

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.9.9>

УДК: 533.95:629.782

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛАЗМЫ УДАРНОГО СЛОЯ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ СПУСКАЕМОГО АППАРАТА

А.Р. Мурлага

**Центральный научно-исследовательский радиотехнический институт
им. академика А.И. Берга
107078, Москва, ул. Новая Басманная, 20, корп. 9**

Статья поступила в редакцию 11 июня 2025 г.

Аннотация. В ряде практических задач важно обеспечивать устойчивую радиосвязь со спускаемыми аппаратами в плотных слоях атмосферы. Большие сверхзвуковые скорости, с которыми спускаемые аппараты движутся на этом участке траектории, приводят к возникновению в их носовой части сильно нагретого плазменного ударного слоя, заметно ослабляющего прохождение радиоволн. Потери в плазме складываются из отражения сигнала от границы раздела «плазма/свободное пространство» и из его затухания в плазме и определяются значениями показателей преломления и поглощения плазмы. Цель статьи состоит в определении показателей преломления и поглощения радиоволн в плазме ударного слоя вблизи критической точки спускаемого аппарата для различных высот его полета и скоростей набегающего потока. При проведении расчета приняты следующие допущения: плазма ударного слоя является однородной и изотропной, к движению заряженных частиц применима классическая теория, внешнее магнитное поле отсутствует, электронный газ является невырожденным, плазма находится в состоянии термодинамического равновесия, в теплозащитном покрытии спускаемого аппарата отсутствуют

легкоионизируемые компоненты, влияющие на интенсивность протекания ионизационных процессов в плазме ударного слоя. С использованием известных соотношений выполнены расчеты параметров плазмы ударного слоя вблизи критической точки спускаемого аппарата для высот полета спускаемого аппарата от 80 до 20 км и скоростей набегающего потока 4,6; 6 и 7,4 км/с: концентрации электронов и молекул, температуры, эффективного числа соударений электронов с ионами и молекулами среды, – позволившие определить диэлектрическую проницаемость, проводимость и показатели преломления и поглощения плазмы ударного слоя. Анализ результатов показал, что, поскольку в рассматриваемых случаях плазменная среда обладает ненулевой проводимостью, несмотря на отрицательные значения диэлектрической проницаемости показатель преломления плазмы остается вещественным, и, следовательно, в плазме существует бегущая волна. Показатели преломления и поглощения плазмы являются функциями высоты, скорости набегающего потока и частоты. С уменьшением высоты полета спускаемого аппарата наблюдается их стабильный рост, что объясняется ростом проводимости и абсолютного значения диэлектрической проницаемости плазменной среды. Полученные в статье результаты являются параметрами электродинамической модели спускаемого аппарата, используя которую в дальнейшем планируется постановка серии численных экспериментов, позволяющих выбрать оптимальный конструктивный облик и технические характеристики бортовой аппаратуры связи.

Ключевые слова: плазма, ударный слой, спускаемый аппарат, потери в плазме, радиосвязь.

Автор для переписки: Мурлага Алексей Ростиславович, myrlaga_olga@mail.ru

Введение

В ряде практических задач важно обеспечивать устойчивую одно- или двустороннюю радиосвязь со спускаемыми аппаратами в плотных слоях атмосферы (на высотах ниже 90 км) [1-3]. Большие сверхзвуковые скорости, с которыми спускаемые аппараты движутся на этом участке траектории, приводят к возникновению в их носовой части сильно нагретого плазменного ударного слоя [4-6], заметно ослабляющего прохождение радиоволн, что при проектировании аппаратуры связи (как бортового, так и наземного/космического сегмента) приводит к необходимости учета потерь сигнала в плазменном ударном слое, которые зависят от высоты полета спускаемого аппарата, скорости набегающего потока (равной скорости движения спускаемого аппарата) и направления излучения/приема сигнала [7,8].

Как следует из [9], максимальные потери в плазме возникают вблизи критической точки спускаемого аппарата, поскольку нормальная составляющая скорости набегающего потока, от которой зависят процессы нагрева и ионизации в ударном слое, принимает здесь максимальное значение.

Потери в плазме складываются из отражения сигнала от границы раздела «плазма/свободное пространство» и из его затухания в плазме и определяются значениями показателей преломления и поглощения плазмы.

Цель статьи состоит в определении показателей преломления и поглощения радиоволн в плазме ударного слоя вблизи критической точки спускаемого аппарата для различных высот его полета и скоростей набегающего потока.

