

УДК 533.9.01

## ИМПЕДАНС АНТЕННЫ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА В МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ И КВАЗИРАВНОВЕСНАЯ ШУМОВАЯ ЭДС В НИЖНЕГИБРИДНОЙ ПОЛОСЕ ЧАСТОТ

Ю. В. Чугунов, В. С. Грач, Д. Л. Пасманик

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Представлены аналитические и численные оценки величины и частотной зависимости импеданса и шумовой ЭДС применительно к условиям, соответствующим траекториям и параметрам антенн спутников геофизического мониторинга. Оценки получены для двух круговых орбит с высотами 600 и 1200 км над поверхностью Земли в интервале частот  $20 \div 120$  кГц, соответствующем области нижегибридного резонанса, в которой на рассматриваемых высотах наблюдается повышенный уровень шумовых излучений. Показано, что в окрестности частоты нижегибридного резонанса действительная часть импеданса антенны определяется резонансными «монопольными» потерями на излучение квазипотенциальных волн. В нерезонансной полосе частот (на частотах ниже частоты нижегибридного резонанса) сопротивление антенны определяется пролётными потерями, которые, однако, малы по сравнению с резонансными. При расчёте шумов предполагалось, что среда представляет собой двухтемпературную плазму. Спектральная плотность мощности шумовой ЭДС лежит в пределах  $V_{\omega}^2 \approx (2 \div 4) \cdot 10^{-12} \div 10^{-13} \text{ В}^2 \cdot \text{Гц}^{-1}$  и определяется в основном надтепловыми электронами. В нерезонансной полосе частот эффективная температура шумового излучения равна температуре «холодной» компоненты плазмы, а сопротивление антенны определяется пролётными потерями, т. е. уровень шумовой ЭДС мал по сравнению с ЭДС в резонансной полосе частот.

### ВВЕДЕНИЕ

Антенные измерения электромагнитных сигналов с помощью космических аппаратов служат одним из основных методов исследований ионосферной и магнитосферной плазмы Земли, солнечного ветра, плазменных оболочек других планет. Космическая плазма, как правило, представляет собой многокомпонентную систему, в которой помимо основной компоненты присутствуют надтепловые электроны и ионы (магнитосферно-ионосферная плазма) и потоки частиц (плазма солнечного ветра). Поэтому электромагнитное излучение, возбуждаемое или распространяющееся в космической плазме, представляет собой суперпозицию шумового излучения, квазирегулярного электромагнитного поля, возбуждаемого внутри плазменного объёма, и внешних сигналов.

Известно, что в условиях термодинамического равновесия спектральная плотность мощности шумовой ЭДС, регистрируемая приёмной антенной, определяется формулой Найквиста:

$$E_{\omega}^2 = \frac{2}{\pi} R_{\Sigma}(\omega) T, \quad (1)$$

где  $T$  — температура плазмы в энергетических единицах,  $R_{\Sigma}$  — действительная часть импеданса антенны, которая складывается из сопротивления излучения и сопротивления, обусловленного пролётными и омическими потерями. При заданном токе в антенне сопротивление излучения определяет потери на излучение электромагнитных волн. Пролётные и омические потери связаны с наличием мнимой части диэлектрической проницаемости, причём первые связаны с бесстолкновительными потерями (заряженные частицы, пролетая через неоднородное поле антенны, отбирают у него энергию), а вторые — с джоулевой диссипацией (столкновениями). Здесь и в дальнейшем считается, что внутреннее сопротивление приёмника много больше импеданса

антенны (пересчёт полученных формул на случай произвольного соотношения этих величин очевиден и сводится к умножению формулы (1) на множитель  $|Z_{\text{rec}}/(Z_{\text{rec}} + Z_a)|^2$ , где  $Z_{\text{rec}}$  — импеданс приёмника,  $Z_a$  — импеданс антенны). Таким образом, в равновесном режиме задача сводится к расчёту импеданса антенны.

Однако в большинстве экспериментов система антенна—плазма не является равновесной и пользоваться формулой (1), вообще говоря, нельзя. Источниками неравновесности могут служить отличие функции распределения частиц плазмы от максвелловской, движение плазмы и её возмущение измерительным прибором или космическим аппаратом, на котором этот прибор установлен, и т. д. Учёт всех этих факторов чрезвычайно усложняет расчёты. С другой стороны, измеряемая антенной спектральная плотность мощности ЭДС содержит информацию о неравновесных процессах в космической плазме, и извлечение этой информации очень важно с практической точки зрения.

Неравновесность системы может приводить к изменению обоих сомножителей в правой части выражения (1). Например, даже в квазиравновесной плазме, состоящей из двух максвелловских компонент, эффективная температура квазиравновесного излучения может изменяться от температуры  $T_c$  основной компоненты до температуры  $T_h$  надтепловых частиц. Понятно также, что эффективная температура излучения зависит от многих параметров: соотношения концентраций «горячей» и «холодной» компонент, свойств окружающей антенну плазмы, параметров антенны и др. (подробнее см. [1, 2]). Наконец, известно, что электрическая антенна, помещённая в ионосферную плазму, в полосе частот, где имеет место резонансное поведение одной из нормальных волн, резко меняет свои импедансные свойства (в том числе эквивалентное сопротивление излучения) при переходе через частоту нижнегибридного резонанса, поэтому сигнал на выходе приёмника может существенно отличаться от шумов на входе антенны. Особенно это существенно в частотных интервалах вблизи гибридных и плазменных резонансов в ионосферной плазме и плазменного резонанса в солнечном ветре. В этих интервалах коэффициенты возбуждения волн могут сильно отличаться от соответствующих значений в вакууме (см. [1] и цитируемую там литературу). В данной статье выполнены расчёты и оценки импеданса антенных систем, расположенных на борту космического аппарата, и ЭДС квазиравновесных шумов в магнитосферной плазме для характерной траектории спутников с низкими круговыми орбитами.

## 1. МОДЕЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТОСФЕРЫ ВДОЛЬ ТРАЕКТОРИИ СПУТНИКА

Для решения поставленной задачи и оценок необходимы данные об основных параметрах плазмы в точке нахождения антенны в данный момент времени. Рассматриваемые эффекты имеют место в достаточно плотной плазме, что в условиях магнитосферы Земли соответствует большому интервалу высот. В представленных ниже расчётах рассмотрены две круговые орбиты на высотах 600 и 1 200 км над поверхностью Земли. Данный интервал высот характерен для траекторий спутников с низкими круговыми орбитами. Также эти высоты соответствуют низкоорбитальной части планируемой траектории спутников проекта «Резонанс» [3] и части траектории спутника CASSIOPE/e-POP [4].

Для расчёта параметров плазмы в указанном интервале высот можно использовать Международную справочную модель ионосферы (IRI-2001) [5]. С её помощью вычислялись концентрация «холодной» компоненты плазмы и её ионный состав. Геомагнитное поле в расчётах бралось в дипольном приближении, что оправдано для рассматриваемых высот. В силу симметрии данных моделей относительно экваториальной плоскости, будем рассматривать только часть траектории с широтами  $\lambda$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ .

На рис. 1 приведены полученные на основе выбранной модели широтные зависимости характерных частот магнитосферной плазмы: электронной плазменной частоты  $\omega_{pe} = 2\pi f_{pe}$ , электронной гирочастоты  $\omega_{He} = 2\pi f_{He}$  и нижнегибридной частоты  $\omega_{HGR} = \sqrt{\omega_{He}\omega_{Hi}^{eff}/(1 + \omega_{He}^2/\omega_{pe}^2)} = 2\pi f_{HGR}$ , где  $\omega_{Hi}^{eff} = eH/(M_{eff}c)$  — эффективная гирочастота ионов,  $M_{eff} = N_e^{-1} \sum_k N_{ik} M_{ik}$  — эффективная масса, характеризующая ионный состав плазмы,  $N_{ik}$  и  $M_{ik}$  — концентрация компоненты ионов и масса иона  $k$ -го сорта соответственно,  $N_e$  — концентрация электронов. По горизонтальной оси отложена геомагнитная широта  $\lambda$  вдоль траектории спутника. Здесь и далее чёрные кривые соответствуют орбите на высоте 600 км над Землёй, серые — 1200 км.

Как следует из рис. 1, в приэкваториальной области плазменная частота  $\omega_{pe}$  (сплошная линия) примерно на порядок больше гирочастоты  $\omega_{He}$  (пунктирная линия). С удалением от экватора плазменная частота уменьшается, а гирочастота растёт, так что на средних широтах эти частоты сравниваются.

Для дальнейших расчётов параметров антенн мы выберем две частоты: 20 и 120 кГц (отмечены на рис. 1 штриховыми линиями). Указанные частоты лежат в одном из характерных интервалов, в которых плазменные эффекты проявляются достаточно сильно. В частности, интервал от 20 до 120 кГц соответствует области частот нижнегибридного резонанса, в которой на рассматриваемых высотах наблюдается повышенный уровень шумовых излучений.

## 2. ВЫЧИСЛЕНИЕ ИМПЕДАНСА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЯ

Во многих космических аппаратах электрические датчики или антенны представляют собой совокупность диполей. Каждый из таких диполей представляет собой сферу радиуса  $a$ , удалённую на расстояние  $l_{st}$  от спутника, а вторым электродом является сам спутник, характерный размер которого будем обозначать в дальнейшем как  $D_{sat}$ . Такие антенны широко используются в волновых измерениях на космических аппаратах, например на спутниках проекта «Cluster», в готовящемся проекте «Резонанс» и др.

Рассматриваемые частоты при изменении параметров плазмы вдоль выбранной орбиты спутников лежат в интервале от частоты нижнегибридного резонанса до гирочастоты электронов. В этом частотном интервале, учитывая, что размер антенной системы много меньше длины свистовой волны, импеданс можно рассчитывать в квазистатическом приближении.

