

04

## Резонансный метод измерения концентрации ионосферной плазмы на микроспутниках

© А.Г. Галка, А.В. Костров, М.С. Малышев

Институт прикладной физики Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия  
e-mail: galasnn@ipfran.ru

Поступило в Редакцию 27 июля 2022 г.

В окончательной редакции 25 октября 2022 г.

Принято к публикации 26 октября 2022 г.

Развит метод диагностики концентрации ионосферной плазмы на борту микроспутника с помощью резонатора, выполненного на отрезке двухпроводной линии. В основе измерений параметров плазмы лежит амплитудно-фазовый метод, позволяющий расширить динамический диапазон измеряемых значений на три порядка, не увеличивая длину резонатора. Приведена методика измерений и ее экспериментальная апробация на плазменном стенде в условиях, максимально приближенных к ионосферным.

**Ключевые слова:** микро- и наноспутник, диэлектрическая проницаемость, собственная частота резонатора, амплитудно-фазовый метод.

DOI: 10.21883/JTF.2023.01.54066.192-22

### Введение

Разработка новых методов исследования нестационарной и неоднородной околоземной плазмы является актуальной задачей физики ионосферы. Измерение параметров плазмы важно как для прикладных задач по обеспечению устойчивой радиосвязи, навигации и радиолокации, так и для фундаментальных задач физики космической плазмы. Пространственно-временные неоднородности ионосферы различного масштаба являются причиной флуктуаций амплитудно-фазовых характеристик трансionoсферных систем ГЛОНАСС/GPS, что влияет на точность позиционирования [1,2]. Практический интерес представляют детальные исследования тонкой структуры неоднородностей ионосферы при активном воздействии мощными радиофизическими установками, в том числе коротковолновыми нагревными стендами и наземными связными станциями [3,4]. Большой интерес вызывают особенности волноводного распространения свистовых волн в дактах плотности плазмы, сильно вытянутых вдоль магнитного поля Земли [5]. Обнаружение и детальное исследование мелкомасштабных плазменных неоднородностей от нескольких метров до десятков километров в натуральных условиях открывает широкие возможности для организации каналов загоризонтной радиосвязи с использованием искусственных неоднородностей околоземной плазмы [6–8]. Прямые измерения концентрации плазмы необходимы в прогностических целях для построения новых и совершенствования существующих эмпирических моделей ионосферы [9]. Поиск взаимосвязей плазменно-волновых процессов и электромагнитных параметров ионосферы позволит разработать методы прогноза и мониторинга стихийных бедствий природного и техногенного характера, таких, как землетрясения [10], грозы [11], извержения вулканов

и песчаные бури [12], потоки космической пыли [13], испытания ядерного оружия и нештатные ситуации при эксплуатации атомных электростанций.

Статистика последних лет демонстрирует взрывной рост количества запусков малых (до 100 kg) и сверхмалых (до 10 kg) космических аппаратов, способных полноценно решать достаточно узкие научные задачи и оперативно апробировать новые измерительные технологии [14]. Малый вес, небольшие габариты, низкая стоимость, сжатые сроки разработки и создания научной аппаратуры, возможность попутных запусков — очевидные преимущества микро- и наноспутников перед большими космическими аппаратами. Возросший интерес к малогабаритным спутникам стимулирует развитие новых аппаратно-программных диагностических систем. Несмотря на многообразие лабораторных средств контроля параметров плазмы, типов спутниковых датчиков концентрации ионосферной плазмы существует немного, причем их возможности весьма ограничены. В первую очередь это связано с низкой чувствительностью большинства методик, а также с жесткими требованиями к научной аппаратуре по ограничению габаритов, массы, энергопотребления и стоимости.

Среди традиционно используемых методов измерений параметров ионосферы следует выделить зонд Ленгмюра и его модификации [15]. Из-за низкой плотности плазмы аппаратура работает на электронной ветке вольт-амперной характеристики (ВАХ), так как электронный ток гораздо больше ионного (в  $\sqrt{M/m}$  раз, где  $M$  и  $m$  — массы иона и электрона соответственно). Этот режим работы требует значительной площади опорного электрода (корпуса спутника), которая также в  $\sqrt{M/m}$  раз должна превосходить площадь зонда. На малых спутниках это условие трудно выполнить. Также секундный

режим свипирования напряжения ВАХ ограничивает пространственное разрешение датчика несколькими километрами. Несмотря на простоту конструкции ленгмюровского зонда, интерпретация показаний датчика осложнена множеством факторов, например, влиянием магнитного поля Земли [16].

Для определения плотности и температуры околосемной плазмы используется метод взаимного импеданса двух антенн (MIP) [17]. Метод активного резонансного зондирования параметров разреженной плазмы успешно реализован французскими учеными с помощью прибора Whisper в миссии Cluster [18]. Однако десятиметровые антенны приемопередатчика не позволяют использовать данную диагностику на компактных спутниках.

Исследования ионосферы подошли сейчас к стадии, когда возникла необходимость в создании нового поколения диагностической аппаратуры для измерения концентрации плазмы и ее пространственно-временных флуктуаций. Настоящая работа посвящена разработке и апробации методики определения плотности плазмы в диапазоне  $10^3\text{--}10^6\text{ см}^{-3}$  с помощью малогабаритного датчика на микро- и наноспутниках с высотой орбиты 400–600 km. Диагностика позволит исследовать мелко-масштабные пространственные неоднородности плазмы с размером до 8 m, а широкий частотный диапазон датчика до 1 MHz позволит фиксировать малые относительные возмущения концентрации плазмы порядка  $10^{-3}$ , связанные с волновыми процессами в ионосфере.