1. Допущения, принятые при расчете

При проведении расчета показателей преломления и поглощения радиоволн в плазме ударного слоя приняты следующие допущения:

- плазма является однородной и изотропной;
- к движению заряженных частиц применима классическая теория (допущение эквивалентно условию $\hbar\omega \ll k_B T$, где $\hbar$ – постоянная Планка; ω – циклическая частота; k_B – постоянная Больцмана; T – температура плазмы.

Данное допущение выполняется для сантиметровых волн уже при $T \sim 100$ К);

- внешнее магнитное поле отсутствует;
- электронный газ является невырожденным (температура

вырождения согласно [10] $T_0 \sim \frac{\hbar^2 N^{2/3}}{mk_B}$, где N – концентрация электронов;

m – масса электрона. Поскольку даже при $N \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ $T_0 \sim 10^{-1}$ К, электронный газ при характерных для ударного слоя температурах $T \sim 5000$ К является невырожденным);

- плазма находится в состоянии термодинамического равновесия (согласно [9] допущение справедливо при скорости набегающего потока V_∞ , лежащей в диапазоне от 4,5 до 7,5 км/с, и относительной плотности окружающей среды ρ / ρ_0 , лежащей в диапазоне от 10^{-1} до 10^{-5} , что соответствует диапазону высот H от 80 до 18 км);

- в теплозащитном покрытии спускаемого аппарата отсутствуют легкоионизируемые компоненты, влияющие на интенсивность протекания ионизационных процессов в плазме ударного слоя.

2. Основные расчетные соотношения

Как известно [10], показатели преломления n и поглощения радиоволн k в среде с диэлектрической проницаемостью ε и проводимостью σ равны:

$$\begin{cases} n = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2} + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{2}\right)^2 + \left(\frac{2\pi\sigma}{\omega}\right)^2}} \\ k = \sqrt{-\frac{\varepsilon}{2} + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{2}\right)^2 + \left(\frac{2\pi\sigma}{\omega}\right)^2}} \end{cases}. \quad (1)$$

В соответствии с [10] диэлектрическая проницаемость и проводимость плазмы определяются следующим образом:

$$\begin{cases} \varepsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m(\omega^2 + \nu_{эфф}^2)} \\ \sigma = \frac{e^2 N \nu_{эфф}}{m(\omega^2 + \nu_{эфф}^2)} \end{cases}, \quad (2)$$

где e – заряд электрона; $\nu_{эфф}$ – эффективное число соударений электронов с частицами плазменной среды.

В плазме могут иметь место соударения электронов как с ионами, так и с молекулами. Как следствие, эффективное число соударений определяется следующим образом [10]:

$$\nu_{эфф} = \nu_{эфф,m} + \nu_{эфф,i}, \quad (3)$$

где $\nu_{эфф,m}$ – эффективное число соударений с молекулами; $\nu_{эфф,i}$ – эффективное число соударений с ионами.

Для воздуха число соударений электронов с молекулами согласно [10] имеет вид:

$$\nu_{эфф,m} = 1,7 \cdot 10^{11} \frac{N_m}{2,7 \cdot 10^{19}} \sqrt{\frac{T}{300}}, \quad (4)$$

где N_m – концентрация молекул.

Число соударений электронов с ионами согласно [10] имеет вид:

$$\nu_{эфф,i} = \frac{5,5N}{T^{3/2}} \ln\left(220 \frac{T}{N^{1/3}}\right). \quad (5)$$

Концентрация электронов и молекул в плазме, а также температура плазмы могут быть определены на основе графических зависимостей, приведенных в [9].

Из всех рассматриваемых параметров плазмы (N , N_m , T , $\nu_{эфф,i}$, $\nu_{эфф,m}$, $\nu_{эфф}$, ϵ , σ) от частоты радиоволны зависят только ϵ и σ , в то время как остальные параметры плазмы являются функциями только высоты полета спускаемого аппарата (плотности среды) и скорости набегающего потока.

3. Результаты расчета

Выполненные с использованием соотношений (3)-(5) результаты расчета параметров плазмы ударного слоя вблизи критической точки спускаемого аппарата для высот полета спускаемого аппарата H от 80 до 20 км и скоростей набегающего потока $V_\infty = 4,6; 6; 7,4$ км/с приведены в таблицах 1-3.

Таблица 1. Результаты расчета параметров плазмы при скорости набегающего потока $V_\infty = 7,4$ км/с.

