стекла, рассчитанная по формуле (5), составляет от $l_{\min} = 0.06$ мм до $l_{\max} = 8.7$ см. На рис. 1 представлены зависимости E_r от r , рассчитанные для потока электронов с энергиями в диапазоне от 0.1 до 10 МэВ. Сплошная и пунктирная линии отвечают радиационной и собственной проводимостям, для которых приняты значения $\sigma = 4 \cdot 10^{-15}$ и $5 \cdot 10^{-17}$ См/м соответственно, причем для удобства зависимость $E_r(r)$ для собственной проводимости диэлектрика уменьшена в 100 раз.

Как видно из рисунка, напряженность поля резко возрастает вблизи поверхности шара в слое толщиной в несколько миллиметров. Очевидно, что именно в этом слое находится практически весь объемный заряд. Максимум напряженности достигается на расстоянии $r = R - l_{\min}$ и составляет в зависимости от проводимости диэлектрика 2 или 200 кВ/см. Таким образом, электрическое поле в материале диэлектрика намного меньше напряженности пробоя стекла $E_{\text{проб}} = (1 - 3) \cdot 10^3$ кВ/см.

В 2018 г. планируется запустить новый спутник *BLITS-M* радиусом $R = 11$ см на орбиту высотой порядка 1500 км [7], где параметры потоков электронов могут существенно отличаться от тех, которые были использованы выше для спутника *BLITS*. Поскольку эти параметры меняются в широких пределах [11], то ограничимся лишь оценками. Если на высоте спутника плотность потока электронов с энергиями в интервале 0.1–10 МэВ варьируется в пределах $\sim 10^4 - 10^7$ см⁻² с⁻¹ МэВ⁻¹, то параметры, определяющие зависимость $j_e = b_1 w^{-b_2}$, имеют следующие значения: $b_1 = 3.2 \cdot 10^5$ см⁻² с⁻¹ МэВ ^{b_2-1} , $b_2 = 1.5$. Если j_e изменяется в интервале от $\sim 10^5 - 10^8$ см⁻² с⁻¹ МэВ⁻¹, то параметр b_1 увеличивается на порядок, а параметр b_2 имеет прежнее значение. Зависимость $E(r) = |E_r|$ для первого случая представлена на рис. 2 линиями 1 и 1', для второго – линиями 2 и 2'. Сплошными линиями 1 и 2 отвечает радиационная проводимость диэлектрика. Пунктирные линии 1' и 2' изображают зависимости $E_r(r)$ для случая собственной проводимости диэлектрика. Две горизонтальные линии определяют интервал значений, при которых возникает электрический пробой диэлектрика в лабораторных условиях. Сравнение рис. 1 и 2 показывает, что из-за возрастания потока электронов на более высоких орбитах электрическое поле в спутнике увеличивается на 1–2 порядка и даже может превысить напряженность пробоя стекла, если преобладает собственная проводимость.

В стационарном режиме заряды внутри диэлектрика непрерывно движутся к его поверхности. Вклад поверхностных зарядов увеличивает поле снаружи спутника. Если не учитывать эмиссию заряда с поверхности шара, то при $t \gg \tau$ на его поверхности накапливается заряд

$$Q_s = -4\pi e R^2 t \int_{w_{\min}}^{w_{\max}} j_e dw. \quad (9)$$

Подставляя сюда зависимость $j_e(w)$, и учитывая, что радиальное электрическое поле E_{out} , создаваемое зарядом Q_s , испытывает скачок на поверхности шара, получаем:

$$E_{\text{out}} = -\frac{eb_1 t}{\epsilon_0 (b_2 - 1)} \left(\frac{1}{w_{\min}^{b_2-1}} - \frac{1}{w_{\max}^{b_2-1}} \right). \quad (10)$$

Интересно заметить, что эта напряженность электрического поля не зависит ни от электропроводности, ни от радиуса шара. Из соотношения (10) следует, в частности, что за один год на поверхности спутника *BLITS* мог накопиться заряд, который создает поле величиной $3.2 \cdot 10^3$ кВ/см.