В основе работы датчика лежит метод плазменного зонда с СВЧ-резонатором [19], успешно используемый в лабораторных плазменных стендах для моделирования электрофизических процессов в околосемной плазме [20]. Зонд представляет собой четвертьволновый резонатор на отрезке двухпроводной линии, закороченный на одном конце и разомкнутый на другом. Зная собственную частоту резонатора в плазме  $f$  и без плазмы  $f_0$ , можно определить концентрацию электронов

$$N_e = \frac{\pi m}{e^2} (f^2 - f_0^2), \quad (1)$$

где  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона соответственно.

Предлагаемый метод позволяет регистрировать не только среднее значение концентрации в широком диапазоне по ходу движения спутника, но и ее флуктуации с высоким пространственно-временным разрешением. В отличие от традиционно используемых на спутниках зондов Ленгмюра, показания резонансного СВЧ-зонда не зависят от температуры электронов и определяются только концентрацией плазмы. Потенциал спутника не входит в измерения, что позволяет использовать диагностику на микро- и наноспутниках с ограниченной площадью опорного электрода. СВЧ-зонд работает на частоте, превышающей все характерные частоты в ионосфере (плазменную и циклотронную частоты, частоту столкновений электрон-нейтрал и др.), что упрощает аналитическое описание электродинамической модели измерительной системы. Метод резонансного СВЧ-зонда

в работах [21–27] получил дальнейшее развитие в плане расширения функциональных возможностей и повышения точности измерения абсолютных значений концентрации.

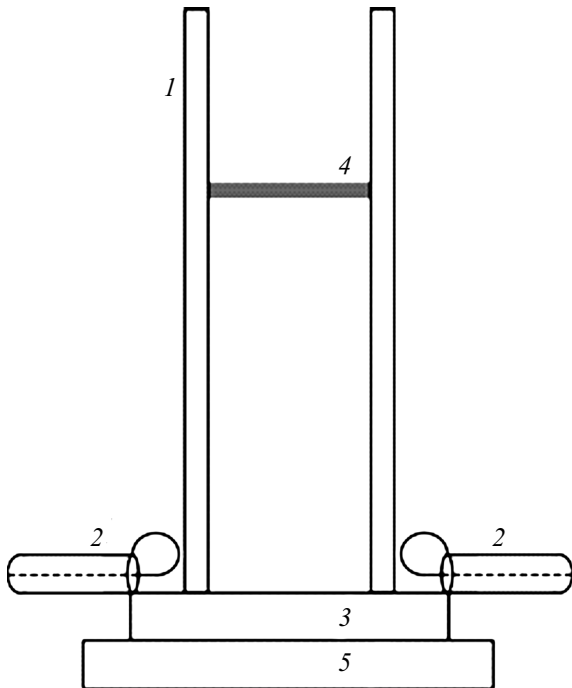
При исследовании параметров плазмы важными характеристиками датчика являются динамический диапазон, чувствительность и временное разрешение. При стандартном способе измерений частотный сдвиг должен превышать ширину резонансной кривой, определяемую добротностью измерительной системы  $Q$  [28]. При этом минимальное измеряемое значение квадрата плазменной частоты равно:  $f_{pe}^2 = 2f_0^2/Q$ . Для четвертьволнового резонатора длиной 40 см, не превышающей типичные габариты малоразмерного спутника, с собственной частотой  $f_0 = 180\text{ MHz}$  и добротностью  $Q = 200$  минимальное значение  $N_e$  составит  $10^6\text{ см}^{-3}$ . Для измерения более низких значений плотности ионосферной плазмы в диапазоне  $10^3\text{--}10^6\text{ см}^{-3}$  на высотах порядка 500 km пришлось бы использовать десятиметровый зонд, что недопустимо на микроспутниках.

В настоящей работе предлагается использовать амплитудно-фазовый метод [26], позволяющий понизить минимальное измеряемое значение концентрации на три порядка от  $10^6$  до  $10^3\text{ см}^{-3}$ , не увеличивая длину резонатора, и тем самым расширить рабочий диапазон измерительной системы. В рамках данного метода зонд работает на фиксированной частоте, соответствующей собственной частоте резонатора без плазмы  $f_0$ , а малые частотные сдвиги в пределах ширины резонансной кривой фиксируются посредством амплитудно-фазовых измерений.

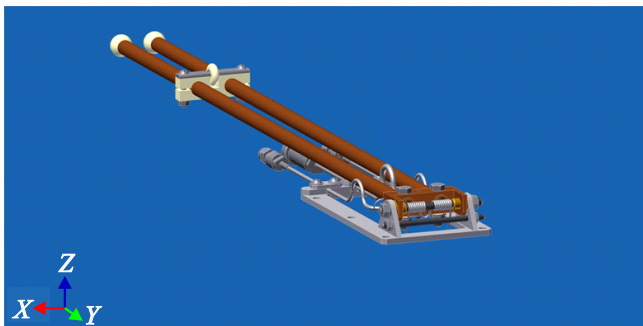
В настоящей работе приводится описание конструкции лабораторного макета датчика параметров плазмы (ДПП), а также рассмотрены особенности амплитудно-фазовой методики для определения концентрации электронов и характеристики электродинамической модели резонатора. Экспериментальная апробация ДПП проводилась на плазменном стенде „Ионосфера“ (Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород) в условиях, максимально приближенных к ионосферным.