Импеданс антенны в однородной плазме определяется выражением [1, 2]:

$$Z = R_{\Sigma} - \frac{1}{i\omega C} = -\frac{32\pi^4}{i\omega} \int \frac{|\rho_k|^2}{k^2} \frac{dk}{\text{Re } \varepsilon_1(\omega, \mathbf{k}) + i \text{Im } \varepsilon_1(\omega, \mathbf{k})}. \quad (2)$$

Ю. В. Чугунов, В. С. Грач, Д. Л. Пасманик

69

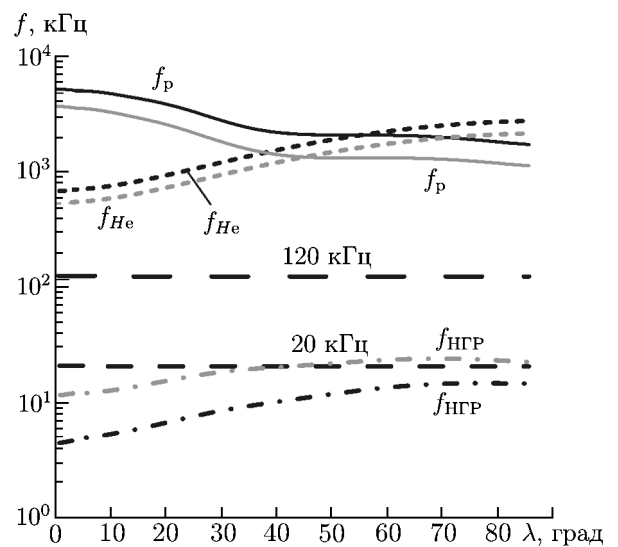


Рис. 1. Изменение характерных частот магнитосферной плазмы вдоль траектории спутника; чёрные кривые соответствуют орбите на высоте 600 км над Землёй, серые — на высоте 1200 км. Горизонтальными штриховыми линиями отмечены частоты 20 и 120 кГц

Здесь  $\varepsilon_1(\omega, \mathbf{k}) = k_\alpha \varepsilon_{\alpha\beta} k_\beta / k^2$  — продольная диэлектрическая проницаемость плазмы,  $\rho_k$  — пространственный спектр распределения заряда на дипольной антенне, величина которого нормирована к единице,  $\mathbf{k}$  и  $\omega$  — волновой вектор и частота волны.

Действительная часть (1) даёт сопротивление излучения  $R_{\text{rad}}$  и пролётные потери  $R_{\text{tr}}$ :

$$R_\Sigma = R_{\text{rad}} + R_{\text{tr}} = \frac{32\pi^4}{\omega} \int \frac{|\rho_k|^2}{k^2} \frac{\text{Im} \varepsilon_1(\omega, \mathbf{k})}{|\varepsilon_1(\omega, \mathbf{k})|^2} d\mathbf{k}, \quad (3)$$

мнимая часть (1) определяет импеданс:

$$\text{Im} Z(\omega) = \frac{1}{\omega C} = \frac{32\pi^4}{i\omega} \int \frac{|\rho_k|^2}{k^2} \frac{\text{Re} \varepsilon_1(\omega, \mathbf{k})}{|\varepsilon_1(\omega, \mathbf{k})|^2} d\mathbf{k}. \quad (4)$$

Интеграл в правой части (3) в пределе  $\text{Im} \varepsilon_1 \rightarrow 0$  понимается в смысле главного значения.

В указанном выше интервале частот 20 ÷ 120 кГц сопротивление излучения диполя определяется возбуждением мелкомасштабных квазипотенциальных волн, обусловленных наличием так называемого плазменного резонанса в этом частотном интервале. Достаточно детальный анализ потерь на излучение квазипотенциальных волн дан в [1]. Здесь следует отметить, что, во-первых, в условиях, когда размер антенны много меньше длины свистовой волны, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля, реализуется резонансный режим возбуждения квазипотенциальных волн. Это, в частности, означает, что потери на излучение этих волн превышают потери на возбуждение свистовой моды. Другими словами, сопротивление излучения антенны в основном определяется потерями на возбуждение квазипотенциальных волн. В формуле (2) это соответствует области частот и волновых векторов, в которой  $\text{Im} \varepsilon_1(\omega, \mathbf{k}) \rightarrow 0$ , а  $\text{Re} \varepsilon_1(\omega, \mathbf{k}) = 0$ . Последнее равенство является дисперсионным уравнением для квазипотенциальных волн, которое при фиксированной частоте определяет поверхность волновых векторов, характеризующих такое возбуждение. Таким образом, сопротивление излучения определяется интегралом [1, 2]

$$R_{\text{rad}} = \frac{32\pi^5}{\omega} \int \frac{|\rho_k|^2}{k^2} \delta[\varepsilon_1(\omega, \mathbf{k})] d\mathbf{k}, \quad (5)$$

где  $\delta(x)$  — дельта-функция Дирака. При вычислении интеграла (4) необходимо учитывать соотношения между параметрами, характеризующими пространственную дисперсию плазмы, и параметрами, определяющими пространственный спектр распределения тока (заряда) на антенне. Основным параметром пространственной дисперсии является расстояние  $v_{Tc}/\omega$ , которое электрон пролетает за период колебаний электромагнитного поля. Здесь  $v_{Tc}$  — тепловая скорость электронов основной («холодной») компоненты плазмы. Дипольную антенну характеризует масштаб  $L_{\text{eff}}$ , который по порядку величины равен расстоянию от центра сферы до спутника.

На рис. 2 приведены характерные пространственные масштабы для «холодной» компоненты плазмы: дебаевский радиус  $r_d = v_{Tc}/\omega_{pe}$  (сплошные кривые), гирорадиус электрона  $r_{He} = v_{Tc}/\omega_{He}$  (пунктирные кривые) и параметр  $r_T = v_{Te}/\omega$ , характеризующий пространственную дисперсию, для частот 20 и 120 кГц (штриховые кривые); здесь  $v_{Te}$  — тепловая скорость электронов основной компоненты плазмы, соответствующая энергии электронов  $E_e = 1$  эВ. На графике также отмечены характерные пространственные масштабы антенной системы, используемые в расчётах:  $2a = 10$  см — диаметр сферы, расположенной на штанге,  $D_{\text{sat}} \sim 1$  м — размер корпуса спутника,  $L_{\text{eff}} \approx l_{\text{st}} = 20$  м — длина штанги. Для определённости выбраны здесь характерные масштабы соответствуют спутникам «Резонанс».

Как видно, диаметр сферы  $2a$  больше дебаевского радиуса, одного порядка с гирорадиусом электрона и много меньше расстояния, которое электроны пробегают за период колебаний в рассматриваемом диапазоне частот. Размер спутника  $D_{\text{sat}}$  много больше  $r_d$  и  $r_{He}$  и порядка  $v_{Tc}/\omega$ .

Длина диполя  $l_{st}$  много больше всех характерных масштабов в «холодной» плазме, характеризующих пространственную дисперсию. В данной области параметров в основном реализуется так называемый режим слабой пространственной дисперсии, когда определяющими являются потери на излучение квазипотенциальных волн.

Поскольку  $L_{eff} \gg \{a, D_{sat}\}$ , электрическую дипольную антенну можно рассматривать как диполь Герца с разными ёмкостями на концах (соответственно, сфера с радиусом  $a$  и спутник с характерным размером  $D_{sat}$ ). Наиболее интересен случай, когда  $L_{eff} \geq v_{Tc}/\omega$ ,  $a \ll v_{Tc}/\omega$ ,  $D_{sat} \lesssim v_{Tc}/\omega$ . При выполнении этих неравенств потери электрического диполя носят резонансный характер, если длина свистовой волны много больше  $L_{eff}$ . При этом пространственный фурье-спектр стороннего (заданного источником) заряда можно записать в виде

$$|\rho_k| = \frac{1}{4\pi^3} \times \sin[kL_{eff} (\cos \alpha \cos \vartheta + \sin \alpha \sin \vartheta \cos \varphi)]. \quad (6)$$

Выражение (5) представляет собой пространственный спектр двух точечных единичных зарядов, разнесённых на расстояние  $L_{eff}$ , рассчитанный в сферической системе координат  $\{k, \vartheta, \varphi\}$ , в которой полярный угол  $\vartheta$  в пространстве волновых векторов отсчитывается от направления геомагнитного поля,  $\varphi$  — азимутальный угол,  $k$  — волновое число;  $\alpha$  — угол между осью диполя и направлением геомагнитного поля. Сопротивление излучения при этом можно оценить по следующим формулам:

$$R_{rad} \approx R_{rad}^0 (1 - \Delta R), \quad (6a)$$

$$\Delta R = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} [\exp(-2F |\mu \cos \alpha + \sin \alpha \cos \varphi|) + \exp(-2F |\mu \cos \alpha - \sin \alpha \cos \varphi|)] d\varphi, \quad (6b)$$

$$R_{rad}^0 = \frac{2\pi}{\omega D_{eff}}, \quad (7a)$$

$$D_{eff}^2 = \frac{\delta^2 |\varepsilon_3|}{2} (A + B\mu^2 + C\mu^4), \quad (7b)$$

$$A \approx \frac{3}{4} \frac{\omega_{pe}^2 \omega^2}{\omega_{He}^4}, \quad B \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}^2}, \quad C \approx -\frac{3\omega_{pe}^2}{\omega^2}.$$

Здесь  $\varepsilon_3 = -\omega_{pe}^2/\omega^2$ ,  $\varepsilon_1 = 1 - (\omega_{pe}^2/\omega^2) [(\omega_{He}\omega_{Hi} - \omega^2)/\omega_{He}^2]$  — компоненты тензора диэлектрической проницаемости «холодной» плазмы,  $\mu = \sqrt{|\varepsilon_1/\varepsilon_3|}$ ,  $\delta = v_{Tc}/\omega$ ,  $\omega_{pe}$  и  $\omega_{He}$  — плазменная и гирочастота электронов «холодной» плазмы,  $\omega_{Hi}$  и  $\omega = 2\pi f$  — гирочастота ионов и частота электромагнитного сигнала соответственно,  $D_{eff}$  — эффективный масштаб, характеризующий влияние теплового движения частиц плазмы,  $F = L_{eff}/D_{eff}$ . Из формул (6) и (7) следует, что в