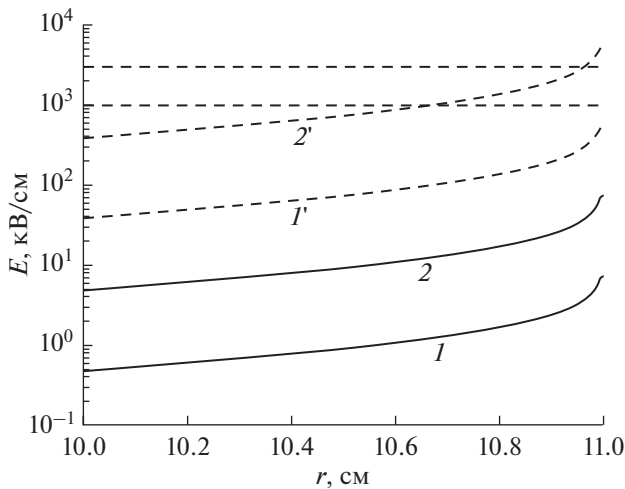


Рис. 2. Результаты расчетов зависимости модуля электрического поля, возникающего в результате облучения потоком электронов спутника *BLITS-M*, в зависимости от расстояния до центра спутника. Сплошным и пунктирным линиям отвечают соответственно радиационная и собственная проводимости диэлектрика.

В действительности эта величина нуждается в существенной коррекции, поскольку необходимо учитывать внешний фотоэффект и вторично-эмиссионные процессы, ответственные за эмиссию электронов с поверхности спутника в окружающее пространство.

Рассмотрим, например, фотоэлектрическую эмиссию электронов под действием квантов солнечного электромагнитного излучения. Пороговая энергия фотоэффекта $w_{\text{п}}$ для диэлектриков приблизительно на порядок больше работы выхода для металлов. Поскольку величина этого порога зависит от материала диэлектрика, состояния его поверхности, температуры и многих других факторов, то для оценок используем диапазон энергий квантов $w_{\text{п}} = 4\text{--}5$ эВ, которому отвечают пороговые длины волн $\lambda_{\text{п}} = 2\pi c\hbar/w_{\text{п}} \approx 0.25\text{--}0.31$ мкм.

В логарифмическом масштабе плотность потока энергии электромагнитного излучения спокойного Солнца приблизительно линейно увеличивается с логарифмом длины волны в диапазоне длин волн от $\lambda_1 = 0.1$ до $\lambda_{\text{п}} = 0.3$ мкм [12]. Используя эти данные и предполагая, что подобная линейная зависимость справедлива для плотности потока фотонов N_{ph} , аппроксимируем функцию N_{ph} в указанном диапазоне длин волн зависимостью вида: $N_{\text{ph}} = n_1 \lambda^{n_2}$, где λ выражено в микрометрах, $n_1 = 1.9 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ мкм}^{-1-n_2}$ и $n_2 = 13.6$. Количество электронов, испускаемых с единицы поверхности в единицу времени в результате фотоэффекта, найдем, интегрируя это выражение

по λ и умножая результат на квантовый выход фотоэффекта Y :

$$N_e = \frac{n_1 Y}{n_2 + 1} (\lambda_{\text{п}}^{n_2+1} - \lambda_1^{n_2+1}) \approx \frac{n_1 Y \lambda_{\text{п}}^{n_2+1}}{n_2 + 1}. \quad (11)$$

Подставляя в эту формулу приведенные выше численные значения параметров, а также $Y \approx 10^{-6}$ [13], получаем оценку $N_e = 2 \cdot 10^9 \text{--} 0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, которой отвечает плотность фотоэлектрического тока с поверхности шара $j = 0.4\text{--}8 \text{ нА/см}^2$. Эта величина близка к данным работы [3] $j = 2.0 \text{ нА/см}^2$ для стекол, используемых на внешней поверхности КА.

Сравним эту величину с количеством электронов N_{out} , выходящих из объема шара в единицу времени, отнесенное к единице площади его поверхности. Поскольку в стационарном режиме при $t \gg \tau$ число падающих на шар электронов равно числу электронов, выходящих на его поверхность, то

$$N_{\text{out}} = \int_{w_{\text{min}}}^{w_{\text{max}}} j_e dw = \frac{b_1}{(b_2 - 1)} \left(\frac{1}{w_{\text{min}}^{b_2-1}} - \frac{1}{w_{\text{max}}^{b_2-1}} \right). \quad (12)$$

При указанных выше параметрах получаем, что $N_{\text{out}} = 5.6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, т.е. на несколько порядков меньше, чем N_e . Поэтому можно предположить, что заряд на поверхности шара накапливаться не будет, поскольку фотоэлектронная эмиссия будет преобладать над выходом электронов из объема шара на его поверхность.