## 1. Резонатор датчика параметров плазмы

Датчик параметров плазмы состоит из резонатора и блока электроники, электрически связанных между собой двумя коаксиальными экранированными кабелями. Резонатор устанавливается на корпусе космического аппарата, а блок электроники размещается внутри. При разработке конструкции датчика наиболее важным является выбор его геометрических размеров. Для исследования ионосферной концентрации в диапазоне  $10^3\text{--}10^6\text{ см}^{-3}$  на спутнике с высотой орбиты 500 km оптимальным является резонатор с собственной частотой  $f_0 = 180\text{ MHz}$  и длиной 40 см, что не превышает габариты большинства микроспутников. Частотный сдвиг



**Рис. 1.** Схема четвертьволнового резонатора датчика параметров плазмы: 1 — трубки резонатора, 2 — возбуждающая и приемные линии с магнитными петлями связи, 3 — закороченный конец резонатора (металлическая пластина), 4 — диэлектрическая перемычка, 5 — корпус спутника.



**Рис. 2.** 3D-модель лабораторного макета резонатора.

резонанса  $\Delta f = 300 \text{ kHz}$ , соответствующий максимальной концентрации  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ , не будет превышать ширину резонансной кривой при добротности не более 300.

В ходе лабораторных испытаний ДПП изготовлен макет резонатора, выполненного на четвертьволновом отрезке двухпроводной линии (рис. 1). В качестве проводников использовались медные трубки 1, припаянные к металлической пластине 3 на закороченном конце. Корпус спутника 5 и основание резонатора гальванически связаны, так что датчик и спутник имеют общий потенциал. Расстояние между трубками  $D = 25 \text{ mm}$ , внешний радиус  $a = 3 \text{ mm}$ , толщина стенки 1 mm.

Для компенсации механических колебаний проводники жестко фиксируются между собой диэлектрической

перемычкой 4. Возбуждение высокочастотных колебаний в резонаторе и прием резонансного отклика осуществляется коаксиальными кабелями, оканчивающимися магнитными петлями связи 2 диаметром 8 mm. Собственная частота резонатора без плазмы  $f_0 = 180 \text{ MHz}$ , добротность 220. 3D-модель лабораторного макета резонатора показана на рис. 2.

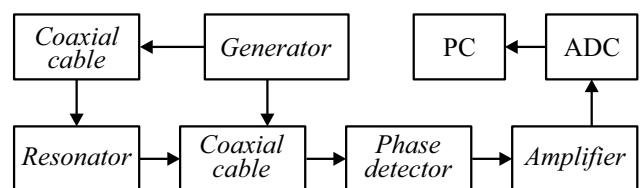
При наличии плазмы в области высокочастотного поля датчика собственная частота резонатора смещается вверх относительно „вакуумной“ (без плазмы). В плазме с концентрацией  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  частотный сдвиг  $\Delta f$  составит 280 Hz. Для измерения столь малых величин, не определяемых классическим способом по сдвигу максимума резонанса, предлагается использовать амплитудно-фазовый метод.

## 2. Амплитудно-фазовый метод для диагностики малых значений концентрации

Для отработки развитой методики измерения концентрации плазмы собран экспериментальный образец радиоэлектронной аппаратуры, реализующий метод фазового сдвига. Суть метода заключается в измерении набега фазы сигнала, прошедшего через резонатор с плазмой (рис. 3). Зонд работает на одной фиксированной частоте  $f_0$ . В качестве источника колебаний используется свип-генератор в виде быстродействующего синтезатора частот на основе однопетлевой системы фазовой автоподстройки частоты с возможностью генерации на фиксированной частоте со стабильностью не хуже  $10^{-7}$ . Сигнал от генератора  $U_G$  делится резистивным элементом на два равных сигнала, один из которых посредством коаксиального кабеля подводится к возбуждающей петле резонатора, а другой, в качестве опорного, поступает на фазовый детектор, выполненный на основе микросхемы ADE-R2ASKLH+. Сигналы с приемной петле связи  $U_0$  и опорный  $U_G/2$  смешиваются на фазовом детекторе. Далее сигнал усиливается, оцифровывается и сохраняется в память ПК для дальнейшей обработки. Выражение для выходного сигнала с измерительной системы  $U_{\text{out}}$  имеет вид:

$$U_{\text{out}} = kU_0 \sin(\Delta\varphi), \quad (2)$$

где  $\Delta\varphi$  — разность фаз между  $U_G$  и  $U_0$ , определяемая длиной коаксиальных кабелей,  $k$  — коэффициент,



**Рис. 3.** Блок-схема амплитудно-фазовых измерений малых значений концентрации плазмы.

учитывающий ослабление в соединительных проводах и усиление оконечного низкочастотного каскада.

Подбором длины кабелей устанавливается такой сдвиг фаз, чтобы в отсутствие плазмы  $U_{out}$  был равен нулю. Наличие плазмы приводит к дополнительному набегу фазы и ненулевому уровню выходного сигнала  $U_{out}$ , зависящего от концентрации плазмы  $N_e$ .

Стоит отметить, что описанная выше амплитудно-фазовая методика успешно применялась для измерения давления газов в диапазоне от  $10^{-1}$  Торр до 1 atm [29].

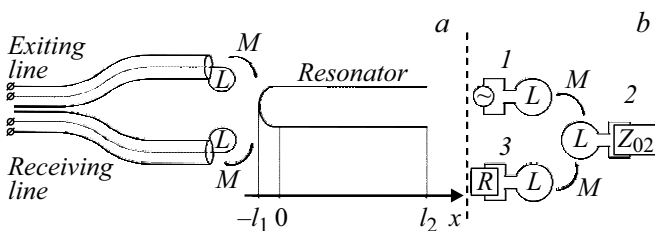
Зависимость  $U_{out}(N_e)$  упрощается, если амплитуда резонансной кривой не меняется при прохождении сигнала через резонатор, заполненный плазмой. Это справедливо в случае, когда общая добротность  $Q$  измерительной системы не зависит от столкновительных потерь в плазме. В общем случае  $Q$  определяется связью с возбуждающей и приемной линиями, омическими потерями в проводах резонатора, потерями на излучение, столкновительными потерями в плазме. С помощью формул для каждого типа добротности [30–32] нетрудно показать, что  $Q$  определяется в основном магнитной связью резонатора с линиями возбуждения и приема сигнала, а столкновительные потери в плазме малы и не влияют на общую добротность.