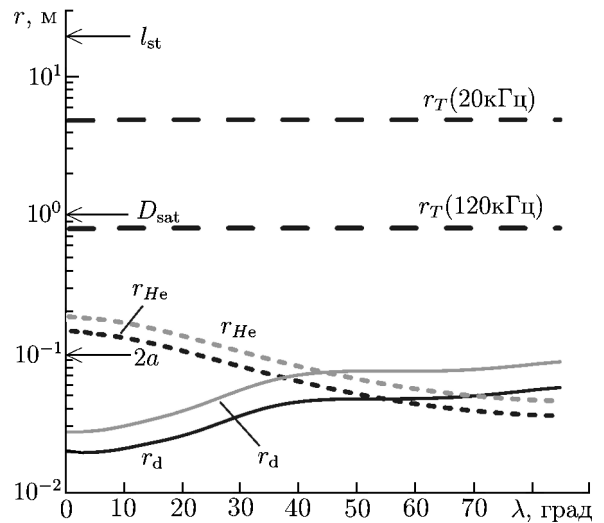


Рис. 2. Изменение характерных пространственных масштабов «холодной» компоненты плазмы вдоль траектории спутника и характерные масштабы антенной системы. Аналогично рис. 1 чёрные кривые соответствуют орбите на высоте 600 км над Землёй, серые — на высоте 1 200 км

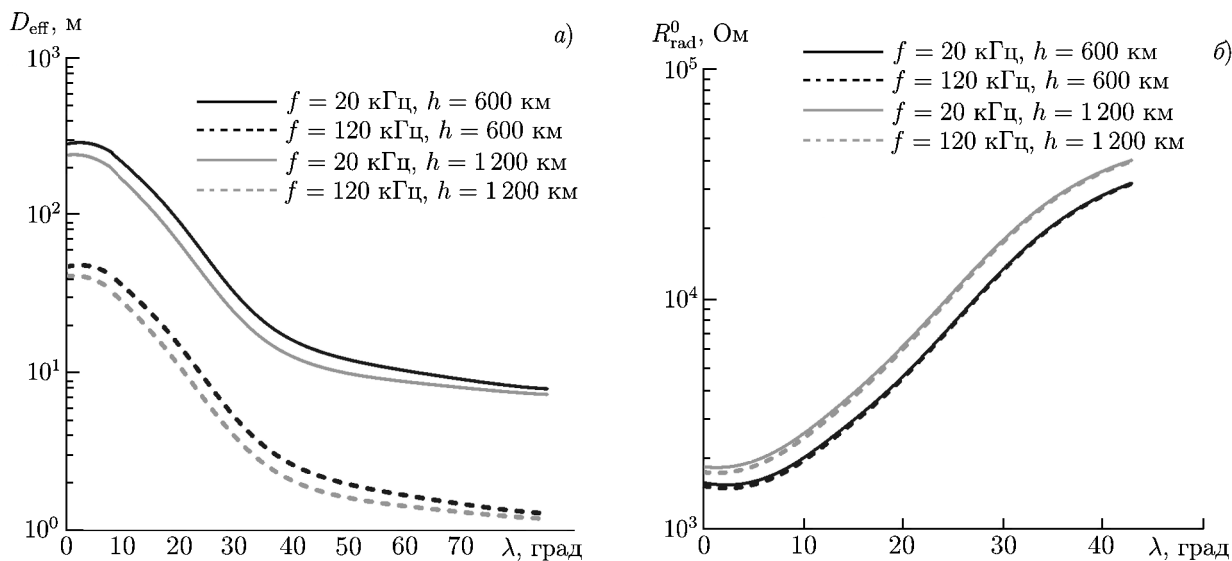


Рис. 3. Изменение эффективного масштаба  $D_{\text{eff}}$  (а), характеризующего влияние теплового движения частиц плазмы, и сопротивления излучения  $R_{\text{rad}}^0$  (б) вдоль траектории спутника для частот  $f = 20$ ;  $120$  кГц и орбит с высотой  $h = 600$ ;  $1\,200$  км над Землёй

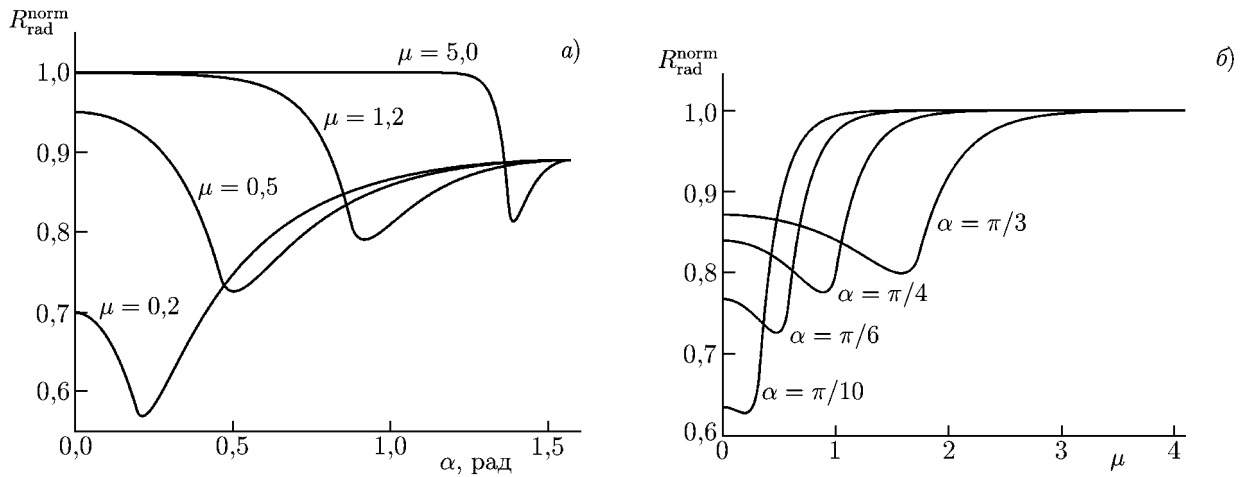
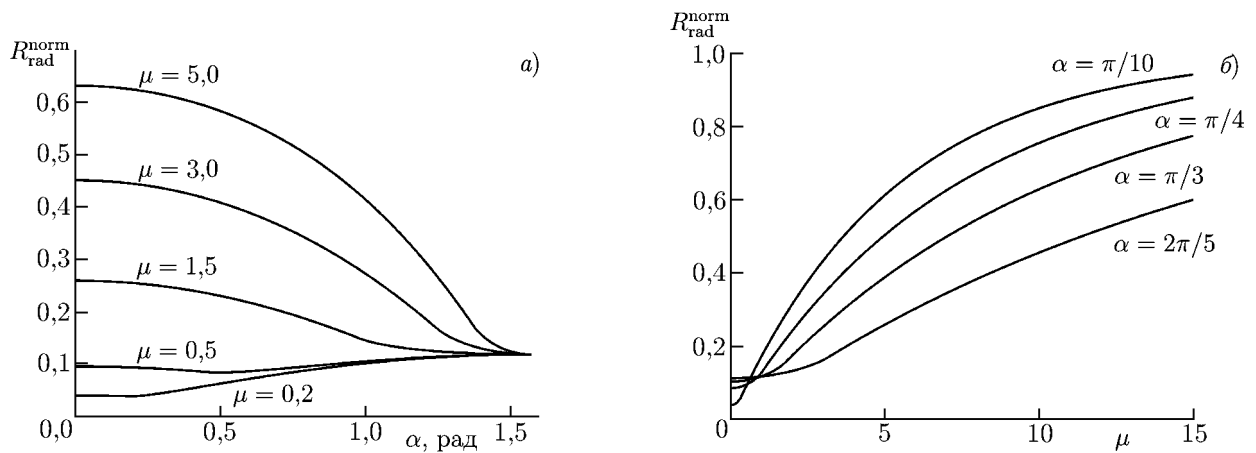
приближении  $L_{\text{eff}} \geq v_{Tc}/\omega$  сопротивление излучения пропорционально  $D_{\text{eff}}^{-1}$  и поляризации множителю  $|\varepsilon_1 \varepsilon_3|^{-1/2}$ . Эти параметры характеризуют дисперсию квазипотенциальных волн.

На рис. 3 приведены широтные зависимости сопротивления излучения  $D_{\text{eff}}$  (рис. 3а) и величины  $R_{\text{rad}}^0$  (рис. 3б) для электронов с энергией  $E_e = 1$  эВ. Зависимости приведены для двух значений частоты электромагнитного сигнала ( $20$  и  $120$  кГц) и двух орбит с высотами  $600$  и  $1\,200$  км над Землёй. Монотонное уменьшение величины  $D_{\text{eff}}$  (и соответствующий рост  $R_{\text{rad}}^0$ ) с удалением от экватора обусловлено уменьшением отношения плазменной и гирочастоты электронов (см. рис. 2).

Зависимости нормированного сопротивления излучения  $R_{\text{rad}}^{\text{norm}} = R_{\text{rad}}/R_{\text{rad}}^0$  от угла ориентации антенны  $\alpha$  и параметра  $\mu$  при  $F \equiv L_{\text{eff}}/D_{\text{eff}} = 3$  представлены на рис. 4. Как следует из графиков, при  $\mu < 1$  минимальное значение  $R_{\text{rad}}^{\text{norm}}$  достигается при малых углах  $\alpha$  ( $\alpha < \pi/4$ ), при  $\mu > 1$  — при углах  $\alpha$ , близких к  $\pi/2$ . При  $\mu \gg 1$   $R_{\text{rad}}^{\text{norm}} \rightarrow 1$ . При больших значениях параметра  $F$  поправка, вносимая в интеграл (6б) вторым слагаемым в подынтегральном выражении, будет уменьшаться, при этом  $R_{\text{rad}}^{\text{norm}}$  будет стремиться к 1.