H , км	Параметры плазмы					
	N , см ⁻³	N_m , см ⁻³	T , К	$\nu_{эфф,i}$, с ⁻¹	$\nu_{эфф,m}$, с ⁻¹	$\nu_{эфф}$, с ⁻¹
80	$4,06 \cdot 10^{12}$	$8,67 \cdot 10^{15}$	5457,5	$2,39 \cdot 10^8$	$2,33 \cdot 10^8$	$4,72 \cdot 10^8$
70	$2,09 \cdot 10^{13}$	$3,64 \cdot 10^{16}$	6026,6	$9,50 \cdot 10^8$	$1,03 \cdot 10^9$	$1,98 \cdot 10^9$
60	$8,48 \cdot 10^{13}$	$1,20 \cdot 10^{17}$	6588,4	$3,05 \cdot 10^9$	$3,53 \cdot 10^9$	$6,58 \cdot 10^9$
50	$3,09 \cdot 10^{14}$	$3,65 \cdot 10^{17}$	7964,0	$7,81 \cdot 10^9$	$1,18 \cdot 10^{10}$	$1,96 \cdot 10^{10}$
40	$1,31 \cdot 10^{15}$	$1,27 \cdot 10^{18}$	7987,5	$2,81 \cdot 10^{10}$	$4,14 \cdot 10^{10}$	$6,95 \cdot 10^{10}$
30	$6,81 \cdot 10^{15}$	$5,31 \cdot 10^{18}$	7831,9	$1,19 \cdot 10^{11}$	$1,71 \cdot 10^{11}$	$2,90 \cdot 10^{11}$
20	$3,97 \cdot 10^{16}$	$2,45 \cdot 10^{19}$	7474,8	$5,31 \cdot 10^{11}$	$7,69 \cdot 10^{11}$	$1,30 \cdot 10^{12}$

Таблица 2. Результаты расчета параметров плазмы
при скорости набегающего потока $V_\infty = 6$ км/с.

H, км	Параметры плазмы					
	$N, \text{см}^{-3}$	$N_m, \text{см}^{-3}$	$T, \text{К}$	$v_{\text{эфф},i}, \text{с}^{-1}$	$v_{\text{эфф},m}, \text{с}^{-1}$	$v_{\text{эфф}}, \text{с}^{-1}$
80	$1,14 \cdot 10^{12}$	$7,56 \cdot 10^{15}$	4902,5	$8,50 \cdot 10^7$	$1,92 \cdot 10^8$	$2,77 \cdot 10^8$
70	$5,88 \cdot 10^{12}$	$3,15 \cdot 10^{16}$	5478,7	$3,35 \cdot 10^8$	$8,48 \cdot 10^8$	$1,18 \cdot 10^9$
60	$2,39 \cdot 10^{13}$	$1,06 \cdot 10^{17}$	5828,2	$1,12 \cdot 10^9$	$2,93 \cdot 10^9$	$4,05 \cdot 10^9$
50	$8,71 \cdot 10^{13}$	$3,20 \cdot 10^{17}$	6987,0	$2,91 \cdot 10^9$	$9,71 \cdot 10^9$	$1,26 \cdot 10^{10}$
40	$3,70 \cdot 10^{14}$	$1,10 \cdot 10^{18}$	7085,6	$1,05 \cdot 10^{10}$	$3,38 \cdot 10^{10}$	$4,43 \cdot 10^{10}$
30	$1,92 \cdot 10^{15}$	$4,74 \cdot 10^{18}$	6795,3	$4,68 \cdot 10^{10}$	$1,42 \cdot 10^{11}$	$1,89 \cdot 10^{11}$
20	$1,12 \cdot 10^{16}$	$2,26 \cdot 10^{19}$	6413,1	$2,21 \cdot 10^{11}$	$6,58 \cdot 10^{11}$	$8,79 \cdot 10^{11}$

Таблица 3. Результаты расчета параметров плазмы
при скорости набегающего потока $V_\infty = 4,6$ км/с.