Используя это упрощение, получим зависимость выходного сигнала от концентрации плазмы  $U_{out}(N_e)$ , используя электродинамическое описание измерительной системы.

### 3. Электродинамическая модель измерительной системы

Математическое описание датчика основано на приведении исходной распределенной системы к эквивалентному ей колебательному контуру с сосредоточенными параметрами (рис. 4). Для этого представим исходную систему (рис. 4, а) в виде трех сосредоточенных контуров с магнитными связями (рис. 4, б).

Первый контур состоит из генератора с внутренним сопротивлением  $R_G$ , равным волновому сопротивлению кабеля  $\rho$ , возбуждающей линии и магнитной петли связи. Второй контур соответствует резонатору в виде



**Рис. 4.** Электродинамическая модель измерительной системы (а) и ее эквивалентная схема с сосредоточенными элементами (б).  $L$  — индуктивность магнитных рамок,  $M$  — взаимная индуктивность, 1–3 — сосредоточенные контуры; магнитная связь между контурами 1 и 3 не учитывается.

отрезка двухпроводной линии с волновым сопротивлением  $\rho_0$ , разомкнутого на одном конце и замкнутого на другом с помощью индуктивной петли связи. Третий контур состоит из приемной рамки, передающего кабеля и нагрузки с сопротивлением  $R$ , равным  $\rho$ . Импеданс взаимной индукции между контурами 1–2 и 2–3 обозначим  $Z_M = j\omega M$  ( $\omega = 2\pi f$  — круговая частота,  $j$  — мнимая единица). Магнитная связь между контурами 1 и 3 пренебрежимо мала по сравнению с 1–2 и 2–3.

При равенствах  $R = \rho$  и  $R_G = \rho$  соединительные кабели в эквивалентных схемах для контуров 1 и 3 не учитываются. Сосредоточенный контур 2 получается с помощью пересчета импедансов разомкнутого и замкнутого концов резонатора длиной  $l = l_1 + l_2$  в точку  $x = 0$ . Малый отрезок короткозамкнутой линии длиной  $l_1$  ( $l_1 \ll l_2$ ) эквивалентен магнитной рамке. Пусть длина  $l_1$  такова, что индуктивность рамки совпадает с  $L$ :

$$\omega L = j\rho_0 \operatorname{tg}(kl_1), \quad (3)$$

где  $\rho_0 = (120/\sqrt{\epsilon}) \ln(D/a)$  — волновое сопротивление линии, образующей резонатор,  $k = (\omega/c)\sqrt{\epsilon}$  — волновое число,  $\epsilon = 1 - f_{pe}^2/f^2$  — диэлектрическая проницаемость плазмы. Входной импеданс разомкнутого конца в точке  $x = 0$  равен:  $Z_{02} = -j\rho_0 \operatorname{ctg}(kl_2)$ . Таким образом, контур 2 представлен импедансом  $Z_{02}$  и индуктивным сопротивлением магнитной рамки резонатора  $j\omega L$ . Схема трех сосредоточенных контуров с магнитными связями показана на рис. 4, б.

Для определения тока в приемной петле найдем эквивалентное входное сопротивление  $Z_{inp}$  измерительной системы путем последовательного пересчета импеданса через магнитную связь [31] из контура 3 в 2, а затем из 2 в 1:

$$Z_{inp} = j\omega L - Z_M^2(Z_2 - Z_M^2/(j\omega L + R'))^{-1}, \quad (4)$$

где  $Z_2 = Z_{02} + j\omega L$ ,  $R' = -Z_M^2/(j\omega L + R)$  — пересчитанное сопротивление  $R$  из контура 3 в 2. В соответствии с [30] амплитуда тока  $I_1$  в возбуждающей петле равна

$$I_1 = I_0(1 - G), \quad (5)$$

где  $I_0$  — амплитуда падающей волны,  $G = (Z_{inp} - \rho)/(Z_{inp} + \rho)$  — коэффициент отражения. Подставляя  $G$  в (5), с учетом (4) получим ток в возбуждающей петле связи

$$I_1 = 2I_0(1 + (j\omega L)/\rho - Z_M^2/(\rho Z_2 - \rho Z_M^2/Z_3))^{-1}, \quad (6)$$

где  $Z_3 = j\omega L + R'$ . Для нахождения комплексных амплитуд токов  $I_2, I_3$  запишем уравнения Кирхгофа для контуров 2 и 3:

$$I_1 Z_M + I_2 Z_2 + I_3 Z_M = 0,$$

$$I_2 Z_M + I_3 Z_3 = 0, \quad (7)$$

где  $I_1 Z_M, I_3 Z_M$  — электродвижущие силы (ЭДС) взаимной индукции, наводимые в резонаторе токами  $I_1$  и  $I_3$

соответственно, а  $I_2 Z_M$  — ЭДС взаимной индукции, наводимая током  $I_2$  в приемной петле связи. Выражая из (7)  $I_3$ , после соответствующих преобразований получим

$$I_3 = I_0 \left\{ \left( 1 + \frac{j\omega L}{\rho} \right) \left( \frac{Z_2}{2Z_M^2} (\rho + j\omega L) - 1 \right) \right\}^{-1}. \quad (8)$$