При уменьшении параметра  $F$  сопротивление излучения падает. Зависимости сопротивления излучения  $R_{\text{rad}}^{\text{norm}}$  от  $\mu$  и  $\alpha$  в случае, когда параметр  $F = 0,1$ , представлены на рис. 5. Как следует из графиков, при  $\mu < 1$  минимальное значение  $R_{\text{rad}}^{\text{norm}}$  достигается при малых  $\alpha$ , при  $\mu > 1$  — при  $\alpha = \pi/2$ . При  $\mu \gg 1$  величина  $R_{\text{rad}}^{\text{norm}}$  стремится к единице, но достигает этого значения при существенно больших значениях  $\mu$ , чем в случае  $F \gg 1$ . Видно, что сопротивление излучения меняется от нескольких единиц до сотен килоом.

Пролётные потери  $R_{\text{tr}}$  определяются отбором энергии у поля тепловыми частицами при их пролёте через неоднородное поле антенны. В указанной области частот и параметров плазмы при рассматриваемой геометрии антенны пролётные потери, как показывают оценки, меньше, чем потери на излучение  $R_{\text{rad}}$ . Действительно, когда наименьший размер антенной конфигурации (радиус сферы  $a$ ) больше дебаевского радиуса, возрастают «монополярные» потери на возбуждение квазипотенциальных волн. В случае, когда размер спутника много больше дебаевского радиуса, потери на возбуждение квазипотенциальных волн можно оценить как потери сферического

Рис. 4. Зависимости  $R_{\text{rad}}^{\text{norm}}$  от угла ориентации антенны  $\alpha$  (а) и параметра  $\mu$  (б) при  $F \equiv L_{\text{eff}}/D_{\text{eff}} = 3$ Рис. 5. Зависимости  $R_{\text{rad}}^{\text{norm}}$  от угла ориентации антенны  $\alpha$  (а) и параметра  $\mu$  (б) при  $F \equiv L_{\text{eff}}/D_{\text{eff}} = 0,1$ 

проводника с радиусом  $D_{\text{sat}}$  [1]:

$$R_{\text{rad}}^{\text{sat}} = \frac{1}{\omega D_{\text{sat}} \sqrt{|\varepsilon_1 \varepsilon_3| (\mu^2 + 1)}}. \quad (8)$$

Выражения (6а) и (8) позволяют оценить действительную часть импеданса электрической антенны в нижегибридной полосе частот.

В интервале частот, где плазменный резонанс отсутствует, действительную часть импеданса определяют пролётные потери, т. к. потери на возбуждение электромагнитных волн, которые можно оценить по формуле

$$R_{\text{rad}}^{\text{em}} \approx \frac{\omega^2}{c^3} L_{\text{eff}}^2 g^{1/2} R_{\text{em}}(\alpha, \omega, \omega_{\text{pe}}, \omega_{\text{He}}), \quad (9)$$

малы по сравнению с пролётными потерями в силу неравенства  $\omega^3 L_{\text{eff}}^3 / c^3 \ll \omega L_{\text{eff}} / v_{\text{Tc}}$  (или  $v_{\text{Tc}}^3 / c^3 \ll v_{\text{Tc}}^2 / (\omega^2 L_{\text{eff}}^2)$ ), выполненного с большим запасом. Здесь структурная функция  $R_{\text{em}}(\alpha, \omega, \omega_{\text{pe}}, \omega_{\text{He}})$  отражает детали возбуждения электромагнитных волн в зависимости от со-

отношения частот и ориентации диполя по отношению к направлению геомагнитного поля,  $g = \omega_{pe}^2 / (\omega \omega_{He})$  — компонента тензора диэлектрической проницаемости «холодной» плазмы.

Мнимая часть импеданса  $Z$  для рассматриваемой конфигурации антенн в виде шара с радиусом  $a$  и спутника, разнесённых на расстояние  $l_{st}$ , складывается из импеданса шара в плазме  $Z_{sph} = 1/[i\omega C_{sph}(\omega)]$ , импеданса спутника  $Z_{sat} = 1/[i\omega C_{sat}(\omega)]$  и импеданса, обусловленного взаимной ёмкостью (последний мал по сравнению с импедансами шара и спутника, т. к.  $l_{st} \gg \gg \{a, D_{sat}\}$ ). Здесь  $D_{sat}$  — характерный размер спутника,  $C_{sph}(\omega)$  и  $C_{sat}(\omega)$  — ёмкости шара и спутника соответственно. Импеданс шара в плазме определяется формулой (3), в которой в качестве  $\rho_k$  следует подставить нормированный к единице фурье-спектр заряда, равномерно распределённого по сфере с радиусом  $a$ , т. е.  $|\rho_k| = |\sin(ka)| / [(2\pi)^3 ka]$  [1]:

$$\text{Im } Z = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{\omega \pi} \int \frac{\sin^2(ka) \sin \vartheta}{k^2 a^2} \frac{\text{Re } \varepsilon_1(\omega \mathbf{k})}{|\varepsilon_1(\omega, \mathbf{k})|^2} d\vartheta dk. \tag{10}$$

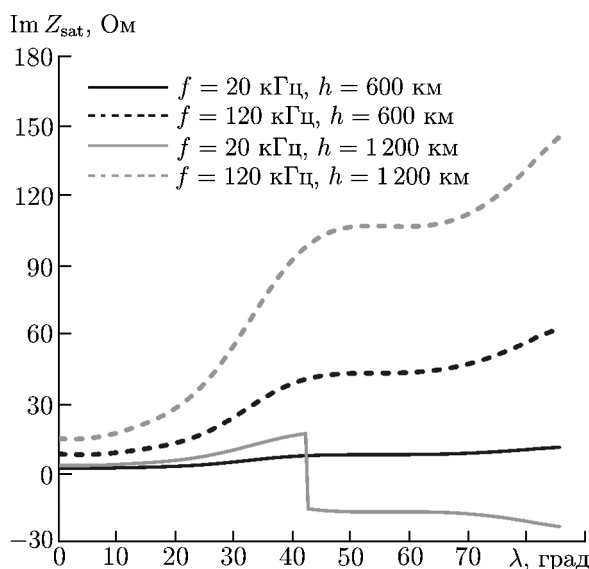


Рис. 6. Мнимая часть импеданса (11) для частот 20 и 120 кГц и орбит с высотами 600 и 1200 км. Обозначения кривых такие же, как на рис. 3

волны ( $\text{Re } \varepsilon_1(\omega, \mathbf{k}) = 0$ ), и импеданс можно оценить как [1]

$$\text{Im } Z_{sph} = \frac{\text{sign } \varepsilon_1}{\omega a \sqrt{|\varepsilon_1 \varepsilon_3|} (\mu^2 + 1)} \ln(\mu + \sqrt{\mu^2 + 1}). \tag{11}$$

Формула (11) может быть использована для оценки вклада спутника в мнимую часть импеданса, для этого радиус  $a$  нужно заменить на  $D_{sat}$  (в случае, если размер спутника больше дебаевского радиуса).

На рис. 6 приведены значения мнимой части импеданса  $\text{Im } Z_{sat}$ , вычисленной по формуле (11) для сферы с радиусом  $D_{sat} \sim 1$  м для частот 20 и 120 кГц на высотах 600 и 1200 км. Изменение знака мнимой части импеданса для частоты 20 кГц на орбите с высотой 1200 км (рис. 6, сплошная серая линия) происходит в той её части, где данная частота сравнивается с нижнегибридной частотой  $f_{HGR}$ . При переходе через эту частоту происходит изменение знака  $\varepsilon_1$  и, как видно из формулы (11), изменение знака мнимой части импеданса.

В формуле (10) проведено интегрирование по азимутальным углам  $\varphi$  в сферической системе ( $k, \vartheta, \varphi$ ) в пространстве волновых векторов с началом в центре сферы. Оставшийся интеграл определяется соотношением между реальной и мнимой частями диэлектрической проницаемости. Понятно, что в области низких частот ( $\omega \ll kv_{Te}$ ) вклад в интеграл (10) даёт область волновых чисел, где  $\text{Re } \varepsilon_1(\omega, \mathbf{k}) \gg \text{Im } \varepsilon_1(\omega, \mathbf{k})$ . Далее, можно разделить область интегрирования на область слабой пространственной дисперсии ( $k < \omega_{pe}/v_{Te}$ ) и область сильной пространственной дисперсии ( $k > \omega_{pe}/v_{Te}$ ). Характерное волновое число, разделяющее эти области, можно оценить как  $k_* \approx a^{-1}$ . Оно соответствует характерному масштабу спада пространственного спектра плотности заряда на антенне.

В рассматриваемой области параметров (радиус сферы больше дебаевского радиуса) существенный вклад в импеданс дают продольные



### 3. ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ И ВЕЛИЧИНА КВАЗИРАВНОВЕСНОЙ ШУМОВОЙ ЭДС НА ДИПОЛЬНОЙ АНТЕННЕ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Как уже отмечалось во введении, в большинстве экспериментов система антенна—плазма не является равновесной. В настоящем разделе кратко изложена методика расчёта шумовой ЭДС, наводимой на антенне в неравновесной плазме, и приведены конкретные выражения и оценки для наиболее характерных ситуаций, встречающихся в эксперименте.

#### 3.1. Расчёт среднеквадратичной ЭДС, наводимой на антенне в неравновесной плазме

Обычно при вычислении электродинамических характеристик антенн плазма рассматривается как сплошная среда, т. е. фактически игнорируется дискретность плазмы, состоящей из заряженных частиц (электронов и ионов). На языке кинетической теории это соответствует пределу большого числа электронов в дебаевской сфере:  $N_e r_{De}^3 \rightarrow \infty$ , где  $r_{De}$  — дебаевский радиус. Вычисление шумовой ЭДС, в отличие от других задач, в принципе связано с учётом дискретности плазмы, т. е. требует учёта членов первого порядка по параметру  $(N_e r_{De}^3)^{-1}$  в цепочке кинетических уравнений. Наиболее простой, но допускающий строгое обоснование способ расчёта заключается в использовании метода пробных частиц, обычного для теории плазменных флуктуаций (см., например, [2]). При этом задача разделяется на два этапа: 1) расчёт сигнала, наводимого на антенне флуктуацией заряда (тока) в плазме; 2) усреднение по соответствующей функции распределения зарядов (токов). Эта процедура достаточно подробно изложена в работах [1, 2].