H, км	Параметры плазмы					
	$N, \text{см}^{-3}$	$N_m, \text{см}^{-3}$	$T, \text{К}$	$v_{\text{эфф},i}, \text{с}^{-1}$	$v_{\text{эфф},m}, \text{с}^{-1}$	$v_{\text{эфф}}, \text{с}^{-1}$
80	$2,30 \cdot 10^{11}$	$5,78 \cdot 10^{15}$	4347,5	$2,23 \cdot 10^7$	$1,39 \cdot 10^8$	$1,61 \cdot 10^8$
70	$1,18 \cdot 10^{12}$	$2,46 \cdot 10^{16}$	4711,7	$9,21 \cdot 10^7$	$6,14 \cdot 10^8$	$7,06 \cdot 10^8$
60	$4,80 \cdot 10^{12}$	$8,74 \cdot 10^{16}$	4941,3	$3,17 \cdot 10^8$	$2,23 \cdot 10^9$	$2,55 \cdot 10^9$
50	$1,75 \cdot 10^{13}$	$2,63 \cdot 10^{17}$	5617,0	$8,83 \cdot 10^8$	$7,15 \cdot 10^9$	$8,04 \cdot 10^9$
40	$7,43 \cdot 10^{13}$	$9,61 \cdot 10^{17}$	5668,5	$3,25 \cdot 10^9$	$2,63 \cdot 10^{10}$	$2,95 \cdot 10^{10}$
30	$3,85 \cdot 10^{14}$	$3,99 \cdot 10^{18}$	5298,0	$1,52 \cdot 10^{10}$	$1,05 \cdot 10^{11}$	$1,21 \cdot 10^{11}$
20	$2,25 \cdot 10^{15}$	$1,94 \cdot 10^{19}$	4939,8	$7,53 \cdot 10^{10}$	$4,96 \cdot 10^{11}$	$5,71 \cdot 10^{11}$

Зависимости $\varepsilon(f)$ и $\sigma(f)$, полученные в результате подстановки параметров плазмы в (2), приведены на рис. 1-3.

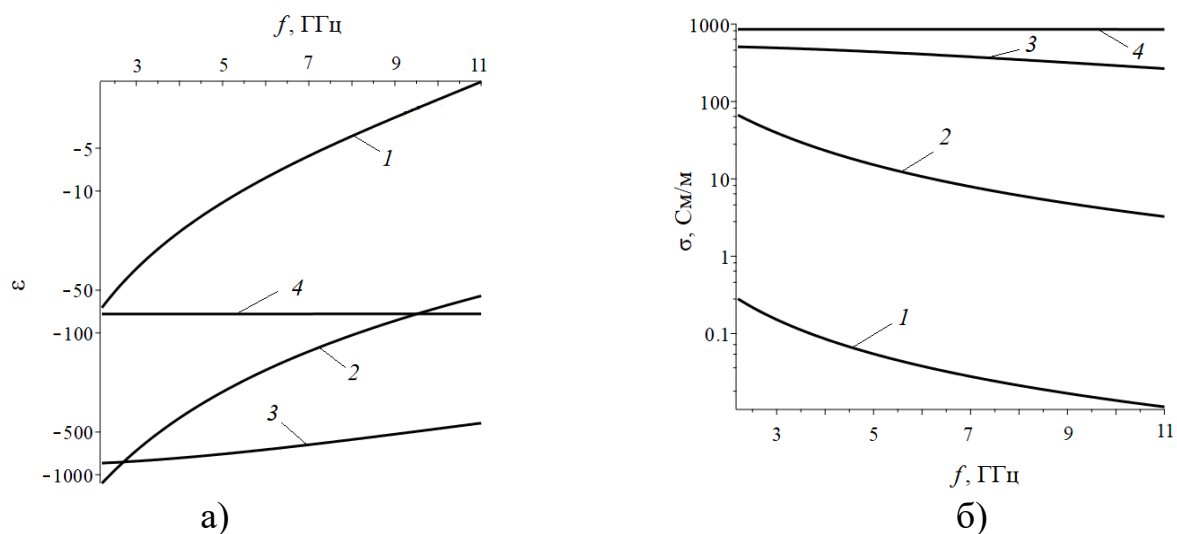


Рис. 1. Диэлектрическая проницаемость а) и проводимость б) плазмы ударного слоя вблизи критической точки спускаемого аппарата для различных частот радиоволн f и высот H при скорости набегающего потока $V_\infty = 7,4$ км/с.
1 – $H = 80$ км; 2 – $H = 60$ км; 3 – $H = 40$ км; 4 – $H = 20$ км.