Оценки показывают, что при изменении концентрации плазмы в диапазоне  $10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$  вариация диэлектрической проницаемости  $\Delta = -f_{pe}^2/f^2$  и относительный частотный сдвиг  $\delta = (f - f_0)/f_0$  много меньше единицы:  $\Delta, \delta \ll 1$ . Для упрощения (8) воспользуемся методом последовательных приближений и разложим  $I_3$  в ряд по малому безразмерному параметру  $\alpha = \max\{\delta, \Delta, j\omega L/\rho\}$ :  $I_3 = I_3^0 + I_3^1 + \dots$ , где  $I_3^i$  — члены асимптотического ряда. В нулевом порядке малости по параметру  $\alpha$  получим уравнение для тока в приемной петле:

$$I_3^0 = -I_0 \left\{ 1 - j \frac{\rho\rho_0}{2(\omega_0 M)^2} \text{ctg}(k_0 l) \right\}^{-1}. \quad (9)$$

Из условия максимальной амплитуды тока  $I_3^0$  получим выражение для собственной частоты четвертьволнового резонатора без плазмы:

$$\omega_0 = \frac{c}{l} \left( \frac{\pi}{2} + \pi n \right), \quad n = 1, 2, \dots \quad (10)$$

В первом порядке малости по  $\alpha$  резонансный отклик зонда имеет вид

$$I_3^1 = -I_0 \left\{ 1 - 2jQ \left( \delta + \frac{\Delta}{2} \right) \right\}^{-1}, \quad (11)$$

где добротность измерительной системы  $Q = \pi\rho\rho_0/[8(\omega M)^2]$ , определяющая ширину резонанса по уровню  $1/\sqrt{2}$  от амплитуды, зависит от параметра связи  $\omega M$  резонатора с возбуждающей и приемной петлями связи.

Выделяя модуль и фазу сигнала (11), получим выражения для амплитуды  $U_0$  и фазы  $\Delta\varphi$  сигнала, прошедшего через резонатор:

$$U_0 = U_G \left( \sqrt{1 + 4Q^2 \left( \delta + \frac{\Delta}{2} \right)^2} \right)^{-1}, \quad (12)$$

$$\text{tg}(\Delta\varphi) = Q \left( \delta + \frac{\Delta}{2} \right). \quad (13)$$

Выходной сигнал с фазового детектора, как следует из (2), запишется в виде

$$U_{\text{out}} = \left\{ kU_G Q \left( \delta + \frac{\Delta}{2} \right) \right\} \left\{ 1 + 4Q^2 \left( \delta + \frac{\Delta}{2} \right)^2 \right\}^{-1}, \quad (14)$$

где вариация диэлектрической проницаемости плазмы  $\Delta$  связана с концентрацией электронов  $N_e = \pi m f_{pe}^2 / e^2$  соотношением

$$\Delta = -N_e \frac{e^2}{f^2 \pi m}. \quad (15)$$

#### 4. Характеристики резонатора

В отсутствии плазмы  $\Delta = 0$  частотная зависимость  $U_{\text{out}}(\delta)$  принимает вид

$$U_{\text{out}} = \frac{kU_G Q \delta}{1 + 4Q^2 \delta^2}. \quad (16)$$

На рис. 5 представлена частотная зависимость выходного сигнала  $U_{\text{out}}$  с фазового детектора, рассчитанная по формуле (16) (кривая 3), и экспериментальная зависимость (кривая 2), полученная путем свипирования частоты. Хорошее совпадение кривых в пределах рабочего участка частоты подтверждает правильность развитого электродинамического подхода, а расхождение данных вне области резонанса обусловлено дополнительным набегом фазы по длине подводных коаксиальных кабелей.

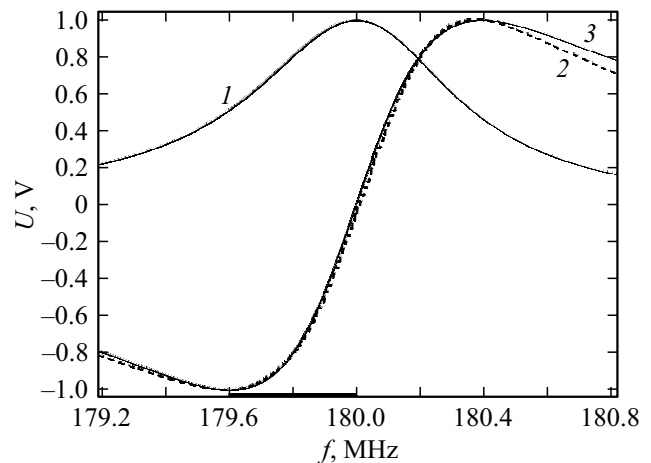
Зависимость выходного сигнала от диэлектрической проницаемости плазмы при фиксированной частоте ( $\delta = 0$ ) имеет вид

$$U_{\text{out}} = \frac{kU_G Q \Delta}{2(1 + Q^2 \Delta^2)}, \quad (17)$$

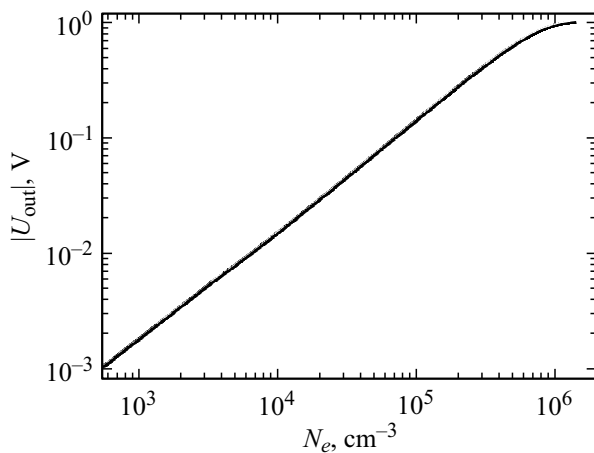
где  $\Delta$  и  $N_e$  связаны соотношением (15). Расчетная характеристика  $|U_{\text{out}}(N_e)|$  в схеме, реализующей амплитудно-фазовый метод, представлена на рис. 6. При изменении концентрации в диапазоне  $10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$  выходной сигнал меняется от 2 мВ до 1 В.