Ограничиваясь рамками квазиэлектростатики (обобщение на произвольный тип полей достаточно очевидно), для однородной среды с помощью преобразования Фурье из теоремы взаимности и флуктуационно-диссипативной теоремы получаем следующее выражение для спектра мощности шумовой ЭДС, наведённой на антенне (см. подробнее [1, 2]):

$$V_\omega^2 = \frac{2}{\pi} \int \frac{(2\pi)^3 W_{in}(\omega, \mathbf{k})}{k^2} dR_k. \quad (12)$$

Здесь  $dR_k = 2(2\pi)^4 / (\omega |\mathbf{k} \mathbf{j}_0(\mathbf{k})|^2) \text{Im} \epsilon_1(\omega, \mathbf{k}) / (k^2 |\epsilon_1(\omega, \mathbf{k})|^2) d\mathbf{k}$  — дифференциальные (в пространстве волновых векторов) потери квазиэлектростатического поля антенны,  $\mathbf{j}_0(\mathbf{k})$  — фурье-компонента распределения плотности тока единичной амплитуды на антенне. Обобщение формулы Найквиста (12) на случай неравновесной системы, которой является приёмная антенна в электромагнитном поле излучения любой природы, сводится к замене температуры плазмы на эффективную температуру неравновесного излучения  $T_{\text{eff}}(\omega, \mathbf{k})$ , которая определяется через спектральную плотность энергии электромагнитного поля вблизи приёмной антенны:  $W_{in}(\omega, \mathbf{k}) = k^2 T_{\text{eff}}(\omega, \mathbf{k}) / (2\pi)^3$ . Заметим, что флуктуационно-диссипативная теорема постулирует принцип детального равновесия, который в данном случае является «равновесием» (стационарным состоянием) между полем излучения, падающим на приёмную антенну, и полем рассеяния. Понятно, что потери квазиэлектростатического поля в общем случае возбуждения приёмной антенны падающим электромагнитным полем складываются из потерь на излучение (рассеяние волн), так называемых пролётных (дробовых) и омических потерь. В космической плазме, которая является разреженной средой, вклад в интеграл (12) дают, как правило, первые два вида потерь.

Формула (12) справедлива для любого вида неравновесного излучения, характеризуемого спектральной плотностью энергии электромагнитного поля  $W_{in}(\omega, \mathbf{k})$  вблизи приёмной антенны.

Эта формула может быть использована для расчёта среднеквадратичного напряжения, наводимого на антенне при падении на неё как шумового, так и регулярного (в том числе квазимонохроматического) электромагнитного излучения. В случае шумовых полей удобно воспользоваться понятием эффективной температуры, и тогда (12) можно переписать в виде

$$V_{\omega}^2 = \frac{2}{\pi} \int T_{\text{eff}}(\omega, \mathbf{k}) dR_k. \quad (13)$$

Из (12) следует, что основной вклад в шумы дают две области пространственных и временных масштабов. Первая из них отвечает резонансным частотным областям, в которых происходит возбуждение собственных электростатических колебаний плазмы, описываемых дисперсионным уравнением  $[k_{\alpha} \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k}) k_{\beta}] / k^2 = \varepsilon_1(\omega, \mathbf{k}) = 0$ . В ионосферной плазме это полосы верхнего и нижнего гибридных резонансов, гармоник гирочастоты электронов и т. д. Эти шумы в дальнейшем будем называть резонансными квазиэлектростатическими шумами. Вторая область пространственных и временных масштабов соответствует вкладу мнимой части диэлектрической проницаемости, и эти шумы в дальнейшем будем называть пролётными (дробовыми) шумами.

Если  $T_{\text{eff}}(\omega, \mathbf{k})$  — плавная функция в масштабе изменения зависимостей  $\varepsilon_1(\omega, \mathbf{k})$  и  $\mathbf{j}_0(\mathbf{k})$ , то (13) даёт аналог формулы Найквиста для неравновесной системы:

$$V_{\omega}^2 = \frac{2}{\pi} T_{\text{eff}}(\omega, \mathbf{k} \approx L_{\text{eff}}^{-1}) R_{\text{rad}}(\omega), \quad (14)$$

где  $R_{\text{rad}}(\omega)$  — сопротивление излучения антенны в резонансные квазиэлектростатические волны,  $L_{\text{eff}}$  — характерный размер антенны. В противном случае диагностическая антенна усредняет зависимости  $T_{\text{eff}}(\omega, \mathbf{k})$  по своему пространственному спектру, искажая величину и частотный ход функции  $V_{\omega}^2$ .

### 3.2. Резонансные квазиэлектростатические шумы

Ионосферная плазма, окружающая антенну, как правило, неравновесная, причём характер неравновесности существенно зависит от высоты и геомагнитной широты. Из этого многообразия условий необходимо выбрать некоторую эталонную модель неравновесности, в рамках которой можно было бы сравнивать спектры регистрируемых в конкретных условиях шумовых ЭДС и делать качественные и количественные выводы о степени неравновесности и основных параметрах плазмы. Такой моделью является приближение двухтемпературной плазмы. Действительно, в экспериментальных условиях неравновесность среды часто обусловлена наличием в основной плазме надтепловых частиц со средней энергией, намного превышающей энергию частиц основной компоненты плазмы, причём концентрация надтепловых частиц  $N_h$  мала по сравнению с концентрацией заряженных частиц основной компоненты плазмы  $N_c$ . В ионосфере Земли такой добавкой служат энергичные фотоэлектроны или протоны. Энергетическое распределение этих частиц зачастую является неравновесным или даже неустойчивым. Однако для анализа результатов шумовых измерений в плазме с надтепловыми частицами естественно распределение частиц в основной и энергичной компонентах равновесное (максвелловское) с температурами  $T_c$  и  $T_h$  соответственно. Эффективная температура такой двухкомпонентной плазмы определяется выражением

$$T_{\text{eff}}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{T_c \text{Im} \varepsilon_{lc}(\omega, \mathbf{k}) + T_h \text{Im} \varepsilon_{lh}(\omega, \mathbf{k})}{\text{Im} \varepsilon_{lc}(\omega, \mathbf{k}) + \text{Im} \varepsilon_{lh}(\omega, \mathbf{k})}, \quad (15)$$

поэтому спектр шумовой ЭДС, определяемый формулой (13), существенным образом зависит от мнимых частей диэлектрических проницаемостей «холодной» и «горячей» компонент. В разреженной плазме в резонансной области частот, в частности, может реализоваться ситуация, когда

$\text{Im } \varepsilon_{1h} \gg \text{Im } \varepsilon_{1c}$  в широком диапазоне частот и волновых векторов. При этом (13) записывается в виде формулы Найквиста, в которой вместо эффективной температуры стоит температура «горячих» частиц, а  $R_{\text{rad}}(\omega)$  представляет собой сопротивление излучения продольных волн в резонансных условиях. В таких условиях формируется интенсивная спектральная линия шумовой ЭДС, причём усиление линии происходит как за счёт накачки шумового излучения высокоэнергичными частицами (несмотря на то, что их мало), так и за счёт резонансного возбуждения волн. Подобная ситуация реализуется во многих экспериментальных условиях, т. к. обычно чувствительность приёмников такова, что линия квазиравновесного шума проявляется лишь при совместном влиянии резонансного возбуждения волн и накачки высокоэнергичными частицами. Понятно, что формулу (13) с заменой  $T_{\text{eff}}$  на соответствующую эффективную температуру можно использовать и при более общих условиях, например в случае многокомпонентной плазмы и функций распределения, отличных от максвелловских (необходимо лишь, чтобы эти распределения были устойчивыми).

Рассмотрим случай, когда основную роль в реабсорбции излучения в плазме играет бесстолкновительное затухание на «горячей» компоненте и затухание из-за столкновений в «холодной» компоненте, т. е.  $\text{Im } \varepsilon_{1h}$  определяется пространственной дисперсией, а  $\text{Im } \varepsilon_{1c}$  — столкновениями. Тогда в соответствии с формулой (15) имеем

$$V_{\omega}^2 = \frac{2}{\pi} T_c R_{\text{rad}}(\omega) + \frac{8(2\pi)^3}{\omega} T_h \int \frac{\text{Im } \varepsilon_{1h}}{\text{Im } \varepsilon_{1c} + \text{Im } \varepsilon_{1h}} \delta[\text{Re } \varepsilon_1(\omega, \mathbf{k})] |\rho_k|^2 \frac{d\mathbf{k}}{k^2}. \quad (16)$$

### 3.3. Спектр шумовой ЭДС в области нижнегибридного резонанса

Вычислим интеграл (16) для дипольной антенны в виде двух шаров, разнесённых на расстояние  $L$ . В этом случае пространственный фурье-спектр распределения плотности стороннего заряда на антенне описывается выражением (5).