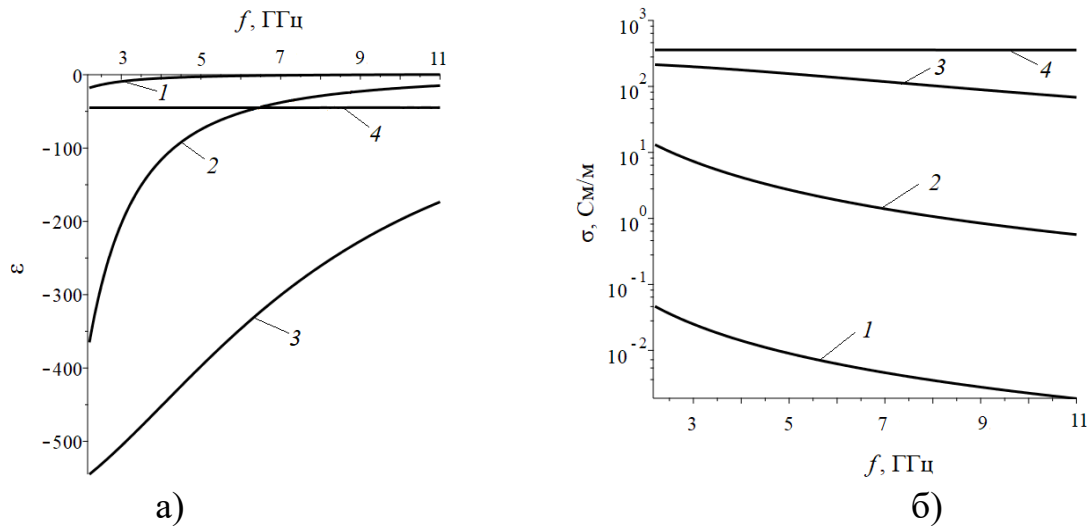


Рис. 2. Диэлектрическая проницаемость а) и проводимость б) плазмы ударного слоя вблизи критической точки спускаемого аппарата для различных частот радиоволн f и высот H при скорости набегающего потока $V_\infty = 6$ км/с.
1 – $H = 80$ км; 2 – $H = 60$ км; 3 – $H = 40$ км; 4 – $H = 20$ км.

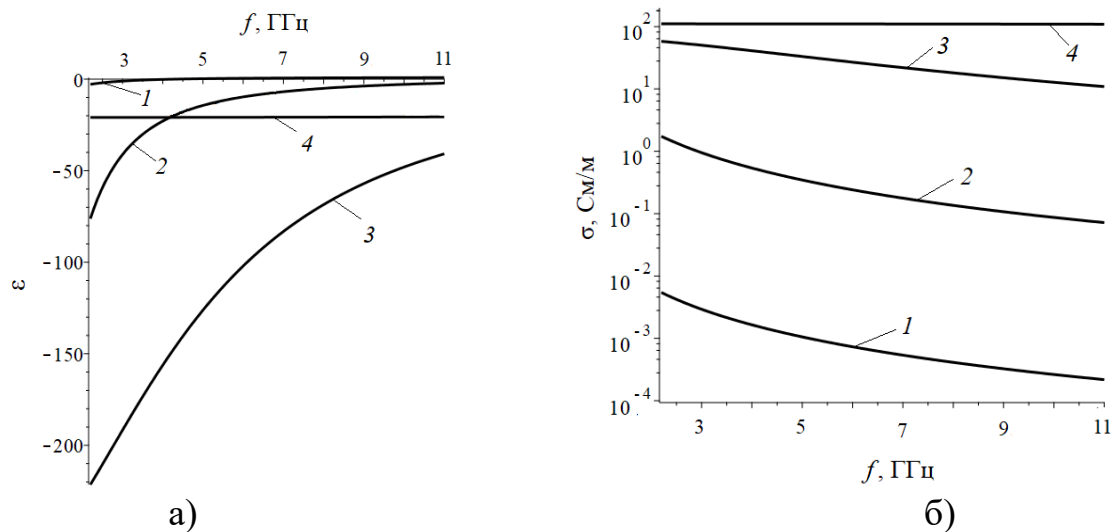


Рис. 3. Диэлектрическая проницаемость а) и проводимость б) плазмы ударного слоя вблизи критической точки спускаемого аппарата для различных частот радиоволн f и высот H при скорости набегающего потока $V_\infty = 4,6$ км/с.
1 – $H = 80$ км; 2 – $H = 60$ км; 3 – $H = 40$ км; 4 – $H = 20$ км.

Зависимости $n(f)$ и $k(f)$, полученные в результате подстановки функций $\epsilon(f)$ и $\sigma(f)$ в (1), приведены на рис. 4-6.