Эффект, связанный с облучением спутника космическими протонами, можно описать аналогичным образом, заменив в полученных формулах параметры, характеризующие поток и длину пробега электронов соответствующими параметрами для протонов. Если орбита спутника расположена в областях, где плотность потока протонов меньше, чем у электронов, то производимый ими электрический эффект окажется не столь существенным. Например, плотность потока протонов РПЗ на орбите МКС в интервале энергий от 10^{-1} до 10^2 МэВ составляет $10^{-2}\text{--}10^3 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ МэВ}^{-1}$ [11], т.е. значительно меньше, чем для электронов. Некоторая специфика процесса электризации спутников связана с солнечными протонами больших энергий и галактическими космическими лучами (ГКЛ). Например, при энергии протонов более 275 МэВ их средний пробег в стекле больше 8.5 см, т.е. превышает радиус спутника *BLITS*. Поэтому положительный заряд, обусловленный галактическими протонами, может распределяться по объему спутника приблизительно равномерно. Тем не менее, преобладающим является объемный заряд электронов, расположенных вблизи поверхности спутника.

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛА СПУТНИКА

Оценим механические напряжения, связанные с растяжением шара электрическими силами. Поскольку поверхностным зарядом шара, нейтрализуемым вследствие фотоэффекта и вторичной электронной эмиссии, практически можно пренебречь, рассмотрим только поле объемных зарядов, расположенных вблизи поверхности. Учитывая узость заряженного слоя и сферическую симметрию задачи, полагаем, что на элементарные заряды dQ в этом слое действуют радиально направленные постоянные по модулю силы $dF_r \approx QdQ/(4\pi\epsilon\epsilon_0 R^2)$. Интегрируя это выражение и подставляя в него полный объемный заряд шара Q , найдем радиальную составляющую тензора упругих напряжений на поверхности шара:

$$\sigma_{rr} = \frac{Q^2}{32\epsilon\epsilon_0\pi^2 R^4} = \frac{\epsilon\epsilon_0 e^2 b_1^2}{2\sigma^2 (b_2 - 1)^2} \left(\frac{1}{w_{\min}^{b_2-1}} - \frac{1}{w_{\max}^{b_2-1}} \right)^2. \quad (13)$$

Решение соответствующей задачи теории упругости показывает, что шар растягивается однородно [14]. При этом радиальные напряжения в шаре всюду одинаковы и определяются соотношением (13). Подставляя сюда использованные выше параметры для спутника *BLITS*, получаем, что $\sigma_{rr} = 2.2 \cdot 10^{-2} - 1.3 \cdot 10^2$ Па. Эта величина на много порядков меньше механической прочности диэлектрического твердого тела на отрыв $\sigma_{\text{раз}} \sim 10^8$ Па. Поэтому данный механизм разрушения, по-видимому, не реализуется.

Иной механизм разрушения связан с электрическим пробоем диэлектрика. Согласно расчетам, приведенным на рис. 1 и 2, максимальная напряженность электрического поля при условии радиационной проводимости диэлектрика на спутниках намного меньше критического поля, отвечающего электрическому пробое. С другой стороны, результаты экспериментов на КА *CRESS* [4, 5] показали, что при воздействии на корпус КА изотропных потоков электронов РПЗ в некоторых случаях возникал пробой на объемных электрических зарядах при флюенсе электронов порядка $10^{10} - 10^{11}$ см⁻², что на 2–3 порядка меньше пороговой величины флюенса, при которой пробой наблюдается в лабораторных условиях. Если использовать формулу (12) для оценки флюенса $\Phi = N_e t$, а также приведенные выше параметры, то годовая величина флюенса составит $\Phi \approx 1.8 \cdot 10^{12}$ см⁻², что превышает указанные выше экспериментальные значения.

Этот факт не находит объяснения в рамках стационарного режима распределения объемных зарядов внутри КА, который сохраняется при не-

изменных внешних условиях. Для интерпретации результатов экспериментов можно предположить, что в объеме шара возникают локальные электрические микроразряды, случайно распределенные по времени, которые приводят к накоплению микроразрушений, связанных с локальным нагревом в канале пробоя и термическими деформациями среды. Микроразряды могут инициироваться при взаимодействии ГКЛ с материалом КА, которое сопровождается ионизацией и генерацией электронных лавин. Этому эффекту способствуют локальные усиления электрического поля вблизи различных структурных неоднородностей, например, в области склейки двух внешних полусфер в спутнике *BLITS*, или царапин в поверхностном слое. Микроразрушения, связанные с микроразрядами, ведут к росту неоднородностей. В такой интерпретации разрушение материала возникнет в тот момент, когда накопление микроразрушений достигнет критической величины, при которой образуется магистральная трещина. Таким образом, разрушение под действием космических лучей, по-видимому, связано не с критическим значением флюенса, а с длительностью воздействия облучения, которое сопровождается электрическими разрядами и приводит к усталостному разрушению материала.