#### 5. Испытания резонатора на плазменном стенде

Эксперименты по измерению концентрации проводились на плазменном стенде „Ионосфера“ (ИПФ РАН), предназначенном для моделирования электрофизических процессов в ионизированных оболочках Земли, а



**Рис. 5.** Характеристики датчика параметров плазмы: 1 — амплитудно-частотная зависимость, 2 и 3 — частотная зависимость выходного сигнала; 2 — экспериментальная кривая, 3 — расчетная зависимость по формуле (16). Закрашенным прямоугольником отмечен рабочий участок датчика.



**Рис. 6.** Расчетная зависимость выходного сигнала с фазового детектора от концентрации плазмы.

также для испытания образцов космической техники. Большие размеры установки и широкий набор диагностик позволяют провести испытания ДПП в условиях, максимально приближенных к натурным. Квазиоднородный столб слабозамагниченной плазмы создавался индукционным ВЧ-пробоем в атмосфере аргона при давлении  $3.5 \cdot 10^{-3}$  Torr. Длительность ВЧ-импульса 2 ms, частота генератора 5 MHz. Внешнее магнитное поле устанавливалось на минимальном уровне 10 G и не влияло на дисперсию волн в резонаторе. После разряда концентрация электронов достигала максимального значения  $10^{12}$  cm $^{-3}$  и уменьшалась за счет рекомбинации и амбиполярной диффузии плазмы на стенки камеры. На стадии распада устанавливалась квазистационарная температура электронов порядка 0.2–1 eV. Эксперименты проводились в распадающейся плазме после работы генератора. Широкий диапазон изменения параметров плазмы и хорошая повторяемость условий разряда позволили провести испытания ДПП в наиболее полном объеме.

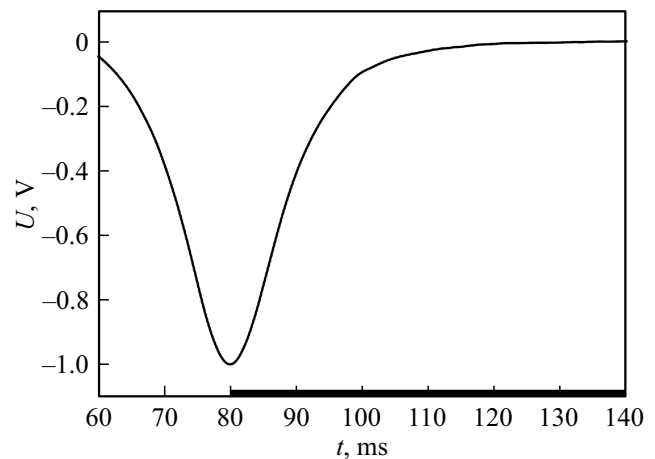
Датчик, закрепленный на штанге, устанавливался в центре квазиоднородного участка плазменного столба вдоль оси камеры. Осциллограмма сигнала с фазового детектора ДПП имела немонотонный характер (рис. 7). Экстремум на временной зависимости  $U(t)$  при  $t = 80$  ms соответствовал минимуму на частотной характеристике выходного сигнала (рис. 5).

Диапазон измеряемых значений концентрации плазмы, восстановленных на временном интервале  $t > 80$  ms, составил  $10^3$ – $10^6$  cm $^{-3}$  (рис. 8, сплошная линия). Данные, полученные при  $t < 80$  ms классическим методом по сдвигу максимума резонансной кривой (рис. 8, квадраты), находятся в диапазоне  $10^6$ – $10^8$  cm $^{-3}$ . Общий диапазон измеряемых значений составил пять порядков  $10^3$ – $10^8$  cm $^{-3}$ . Характерное время спада концентрации  $\tau_N \sim 8$  ms. Это значение хорошо согласуется с теоретической оценкой времени распада слабоионизованной плазмы, для которой характерен режим продольной

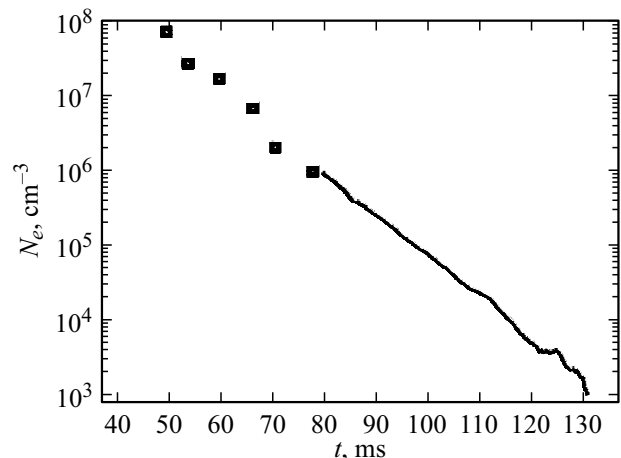
амбиполярной диффузии с неизменными параметрами в широком временном интервале. Общая зависимость  $\lg(N_e(t))$  для всех значений концентрации с хорошей степенью точности подчиняется линейному закону спада, что служило проверкой правильности измерений амплитудно-фазовым методом.