Спектр шумовой ЭДС в нижнегибридной полосе частот в рамках модели двухтемпературной плазмы определяется суммой вкладов «холодной» и «горячей» компонент:

$$V_{\omega}^2 = V_{\omega c}^2 + V_{\omega h}^2 = V_{\omega c}^2 + \frac{2T_h}{\pi^2 v_{Th} \sqrt{|\varepsilon_1|}} \int_0^{\infty} dy \frac{\exp(-1/y^2)}{\exp(-1/y^2) + f(\omega)y^3} \times \\ \times \int_0^{2\pi} d\varphi \sin^2[\gamma y (\mu \cos \alpha + \sin \alpha \cos \varphi)]. \quad (17)$$

В рассматриваемой области параметров  $\mu \ll 1$ , поэтому, исключая углы  $\alpha = 0$ , имеем

$$V_{\omega}^2 = V_{\omega c}^2 + \frac{2T_h}{\pi v_{Th} \sqrt{|\varepsilon_1|}} \int_0^{\infty} \frac{\exp(-1/y^2)}{\exp(-1/y^2) + f(\omega)y^3} \{1 - J_0[(\gamma y \sin \alpha)/2]\} dy, \quad (18)$$

где  $J_0(x)$  — функция Бесселя нулевого порядка,

$$V_{\omega c}^2 \approx \frac{2T_c}{\pi} (R_{\text{rad}} + R_{\text{tr}}). \quad (19)$$

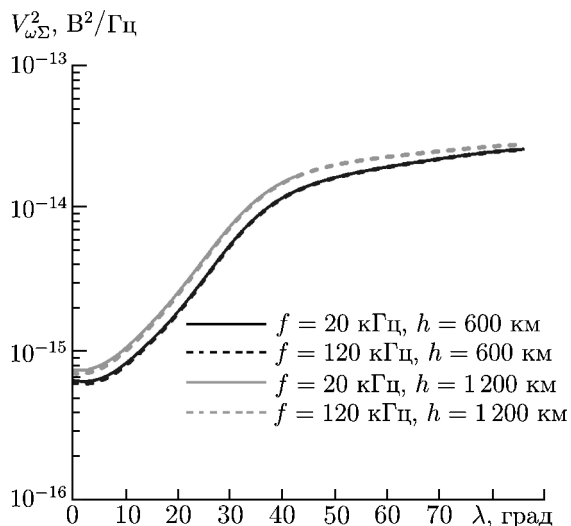


Рис. 7. Изменение спектральной плотности мощности шумовой ЭДС  $V_{\omega\Sigma}^2$ , обусловленной квазипотенциальными волнами, вдоль траектории спутника. Обозначения кривых такие же, как на рис. 3

В вышеприведённых формулах функция  $f(\omega) = [N_c \nu / (\sqrt{\pi} N_h \omega)] [1 + \delta_0^2 + (m/M) \delta_0^2 \mu^{-2}]$  характеризует частотный спектр шумовой ЭДС надтепловых электронов,  $\delta_0^2 \approx \omega_{pe}^2 / (\omega_{He}^2 + \omega_{pe}^2)$ ,  $\mu^2 = |\varepsilon_1 / \varepsilon_3|$ ,  $\varepsilon_1 \approx 1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{He}^2 - \omega_{pi}^2 / \omega^2$ ,  $\varepsilon_3 \approx -\omega_{pe}^2 / \omega^2$ ,  $\nu$  — частота столкновений,  $\gamma = \omega L / (\mu \nu T_h)$ .

Начнём анализ шумов со второго слагаемого  $V_{\omega h}^2$  в правой части формулы (18), которое связано с надтепловыми частицами. Интеграл в выражении для  $V_{\omega h}^2$  вблизи частоты нижнегибридного резонанса можно оценить, используя тот факт, что максимум первого сомножителя в подынтегральной функции достигается при  $y = y_* = \sqrt{2/3}$ . Тогда

$$V_{\omega h}^2 \approx \frac{2}{\pi} \frac{T_h}{\nu T_h} \sqrt{|\varepsilon_1(\omega)|} [1 - J_0(\gamma/\sqrt{6})] \Delta(\omega), \quad (20)$$

где

$$\Delta(\omega) \approx \frac{1}{f^{1/3}(\omega)} \int_{f^{1/3}(\omega)y_*}^{\infty} \frac{d\tau}{(1 + \tau^3)}.$$

Таким образом, частотная зависимость спектра мощности шумовой ЭДС определяется функцией

$$\Lambda(\omega) \approx \frac{1}{\sqrt{|\varepsilon_1(\omega)|}} [1 - J_0(\gamma/\sqrt{6})] \Delta(\omega). \quad (21)$$

Формулы (20) и (21) позволяют оценить величину и частотную зависимость шумовой ЭДС применительно к условиям, соответствующим выбранным траекториям спутника.

На рис. 7 приведены зависимости спектральной плотности мощности шумовой ЭДС  $V_{\omega\Sigma}^2 = 2T_c R_{\text{rad}} / \pi$ , обусловленной квазипотенциальными волнами, при характерной энергии «холодной» компоненты плазмы  $E_e = 1$  эВ для рассматриваемых частот электромагнитного сигнала и траекторий спутника. Значения ЭДС, обусловленной квазипотенциальными волнами, приведены только в той части траектории, где частота электромагнитного сигнала попадает в резонансную область, т. е. она больше, чем частота нижнегибридного резонанса  $f_{\text{НГР}}$ . В соответствии с рис. 1 данное условие выполняется для меньшей из рассматриваемых частот  $f = 20$  кГц в приэкваториальной области ( $\lambda \approx 0^\circ \div 42^\circ$ ) для траектории на высоте 1200 км и на всей траектории на высоте 600 км. Для частоты 120 кГц данное условие выполняется для обеих рассматриваемых орбит.

На рис. 8 и 9 приведены результаты расчёта спектральной плотности мощности шумовой ЭДС (20), обусловленной энергичными частицами.

Частотные зависимости  $V_{\omega h}^2$  в диапазоне частот 20÷120 кГц в нескольких точках на траектории спутника ( $\lambda = 20^\circ; 40^\circ; 60^\circ; 80^\circ$ ) для энергичных частиц с характерной температурой  $T_h = 10$  кэВ и для отношения концентраций «горячей» и «холодной» компонент плазмы  $N_h/N_c = = 10^{-4}$  представлены на рис. 8. Спектральная плотность мощности шумовой ЭДС, обусловленной

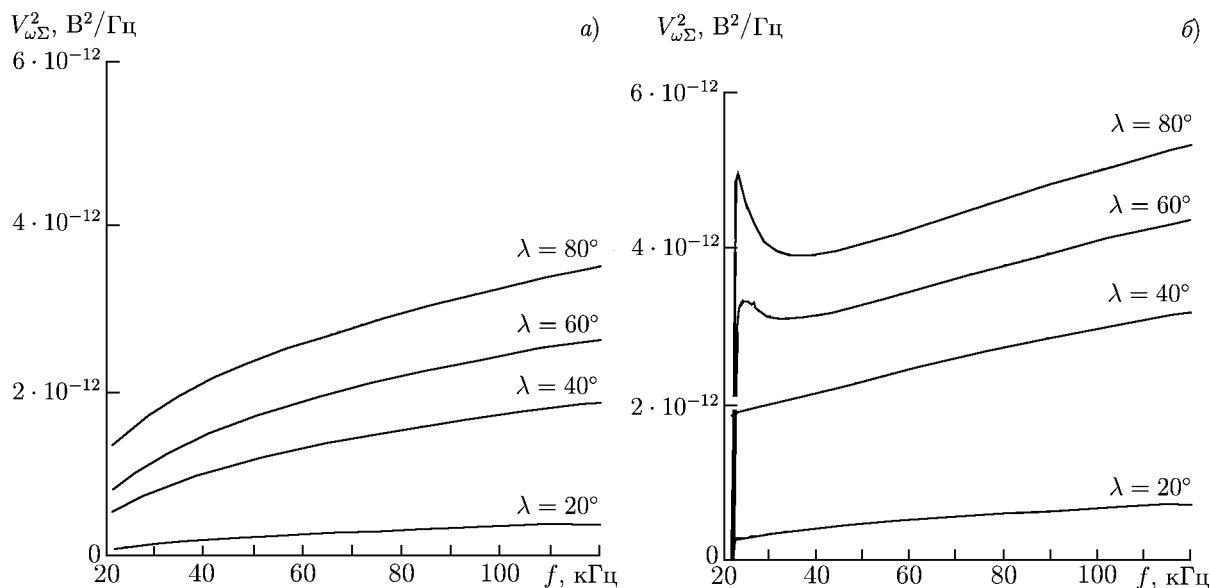


Рис. 8. Частотная зависимость спектральной плотности мощности шумовой ЭДС  $V_{\omega h}^2$ , обусловленной энергичными частицами, в нескольких точках на траектории спутника на высотах 600 км (а) и 1200 км (б)

энергичными частицами, обращается в нуль на частоте, равной частоте нижнегибридного резонанса  $f_{\text{НГР}}$ , и имеет локальный максимум вблизи этой частоты. В случае, когда частота нижнегибридного резонанса не попадает в рассматриваемый диапазон частот, спектральная плотность шумовой ЭДС плавно возрастает с частотой.

На рис. 9 приведены зависимости  $V_{\omega h}^2$  от геомагнитной широты для частот 20 и 120 кГц на высоте 600 км для различных значений характерной температуры энергичных частиц ( $T_h = 1; 10; 100$  кэВ) и отношения концентраций «горячей» и «холодной» компонент плазмы ( $N_h/N_c = 10^{-4}; 10^{-5}$ ). Как видно из рис. 9, спектральная плотность мощности шумовой ЭДС возрастает как с ростом относительной концентрации «горячей» компоненты плазмы, так и с увеличением температуры энергичных частиц.

На рис. 10 представлено отношение спектральных плотностей мощности шумовой ЭДС  $V_{\omega h}^2$ , обусловленной энергичными частицами, и  $V_{\omega\Sigma}^2$ , обусловленной «холодной» компонентой плазмы, вдоль траектории спутника. По аналогии с рис. 8 приведены лишь те части зависимостей, где величина  $V_{\omega h}^2$  отлична от нуля. При удалении от экватора величины  $V_{\omega h}^2$  и  $V_{\omega\Sigma}^2$  возрастают. Однако рост ЭДС, обусловленной «холодными» частицами, более резкий вблизи экватора и более плавный на высоких широтах. Это приводит к тому, что в приэкваториальной области отношение  $V_{\omega h}^2/V_{\omega\Sigma}^2$  убывает с ростом широты, а на высоких широтах возрастает. Отметим, что шумовая ЭДС, обусловленная энергичными частицами, на несколько порядков больше, чем ЭДС, обусловленная «холодными» частицами, кроме той части траектории, на которой частота нижнегибридного резонанса приближается к 20 кГц и превосходит это значение (см. рис. 10, серая сплошная кривая).