Для предотвращения эффекта накопления объемного заряда в спутниках типа *BLITS* можно предложить использование прозрачных покрытий толщиной в несколько миллиметров с высокой электропроводностью, которые способствуют выведению электрических зарядов из объема на поверхность диэлектрика, а затем в окружающее пространство. Однако в такой проводящей конструкции могут возникнуть другие нежелательные эффекты, связанные с генерацией индукционных токов в магнитном поле Земли.

ИНДУКЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ СЛУЧАЙНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

При движении КА в космической плазме на него могут воздействовать случайные электромагнитные поля, создающие индукционные токи в проводящих частях корпуса КА. В качестве примера оценим токи и магнитный момент КА, появляющиеся при воздействии геомагнитных пульсаций. Наибольшей амплитудой и длительностью обладают *Pc5* пульсации, происхождение которых связано с развитием суббури [15]. Характерные периоды *Pc5* пульсаций порядка 150–600 с, а их амплитуды в высоких широтах составляют 40–200 нТл, причем для сильных магнитных возмущений амплитуда может достигать 300–400 нТл.

Рассмотрим, как и ранее, упрощенную модель КА в виде однородного диэлектрического шара,

покрытого тонкой проводящей оболочкой радиуса R и толщиной Δl с магнитной проницаемостью $\mu = 1$. Для получения максимальной оценки индукционных токов будем пренебрегать индуктивностью шара, т.е. не будем учитывать токи, возникающие из-за явления самоиндукции. Вариации геомагнитного поля внутри шара $\delta B_z(t)$ считаем однородными, направленными вдоль оси z . Тогда при изменении геомагнитного поля в проводящей оболочке шара возникают азимутальные вихревое электрическое поле и ток с плотностью $j_\varphi = -\sigma_m r \delta \dot{B}_z / 2$, где σ_m — электропроводность оболочки, r — расстояние до оси z , а точка над символом обозначает производную по времени. На рис. 3 направление этого тока показано круговой стрелкой, а вектора $\delta \dot{\mathbf{B}}$ — кружком с точкой.

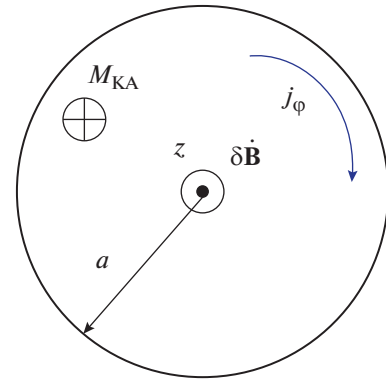


Рис. 3. Схема, поясняющая направление индукционных токов и вектора магнитного момента этих токов, возникающих под действием вариаций магнитного поля Земли в спутнике сферической формы, выполненном из проводящих материалов.

Магнитный момент системы токов КА определяется соотношением [16]:

$$\mathbf{M}_{\text{КА}} = \frac{1}{2} \int_V [\mathbf{r}' \times \mathbf{j}] dV, \quad (14)$$

где $\mathbf{r}'$ — радиус-вектор, проведенный из центра шара, а V — объем системы токов. Используя эту формулу, нетрудно сосчитать магнитный момент токов, циркулирующих в оболочке КА:

$$M_{\text{КА}z} = -\frac{2\pi}{3} \sigma_m \delta \dot{B}_z \Delta l R^4. \quad (15)$$

Вращение объемных зарядов вместе с КА создает дополнительный ток и магнитный момент. Учитывая, что заряды располагаются, в основном, вблизи поверхности КА, и используя формулу (14), получим магнитный момент этих токов: $M_{\text{КА}} = 2\pi \epsilon_0 \phi V / T$, где $V = 4\pi R^3 / 3$ — объем спутника, ϕ и T — потенциал его поверхности и период вращения, ϵ_0 — электрическая постоянная. Численные оценки показывают, что данный магнитный момент значительно меньше величины $M_{\text{КА}z}$, приведенной в соотношении (15), и поэтому в дальнейшем он не учитывается.