При тестировании методики не обнаружено изменения экспоненциального спада концентрации плазмы  $N_e(t)$  при низких значениях, обусловленного влиянием двойного слоя. Вероятно, это связано с высокой скоростью диффузии на экспериментальной установке и с наличием слабого внешнего магнитного поля.

В процессе создания летного образца датчика необходимо учитывать влияние на собственную частоту резонатора окружающих объектов, в том числе корпуса спутника, бортовых антенн и др. Для определения абсолютных



**Рис. 7.** Характерная осциллограмма сигнала с датчика в режиме распадающейся плазмы. Черным прямоугольником отмечен рабочий участок, соответствующий концентрации  $10^3$ – $10^6$  cm $^{-3}$ .



**Рис. 8.** Зависимость концентрации плазмы от времени на стенде „Ионосфера“, полученная с помощью резонансного зонда с собственной частотой 180 MHz. Сплошная кривая — данные получены с помощью амплитудно-фазового метода, квадраты — по сдвигу максимума резонансной кривой.

значений ионосферной концентрации нужно измерить собственную частоту резонатора  $f_0$  без плазмы с учетом дополнительной электрической емкости всех частей космического аппарата. При этом датчик устанавливается на корпусе летного образца спутника, а все бортовые антенны находятся в развернутом состоянии, как в космосе. Следует отметить, что при относительно низкой концентрации порядка  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  область обеднения вблизи зонда („sheath“ в англ. терминологии), определяемая радиусом Дебая, превосходит расстояние между проводами резонатора, что может привести к ошибке измерения. Такой вывод сделан из теории ленгмюровского зонда, для которого регистрируемый ток определяется только осажденными на поверхность проводников частицами. Однако резонатор на отрезке двухпроводной линии является распределенной системой. В этом случае фазовая скорость волны зависит от плотности плазмы как внутри зонда, так и снаружи, а диэлектрическая проницаемость определяется не только электронами, осажденными на поверхность зонда, но и отраженными от этой поверхности, а также пролетными электронами. Объем плазмы, в котором распространяется единая электромагнитная мода, имеет размер порядка длины волны, что значительно больше расстояния между проводами измерительной линии. Поведение траекторий частиц в оболочке представляет собой сложную задачу, которую можно решить только численно, исследуя орбиты частиц и рассматривая самосогласованное распределение потенциала. Линейный закон спада концентрации в логарифмическом масштабе в широком интервале времен от 50 до 130 ms являлся подтверждением правильности развитого метода.

## Заключение

В работе предложен и апробирован амплитудно-фазовый метод измерения концентрации плазмы, позволяющий уменьшить минимальное измеряемое значение электронной плотности на три порядка, не увеличивая геометрических размеров зонда, что делает возможным использовать диагностику на микроспутниках.

В качестве измерительной системы использовался четвертьволновый резонатор на отрезке двухпроводной линии длиной 40 см. Измерения проводились на фиксированной частоте 180 MHz, соответствующей собственной частоте резонатора без плазмы, а малые частотные сдвиги внутри резонансной кривой фиксировались посредством амплитудно-фазовых характеристик датчика. Применение метода оправдано, когда общая добротность резонатора не зависит от плазменных потерь. Добротность измерительной системы определялась связью резонатора с приемной и возбуждающей линиями и составляла 220. В работе развита электродинамическая модель измерительной системы, в рамках которой получена зависимость выходного сигнала от концентрации плазмы.

Для апробации методики изготовлен макет датчика параметров плазмы в масштабе 1 : 1. Испытания датчика по измерению концентрации распадающейся плазмы проводились на плазменном стенде „Ионосфера“ в условиях, максимально приближенных к ионосферным. В результате было установлено, что датчик регистрирует значения концентрации плазмы в диапазоне  $10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$ , характерном для высоты орбиты ионосферного спутника (500 km). Полный динамический диапазон измеряемых значений составил пять порядков. Линейный закон спада концентрации от времени в логарифмическом масштабе служил проверкой правильности измерений.

## Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 22-22-20093).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] A.M. Smith, C.N. Mitchell, R.J. Watson, R.W. Meggs, P.M. Kintner, K. Kauristie, F. Honary. *Space Weather*, **6** (3), S03D01 (2008). DOI: 10.1029/2007SW000349
- [2] I. Cherniak, A. Krankowski, I. Zakharenkova. *Radio Science*, **49** (8), 653 (2014). DOI: 10.1002/2014RS005433
- [3] В.Л. Фролов. *Искусственная турбулентность среднеширотной ионосферы* (Изд-во Нижегородского гос. ун-та, Н. Новгород, 2017)
- [4] А.В. Гуревич. *УФН*, **177** (11), 1145 (2007). DOI: 10.3367/UFNr.0177.200711a.1145 [A.V. Gurevich. *Phys. Usp.*, **50** (11), 1091 (2007). DOI: 10.1070/PU2007v050n11ABEN006212]
- [5] Т.М. Заборонкова, А.В. Костров, А.В. Кудрин, С.В. Тихонов, А.В. Тронин, А.А. Шайкин. *ЖЭТФ*, **102** (4), 1151 (1992). [Т.М. Zaboronkova, A.V. Kostrov, A.V. Kudrin, S.V. Tikhonov, A.V. Tronin, A.A. Shaikin. *Sov. Phys. JETP*, **75** (4), 625 (1992).]
- [6] V.O. Rapoport, V.L. Frolov, S.V. Polyakov, G.P. Komrakov, N.A. Ryzhov, G.A. Markov, A.S. Belov, M. Parrot, J.-L. Rauch. *J. Geophys. Research: Atmospheres*, **115** (A10), A10322 (2010). DOI: 10.1029/2010JA015484
- [7] I.Y. Zudin, T.M. Zaboronkova, M.E. Gushchin, N.A. Aidakina, S.V. Korobkov, C. Krafft. *J. Geophys. Research: Space Phys.*, **124** (6), 4739 (2019). DOI: 10.1029/2019JA026637
- [8] В.П. Урядов, Г.Г. Вертоградов, Е.Г. Вертоградова. Пат. № 2518900 РФ, МПК H04B 7/22 (2006.01). № 2012114026/07: заявлено 10.04.2012: опуб. 10.06.2014 / заявитель НИРФИ ННГУ. 11 с.
- [9] D. Bilitza, L.-A. McKinnell, B. Reinisch, T. Fuller-Rowell. *J. Geodesy*, **85** (12), 909 (2011). DOI: 10.1007/S00190-010-0427-X
- [10] S.A. Pulnits, A.D. Legen'ka, T.V. Gaivoronskaya, V.K. Depuev. *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Phys.*, **65** (16–18), 1337 (2003). DOI: 10.1016/J.JASTP.2003.07.011
- [11] Е.А. Мареев. *УФН*, **180** (5), 527 (2010). DOI: 10.3367/UFNr.0180.201005h.0527 [E.A. Mareev. *Phys. Usp.*, **53** (5), 504 (2010). DOI: 10.3367/UFNe.0180.201005h.0527]