Из рис. 10 видно, что зависимость  $V_{\omega h}^2(\omega)$  достаточно плавная. Спектр шумовой ЭДС достаточно широкий и ограничивается частотой  $f_{\text{НГР}}$ . В случае, когда при движении спутника частота наблюдения переходит через частоту нижнегибридного резонанса ( $\omega < \omega_{\text{НГР}} = 2\pi f_{\text{НГР}}$ ), уровень шума резко падает. В этой области частот шумы обусловлены излучением электромагнитных волн, коэффициент возбуждения которых много меньше коэффициентов возбуждения резонансных квазипотенциальных волн. Уровень шумовой ЭДС, обусловленной энергичными частицами,

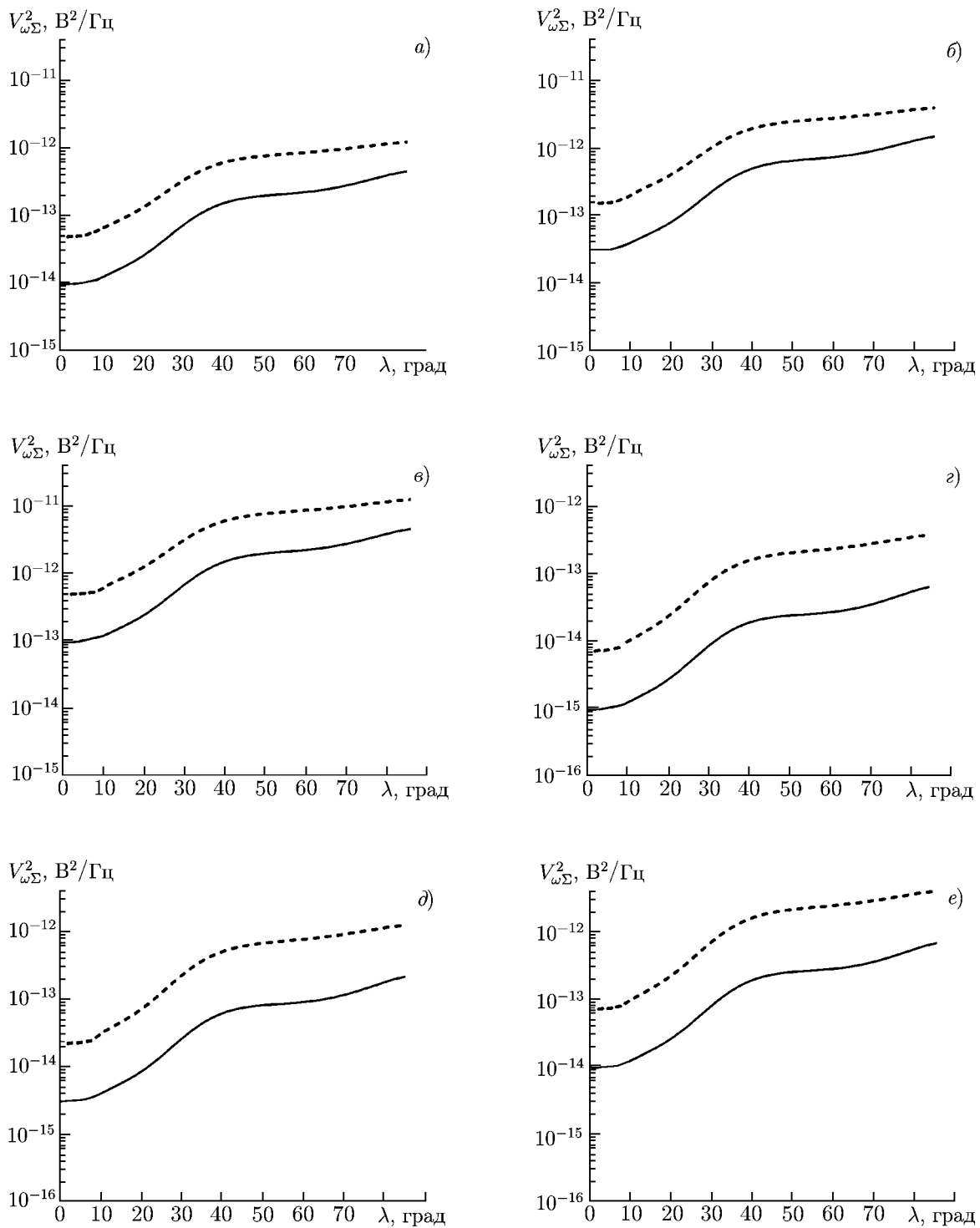


Рис. 9. Изменение спектральной плотности мощности шумовой ЭДС  $V_{\omega\Sigma}^2$ , обусловленной энергичными частицами, вдоль траектории спутника на высоте 600 км над Землёй для частот  $f = 20$  кГц (сплошная линия) и  $f = 120$  кГц (пунктир). Зависимости соответствуют  $T_h = 1$  кэВ (а, з),  $T_h = 10$  кэВ (б, д),  $T_h = 100$  кэВ (в, е) и  $N_h/N_c = 10^{-4}$  (а-в),  $N_h/N_c = 10^{-5}$  (з-е)

в области резонансных частот ( $\omega > \omega_{\text{НГР}}$ ) уменьшается при удалении от частоты  $f_{\text{НГР}}$ , т. е. уровень шумов выше в области частот, близких к частоте нижнегибридного резонанса.

Таким образом, наличие надтепловых частиц в ионосферной плазме кардинально меняет свойства электрических низкочастотных шумов, регистрируемых антенной спутника.

Заметим, что похожая задача рассматривалась в работе [6]. Однако постановки задачи в настоящей работе и в [6] различаются конфигурацией антенн (здесь рассматривается антенна в виде двух разнесённых проводящих сфер, в [6] рассматривались два провода; в настоящее время в космических экспериментах часто используются антенны, схожие по конфигурации системе со сферами). Также в работе [6] исследовались закономерности поведения шумовой ЭДС только в окрестности частоты нижнегибридного резонанса в ионосферной плазме. В настоящей работе выполнен расчёт шумов вдоль траектории спутника для более широкой полосы частот.

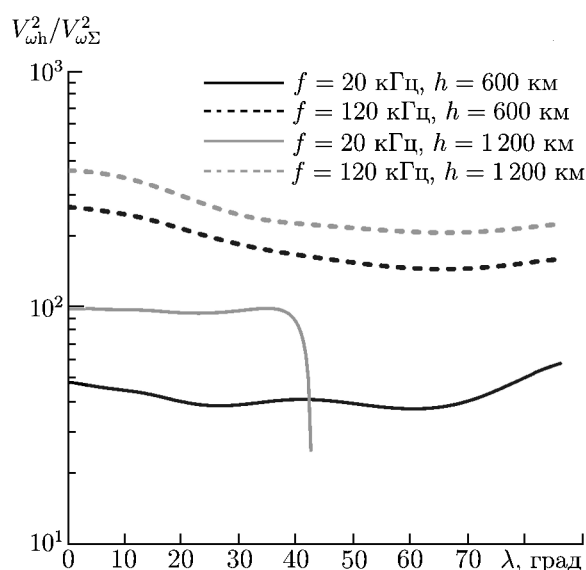


Рис. 10. Отношение спектральных плотностей мощности шумовой ЭДС  $V_{\omega h}^2$ , обусловленной «горячими» частицами, и  $V_{\omega \Sigma}^2$ , обусловленной «холодной» компонентой плазмы, вдоль траектории спутника. Обозначения кривых такие же, как на рис. 3

#### 4. НЕКОТОРЫЕ ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Алгоритм расчёта квазиравновесной шумовой ЭДС был предложен в работах [1, 2, 6–8] и достаточно широко использовался для целей волновой диагностики шумовых излучений в неравновесной плазме. По существу, этот алгоритм даёт возможность рассчитать эффективную температуру шумового излучения, которая наряду с сопротивлением излучения антенны определяет величину и частотную зависимость шумовой ЭДС как функцию параметров плазмы и степени её неравновесности. Этот алгоритм был с успехом применён для анализа и интерпретации ряда экспериментальных данных волновых экспериментов в космосе («Интеркосмос Коперник-500» в ионосфере Земли [7], «Wind», «Ulysses», «Cluster II» в солнечном ветре [9–11], «Ulysses» в магнитосфере Юпитера [12, 13] и т. д.) и в научной литературе имеет название «квазиравновесная шумовая спектроскопия» (quasi-thermal noise spectroscopy). За основу в этих расчётах взят «стандартный» спектр шумовой ЭДС, который соответствует двухтемпературной квазиравновесной функции распределения частиц по скоростям. Поэтому дальнейшее развитие исследований по диагностике шумовых излучений состоит в анализе зависимости эталонного спектра шумовой ЭДС от вида функции распределения частиц по скоростям — основной характеристики степени неравновесности окружающей антенну плазмы и её излучений.

Применительно к ионосферным условиям необходимы также более детальные расчеты спектра шумовой ЭДС на гармониках гирочастоты электронов, где возможно возбуждение мод Бернштейна надтепловыми частицами.

Выше предполагалось, что внутреннее сопротивление антенного приёмника достаточно большое, а именно входной импеданс приёмника  $Z_{\text{rec}}$  много больше импеданса антенны  $Z_a$ . Как отмечалось ранее, в случае произвольного соотношения между указанными величинами в приведён-

ных выше формулах появляется множитель  $|Z_{\text{rec}}/(Z_{\text{rec}} + Z_a)|^2$ , отражающий перераспределение переменного тока в антенной цепи. Поэтому отдельной задачей является расчёт и оценка импеданса антенной системы спутника, который с учётом плазменных явлений представляет собой достаточно сложную функцию частоты и геометрии антенны.