Магнитный момент индукционных токов (15) направлен противоположно вектору $\delta \dot{\mathbf{B}}$ и обозначен на рис. 3 кружком с крестиком. В магнитном поле Земли на систему токов, возникающих в КА, действует механический момент силы Ампера $[\mathbf{M}_{\text{КА}} \times \mathbf{B}_e]$, где $\mathbf{B}_e$ — индукция невозмущенного геомагнитного поля. Действие этого механического момента на вращающийся спутник вызовет прецессию, угловая скорость ω' которой определяется соотношением:

$$\omega' = \frac{M_{\text{КА}z} B_e \sin \theta}{I_{\text{КА}} \omega}, \quad (16)$$

где $I_{\text{КА}}$ — момент инерции КА относительно оси его вращения, $\omega = 2\pi/T$ — угловая скорость вращения КА, T — период вращения КА, θ — угол между векторами $\mathbf{M}_{\text{КА}}$ и $\mathbf{B}_e$.

Во внутренней магнитосфере до расстояний равных три радиуса Земли магнитное поле близко к полю геомагнитного диполя, которое имеет вид [16]:

$$\mathbf{B}_e = \frac{\mu_0}{4\pi r_e^3} \left(\frac{3(\mathbf{M}_e \cdot \mathbf{r}_e) \mathbf{r}_e}{r_e^2} - \mathbf{M}_e \right), \quad (17)$$

где μ_0 — магнитная постоянная, $\mathbf{r}_e$ — радиус-вектор, проведенный из центра Земли, а $\mathbf{M}_e$ — магнитный момент геомагнитного диполя. Максимальное по модулю значение B_e может быть достигнуто в той точке орбиты, где векторы $\mathbf{B}_e$ и $\mathbf{r}_e$ коллинеарны. Подставляя в выражение (16) геомагнитную индукцию (17) для этой точки, а также магнитный момент (15), получаем оценку для ω' . Поскольку за характерное время изменения магнитных вариаций T_0 угол θ между векторами $\mathbf{M}_{\text{КА}}$ и $\mathbf{B}_e$ практически не меняется, то интегрируя это соотношение по времени от 0 до T_0 и подставляя в него момент инерции шара, получим оценку угла $\alpha \sim \dot{\alpha} T_0$, на который сместится ось вращения КА за время действия магнитных вариаций:

$$\alpha \sim \frac{5\mu_0 \sigma_m \delta B T M_e \Delta l R^2 \sin \theta}{12\pi m r_e^3}. \quad (18)$$

Из этой формулы видно, что максимального эффекта следует ожидать от геомагнитных Pc5 пульсаций, имеющих максимальную амплитуду ΔB . Подставляя в формулу (18) $\Delta B = 400$ нТл, расстояние $r_e = 7200$ км, $\sigma_m = 6 \cdot 10^7$ См/м, $M_e = 8.3 \cdot 10^{22}$ А м² [17], $\Delta l = 5$ мм, $\theta = \pi/2$ и пара-

метры спутника *BLITS*, получаем, что за время $T_0 \sim 150\text{--}600$ с ось вращения сместится на угол, максимальная величина которого $\alpha_{\max} \sim 3 \cdot 10^{-6}$ угловых секунды. Таким образом, воздействие индукционных токов и магнитных сил на проводящее покрытие спутника с данными параметрами оказывается малым. Оценки, которые здесь не приводятся, показывают, что воздействием на спутник магнитной силы $\mathbf{F} = (\mathbf{M}_{\text{КА}} \cdot \nabla) \mathbf{B}_e$, обусловленной неоднородностью магнитного поля Земли, также можно пренебречь.

Эффект индукционных токов может иметь гораздо большее значение для КА, имеющих в своей конструкции проводящие материалы [7]. В качестве примера рассмотрим российско-австралийский спутник *WESTPAC*, запущенный 10.VII.1998 на орбиту высотой 835 км. Спутник *WESTPAC* имеет приблизительно шаровую форму диаметром 245 мм, массу 23.76 кг и период собственного вращения 3–6 с. Поэтому, используем модель спутника в виде однородного проводящего шара. Для получения максимальной оценки будем пренебрегать индуктивностью шара, т.е. не будем рассматривать токи, обусловленные явлением самоиндукции. Используя формулу (14), учитывая, что магнитное поле в шаре $3\mu \delta B_z / (\mu + 2)$ [16], где μ — магнитная проницаемость шара, нетрудно рассчитать магнитный момент системы токов, циркулирующих в шаре:

$$M_{\text{КАz}} = -\frac{2\pi\sigma_m\mu\delta\dot{B}_z R^5}{5(\mu + 2)}. \quad (19)$$

Численные оценки показывают, что эта величина намного больше магнитного момента шара, связанного с вращением его поверхностного заряда.