- [12] S. Pulinet, D. Davidenko. *Advances in Space Research*, **53** (5), 709 (2014). DOI: 10.1016/j.asr.2013.12.035
- [13] A.V. Kostrov. *Plasma Physics Reports*, **46** (4), 443 (2020). DOI: 10.1134/S1063780X20040066
- [14] А.А. Петрукович, О.В. Никифоров. *Ракетно-космическое приборостроение и информационные системы*, **3** (4), 22 (2016). DOI: 10.17238/issn2409-0239.2016.4.22
- [15] R. Yan, Y. Guan, X. Shen, J. Huang, X. Zhang, C. Liu, D. Liu. *Earth and Planetary Phys.*, **2** (6), 479 (2018). DOI: 10.26464/epp2018046
- [16] B. Bertotti. *Phys. Fluids*, **4** (8), 1047 (1961). DOI: 10.1063/1.1706437
- [17] P.M.E. Decreau, J. Etcheto, K. Knott, A. Pedersen, G.L. Wrenn, D.T. Young. *Space Science Rev.*, **22**, 633 (1978). DOI: 10.1007/978-94-009-9527-7\_21
- [18] P.M.E. Decreau, P. Ferreau, V. Krannosels'kikh, M. Leveque, P. Martin, O. Randriamboarison, F.X. Sene, J.G. Trotignon, P. Canu, P.B. Mogensen. *Space Science Rev.*, **79** (1/2), 157 (1997). DOI: 10.1023/A:1004931326404
- [19] R.L. Stenzel, J.M. Urrutia. *Rev. Scientific Instruments*, **92** (11), 111101 (2021). DOI: 10.1063/5.0059344
- [20] И.Ю. Зудин, М.Е. Гушин, А.В. Стриковский, С.В. Коробков, И.А. Петрова, А.Н. Катков, В.В. Кочедыков. *Письма в ЖЭТФ*, **116** (1), 46 (2022). DOI: 10.31857/S1234567822130079
- [21] D.J. Peterson, P. Kraus, T.C. Chua, L. Larson, S.C. Shannon. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **26** (9), 095002 (2017). DOI: 10.1088/1361-6595/aa80fa
- [22] I.G. Kondrat'ev, A.V. Kostrov, A.I. Smirnov, A.V. Strikovskii, A.V. Shashurin. *Plasma Phys. Reports*, **28** (11), 900 (2002). DOI: 10.1134/1.1520283
- [23] Д.В. Янин, А.В. Костров, А.И. Смирнов, А.В. Стриковский. *ЖТФ*, **78** (1), 133 (2008). [D.V. Yanin, A.V. Kostrov, A.I. Smirnov, A.V. Strikovskii. *Tech. Phys.*, **53** (1), 129 (2008). DOI: 10.1134/S1063784208010246]
- [24] B.L. Sands, N.S. Siefert, B.N. Ganguly. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **16** (4), 716 (2007). DOI: 10.1088/0963-0252/16/4/005
- [25] R.B. Piejak, V.A. Godyak, R. Garner, B.M. Alexandrovich. *J. Appl. Phys.*, **95** (7), 3785 (2004). DOI: 10.1063/1.1652247
- [26] A.G. Galka, D.V. Yanin, A.V. Kostrov, S.E. Priver, M.S. Malyshev. *J. Appl. Phys.*, **125** (12), 124501 (2019). DOI: 10.1063/1.5082169
- [27] G.S. Gogna, S.K. Karkari, M.M. Turner. *Phys. Plasmas*, **21** (12), 123510 (2014). DOI: 10.1063/1.4904037
- [28] R.L. Stenzel. *Rev. Scientific Instruments*, **47** (5), 603 (1976). DOI: 10.1063/1.1134697
- [29] Д.В. Янин, А.Г. Галка, А.В. Костров, С.Э. Привер, А.И. Смирнов. *Прикладная физика*, **1**, 74 (2017).
- [30] С.И. Баскаков. *Радиотехнические цепи с распределенными параметрами* (Высшая школа, М., 1980)
- [31] А.М. Кугушев, Н.С. Голубева. *Основы радиоэлектроники (Нелинейные электромагнитные процессы)* (Энергия, М., 1977)
- [32] К. Ротхаммель, А. Кришке. *Антенны* (Наш город, Минск, 2001), т. 1.