Здесь мы отметим только следующее. В общем случае импеданс антенны складывается из потерь в ближнем поле и потерь на излучение и реактивной части, обусловленной реактивным откликом (ёмкостным или индуктивным) в ближнем электромагнитном поле антенны:  $Z_a(\omega) = \text{Re } Z_a(\omega) + i \text{Im } Z_a(\omega)$ . Понятно, что потери на излучение для дипольных излучателей сильно возрастают в резонансных частотных интервалах. Вне резонансных полос сопротивление излучения антенны  $R_{\text{rad}}^{\text{em}} \propto \omega^2 L_{\text{eff}}^2 / c^3$  определяется потерями на излучение электромагнитных волн. Понятно, что отношение  $R_{\text{rad}}^{\text{em}} / R_{\text{rad}}^{\text{pl}} \propto (\omega^2 L_{\text{eff}}^2 / c^2) v_{Te} / c \propto (L / \lambda_{\text{elec}})^2 v_{Te} / c$ , где  $R_{\text{rad}}^{\text{pl}} \propto 1 / (\omega L_{\text{eff}})$  много меньше единицы в широком интервале частот и размеров антенной системы. Здесь  $L_{\text{eff}}$  — расстояние между сферами электромагнитного датчика,  $\lambda_{\text{elec}}$  — длина электромагнитной волны,  $v_{Te}$  — тепловая скорость электронов ионосферной плазмы,  $c$  — скорость света. Предполагается также, что радиус сфер датчика  $a \ll \{v_{Te} / \omega, v_{Te} / \omega_{pe}\}$ . С другой стороны, при выполнении последнего неравенства пролётные потери  $R_{\text{tr}} \propto 1 / v_{Te}$  и по порядку величины близки к резонансным потерям (если не принимать во внимание некоторые поляризационные особенности возбуждения резонансных плазменных колебаний). Это означает, что уровень равновесных плазменных шумов для «открытой» антенной цепи ( $|Z_{\text{rec}}| \gg |Z_a|$ ) в широком интервале частот можно оценить по формуле

$$V_{\omega}^2 \approx \frac{2}{\pi} \frac{T_c}{v_{Te}} I(\omega, \omega_{pe}, \omega_{He}), \quad (22)$$

где функция  $I(\omega, \omega_{pe}, \omega_{He})$  отражает вклад дисперсии среды в потери; в широком интервале частот её величина порядка единицы. Это обстоятельство позволяет оценить предельную величину регистрируемого шума (при условии, что чувствительность приёмника позволяет это сделать):

$$V_{\omega}^2 [\text{B}^2 \cdot \text{Гц}^{-1}] \approx 10^{-12} \frac{T_c [\text{K}]}{v_{Te} [\text{M}/\text{c}]} . \quad (23)$$

Для характерной температуры электронов  $T_c \approx (1 \div 2) \cdot 10^4$  К спектр мощности напряжения в единичном интервале частот составляет

$$V_{\omega}^2 \approx 10^{-8} (\text{мВ})^2 \cdot \text{Гц}^{-1}. \quad (24)$$

Зачастую в экспериментах уровень шумов представляется в виде отношения величины (24) и квадрата характерного масштаба приёмной антенны:  $U_{\omega}^2 \approx V_{\omega}^2 / L_{\text{eff}}^2$  (для рассматриваемых антенн  $L_{\text{eff}}$  представляет собой расстояние между сферами электрического дипольного датчика). Оценки (22)–(24) сделаны в предположении, что плазма равновесная и характеризуется температурой  $T_c$ . Спектр мощности напряжения в единичном интервале частот (24), как правило, меньше предела чувствительности бортовой аппаратуры (приёмник регистрирует только собственные шумы). В неравновесной, например двухтемпературной, плазме шумовая ЭДС может сильно увеличиться, особенно в резонансных частотных интервалах. Это увеличение связано с ростом как эффективной температуры, так и потерь на излучение резонансных квазипотенциальных волн. Как показывают расчёты, в модели двухтемпературной плазмы для различных условий вдоль траектории спутника в резонансной полосе частот (см. рис. 7, 8 и 9) шумовая ЭДС на несколько порядков превышает оценку, сделанную по формуле (25). Причём, как видно из рис. 10, основной вклад в увеличение шумовой ЭДС дают надтепловые частицы и резонансное увеличение возбуждения квазипотенциальных волн. Это обстоятельство позволяет регистрировать шумовую линию и по её виду диагностировать ряд параметров космической плазмы.



## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнены аналитические и численные оценки величины и частотной зависимости импеданса и шумовой ЭДС применительно к условиям, соответствующим траекториям и параметрам антенн спутников геофизического мониторинга. Оценки получены для двух круговых орбит с высотами 600 и 1 200 км над поверхностью Земли в интервале частот  $20 \div 120$  кГц. Указанная полоса частот была выбрана, поскольку в ней плазменные эффекты проявляются достаточно сильно. Этот интервал соответствует области частот нижнегибридного резонанса, в которой на рассматриваемых высотах наблюдается повышенный уровень шумового излучения. Электрические датчики или антенны рассматривались в виде совокупности диполей, каждый из которых представляет собой сферу радиуса  $a$ , удалённую на расстояние  $l_{st}$  от спутника.

Показано, что в области частот нижнегибридного резонанса действительная часть импеданса антенны определяется резонансными «монопольными» потерями на излучение квазипотенциальных волн. Сопротивление излучения, обусловленное этими потерями, меняется в пределах от сотен ом до нескольких килоом при движении космического аппарата по орбите. В нерезонансной полосе частот (на частотах ниже частоты нижнегибридного резонанса) сопротивление определяется пролётными потерями, которые, однако, малы по сравнению с резонансными. Мнимая часть импеданса на частотах выше частоты нижнегибридного резонанса имеет ёмкостной характер и при движении космического аппарата по траектории меняется от нескольких единиц до сотни ом. На частотах ниже частоты нижнегибридного резонанса мнимая часть импеданса имеет индуктивный характер и меняется от нескольких единиц до нескольких десятков ом.

При расчёте шумов неравновесной среды предполагалось, что она представляет собой двухтемпературную плазму. В ионосфере Земли в качестве «горячей» компоненты плазмы служат энергичные фотоэлектроны или протоны. В этом случае квадрат спектральной плотности мощности шумовой ЭДС, регистрируемой антенной, записывается в виде аналога формулы Найквиста, в которой используется эффективная температура (которая может меняться от температуры «горячих» частиц до температуры «холодных» частиц), а в качестве сопротивления — сопротивление излучения волн и сопротивление, связанное с резонансными потерями. В резонансных частотных интервалах (на частотах выше частоты нижнегибридного резонанса) формируется спектральная линия шумовой ЭДС повышенной интенсивности, причём усиление линии происходит как за счёт «накачки» шумового излучения высокоэнергичными частицами в квазипотенциальные волны, так и за счёт резонансного возбуждения этих волн. Уровень шумовой ЭДС лежит в пределах  $V_{\omega}^2 \approx (2 \div 4) \cdot 10^{-12} \div 10^{-13} \text{ В}^2 \cdot \text{Гц}^{-1}$  и обусловлен в основном надтепловыми электронами. В нерезонансных частотных интервалах (на частотах ниже частоты нижнегибридного резонанса) эффективная температура равна температуре «холодной» компоненты, а сопротивление определяется пролётными потерями, т. е. уровень шумовой ЭДС мал по сравнению с уровнем шума в резонансной частотной полосе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 13-02-97074-р\_поволжье\_a) и программы № 22 Президиума РАН «Фундаментальные проблемы исследований и освоения Солнечной системы».

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мареев Е. А., Чугунов Ю. В., Антенны в плазме. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1991. 228 с.
2. Андронов А. А., Чугунов Ю. В. // УФН. 1975. Т. 116, № 1. С. 79.

3. Demekhov A. G., Trakhtengerts V. Y., Mogilevsky M. M., Zelenyi L. M. // *Adv. Space Res.* 2003. V. 32, No. 3. P. 355.
4. <http://mertensiana.phys.ucalgary.ca/index.html>.
5. Bilitza D. // *Adv. Space Res.* 2003. V. 31. P. 757.
6. Трахтенгерц В. Ю., Чугунов Ю. В. // *Космические исследования.* 1978. Т. 16, вып. 2. С. 238.
7. Ефимова Т. В., Чугунов Ю. В. // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1981. Т. 21, № 1. С. 50.
8. Meyer-Vernet N. // *Geophys. Res. Lett.* 1996. V. 21. P. 397.
9. Issautier K., Meyer-Vernet N., Moncuquet M., Hoang S. // *Geophys. Res. Lett.* 1996. V. 23. P. 1649.
10. Issautier K., Meyer-Vernet N., Moncuquet M., Hoang S. // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 1969.
11. Chugunov Yu. V., Fiala V., Soucek J., Santolik O. // *Adv. Space Res.* 2006. V. 37, No. 8. P. 1538.
12. Meyer-Vernet N., Hoang S., Moncuquet M. // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 21163.
13. Chugunov Yu. V., Kazarova A. Yu., Mareev E. A., et al. // *Astrophys. Space Sci.* 2001. V. 277. P. 3131.
14. Chugunov Yu. V., Mareev E. A. // *Radio Sci.* 2001. V. 36, No. 5. P. 1083.

Поступила в редакцию 25 сентября 2012 г.; принята в печать 9 февраля 2013 г.

**IMPEDANCE OF A SPACECRAFT-BORNE ANTENNA  
IN THE MAGNETOSPHERIC PLASMA AND QUASI-EQUILIBRIUM  
NOISE EMF IN THE LOWER-HYBRID FREQUENCY BAND**

*Yu. V. Chugunov, V. S. Grach, and D. L. Pasmanik*

We present the analytical and numerical estimations of the value and frequency dependence of the impedance and noise electromotive force (EMF) in the context of the conditions which correspond to the trajectories and parameters of the antennas borne by geophysical monitoring satellites. The estimations were obtained for two circular orbits at altitudes of 600 and 1200 km over the Earth's surface in the frequency range from 20 to 120 kHz, which corresponded to the area of the lower-hybrid resonance, where a higher level of noise emissions is observed at the altitudes under consideration. It is shown that near the lower-hybrid resonance frequency, the real part of the antenna impedance is determined by the resonant "monopole" loss by radiation of quasipotential waves. In the nonresonant frequency band (at the frequencies below the frequency of the lower-hybrid resonance), the antenna reactance is determined by the transit loss, which is, however, low as compared with the resonant loss. When the noise was calculated, the medium was assumed to be two-temperature plasma. The spectral density of the power of the noise EMF lies in the range  $V_{\omega}^2 \approx (2-4) \cdot 10^{-12}-10^{-13} \text{ V}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$  and is determined mainly by suprathermal electrons. In the nonresonant frequency band, the efficient temperature of noise radiation is equal to the temperature of the "cold" plasma component, and the antenna reactance is determined by the transit loss, i.e., the level of the noise EMF is low as compared with the EMF in the resonant frequency band.