Применяя использованный выше подход, получаем аналогичным образом оценку угла α , на который сместится ось вращения спутника за время действия магнитных вариаций. В данном случае формула для α , отличается от соотношения (18) заменой $5\Delta I$ на $3R\mu/(\mu + 2)$. Подставляя в нее размеры, массу и период собственного вращения спутника *WESTPAC*, а также $\sigma_m = 1.4 \cdot 10^7$ См/м (латунь), $\mu = 1$, расстояние $r_e = 7200$ км и использованные выше параметры, получаем, что $\alpha_{\max} \sim (0.6\text{--}1.2) \cdot 10^{-2}$ угловых секунды. Направление поворота зависит от многих факторов, включая направление векторов магнитной вариации и скорости спутника, и поэтому может рассматриваться как случайное. Поскольку у спутника *WESTPAC* отсутствует система стабилизации положения, то случайные повороты оси собственного вращения, вызванные геомагнитными пульсациями, будут накапливаться. За время эксплуатации таких спутников среднеквадра-

тичное значение угла поворота оси может, по-видимому, достигнуть нескольких градусов.

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный теоретический анализ показывает, что длительное облучение космическими лучами КА типа *BLITS*, выполненных из диэлектрических материалов, приводит к образованию некоторого стационарного режима образования зарядов, который устанавливается за время релаксации электрических зарядов в диэлектрике. При облучении КА потоком электронов РПЗ это время составляет от нескольких часов до нескольких десятков суток в зависимости от коэффициента электропроводности диэлектрика. Поэтому процессы электризации КА, изготовленных только из диэлектриков и комбинации диэлектрических и проводящих материалов, могут сильно отличаться.

Расчеты для сферического спутника *BLITS* показывают, что все внедренные заряды располагаются вблизи его поверхности в слое толщиной 1–2 мм, которая намного меньше максимальной длины пробега в веществе электронов РПЗ с энергиями в интервале 0.1–10 МэВ. Радиальное электрическое поле в шаре достигает максимума на его поверхности и составляет от 2 до 200 кВ/см в зависимости от электропроводности диэлектрика. Разность потенциалов на толщине поверхностного заряженного слоя оценивается как 0.2–40 кВ, что согласуется по порядку величины с результатами, полученными другими авторами (см, например, [5]).

Дополнительный электрический эффект может быть связан с накоплением зарядов, выходящих из объема на поверхность диэлектрика. Однако, согласно нашим оценкам, этот поверхностный заряд весьма эффективно нейтрализуется за счет фотоэлектронной эмиссии в потоке солнечной радиации, падающей на спутник. Тем не менее, при высокой плотности потока падающих частиц, по-видимому, возможна обратная ситуация, когда накопление поверхностного заряда будет преобладать над эмиссией электронов.

Наиболее интересный аспект данной проблемы — это возможность разрушения спутника. Исследование показывает, что механические напряжения, обусловленные кулоновским взаимодействием объемных зарядов, на несколько порядков меньше предела прочности материала спутника на отрыв. Поэтому разрушение образца под действием электрических сил представляется крайне маловероятным.

Разрушение, связанное с электрическими разрядами в диэлектрике, в принципе возможно, особенно на высоких орбитах, где возрастает плотность потока электронов РПЗ. Рассчитанная

в нашей модели напряженность электрического поля в диэлектрике, с учетом его радиационной проводимости, как минимум на один порядок меньше напряженности пробоя диэлектрика. Однако, эксперименты показывают, что электрические разряды в диэлектриках на борту КА наступают раньше, чем в лабораторных условиях [4]. Можно предположить, что разряды на КА вызываются ГКЛ или солнечными протонами больших энергий, имеющими большую длину пробега в веществе. В поверхностном слое диэлектрика, где максимально электрическое поле, возможно усиление электронных лавин, инициированных ГКЛ. Разрядные процессы сопровождаются локальным нагревом, который может привести к микроразрушениям вещества и сколам фрагментов поверхности диэлектрика. В этом случае время формирования магистральной трещины, которая могла бы привести к разрушению спутника *BLITS*, определяется, скорее, не флюенсом, а длительностью облучения спутника электронами РПЗ по аналогии с усталостным разрушением материалов при длительных механических нагрузках. Тем не менее, вариации потока электронов, связанные с увеличением солнечной активности, могут ускорить процессы разрушения.

Для исключения подобных явлений в конструкции спутников типа *BLITS* может быть предусмотрено проводящее покрытие, способствующее выведению электрических зарядов из объема на поверхность диэлектрика. Другим нежелательным эффектом является генерация индукционных токов в проводящих материалах, вызванная геомагнитными вариациями на орбите спутника. Взаимодействие магнитного момента этих токов с геомагнитным полем может вызвать прецессию оси собственного вращения спутника. Наибольшее влияние, по-видимому, оказывают геомагнитные пульсации *Pc5*, имеющие максимальные амплитуду и длительность. Оценки показали, что отдельная пульсация *Pc5* может вызвать поворот оси собственного вращения пассивного спутника *WESTPAC* на величину порядка 0.01 угловых секунды. Эти повороты имеют случайную ориентацию, причем суммарная среднеквадратичная величина угла поворота будет увеличиваться со временем.

В заключение отметим, что теоретическая модель электризации спутников сферической формы, позволившая получить аналитические выражения для распределения объемной плотности зарядов и электрического поля на спутниках, может быть применена не только для спутников *BLITS* и *WESTPAC*, но и для других аналогичных космических аппаратов.

Авторы очень признательны В.П. Васильеву за полезные замечания и обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акишин А.И., Новиков Л.С. Воздействие окружающей среды на материалы космических аппаратов / М.: Знание, 1983.
2. Новиков Л.С. Современное состояние и перспективы исследований взаимодействия космических аппаратов с окружающей средой. Модель космоса. Т. 2. М.: КДУ, 2007. С. 10–38.
3. Новиков Л.С., Милеев В.Н., Крупников К.К., Маклецов А.А. Электризация космических аппаратов в магнитосферной плазме. Модель космоса. Т. 2. М.: КДУ, 2007. С. 236–275.
4. Frederickson A.R., Holeman E.G., Mullen E.G. Characteristics of spontaneous electrical discharges of various insulators in space radiations // IEEE Trans. Sci. 1992. V. 39. № 6. P. 1773–1982.
5. Акишин А.И., Новиков Л.С., Маклецов А.А., Милеев В.Н. Объемная электризация диэлектрических материалов космических аппаратов. Модель космоса. Т. 2. М.: КДУ, 2007. С. 315–344.
6. Новиков Л.С., Милеев В.Н., Маклецов А.А. и др. Математическое моделирование электризации космических аппаратов. Модель космоса. Т. 2. М.: КДУ, 2007. С. 276–314.
7. Васильев В.П. Путь к точности // Российский космос. 2018. № 2(145). С. 10–14.
8. Kucharski D., Kirchner G., Lim H.-C. et al. Optical response of nanosatellite BLITS measured by the Graz 2 kHz SLR system // Adv. Space Res. 2011. V. 48(8). P. 1335–1340. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.06.016>
9. Rodgers D.J., Ryden K.A., Latham P.M., Sorensen J. An tool for prediction of internal dielectric charging // Proc. 6th Spacecraft Charging Technology Conference. Hansom. AFB. 1998.
10. Weber K.N. Eine einfache reichweite-energie-besteimmung für eletronen im energiebereich von 3 keV bis 3 MeV // Nucl. Inst. Meth. 1964. V. 25. P. 261.
11. Кузнецов Н.В. Радиационные условия на орбитах космических аппаратов. Модель космоса. Т. 1. М.: КДУ, 2007. С. 627–641.
12. Курт В.Г. Солнечные вспышки. Модель космоса. Т. 1. М.: КДУ, 2007. С. 272–293.
13. Физический энциклопедический словарь. М.: Советская энциклопедия, 1984. С. 830.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VII. Теория упругости. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1987.
15. Клейменова Н.Г. Геомагнитные пульсации. Модель космоса. Т. 1. М.: КДУ, 2007. С. 611–626.
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1982.
17. Surkov V., Hayakawa M. Ultra and Extremely Low Frequency Electromagnetic Fields. Springer Geophysics Series. XVI. Springer. 2014.