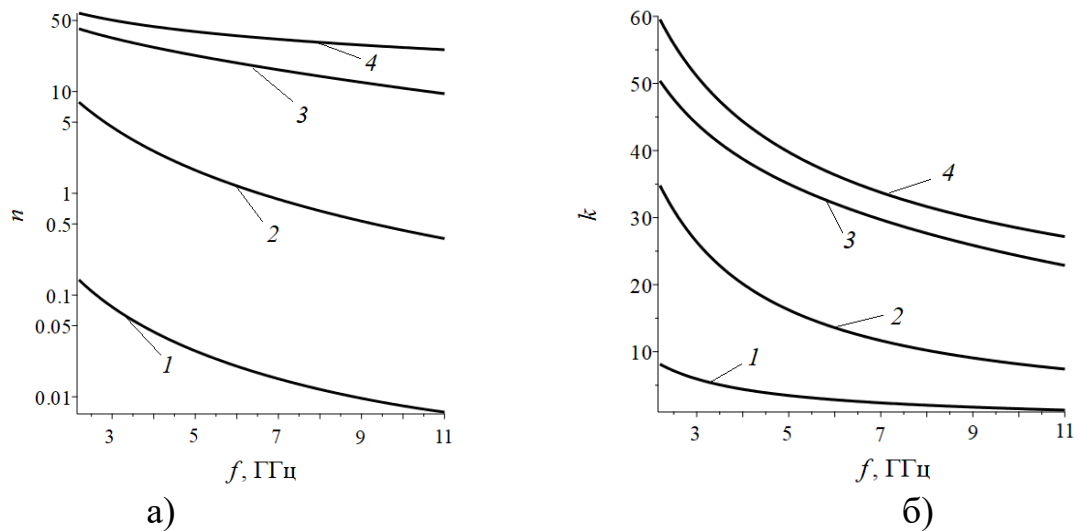


Рис. 4. Показатель преломления а) и показатель поглощения б) плазмы ударного слоя вблизи критической точки спускаемого аппарата для различных частот радиоволн f и высот H при скорости набегающего потока $V_\infty = 7,4$ км/с.
1 – $H = 80$ км; 2 – $H = 60$ км; 3 – $H = 40$ км; 4 – $H = 20$ км.

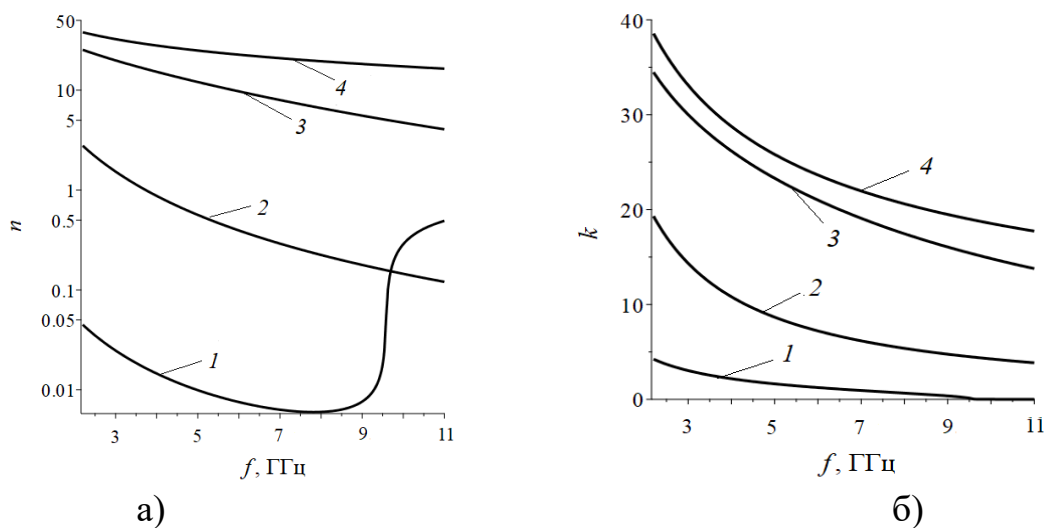


Рис. 5. Показатель преломления а) и показатель поглощения б) плазмы ударного слоя вблизи критической точки спускаемого аппарата для различных частот радиоволн f и высот H при скорости набегающего потока $V_\infty = 6$ км/с.
1 – $H = 80$ км; 2 – $H = 60$ км; 3 – $H = 40$ км; 4 – $H = 20$ км.

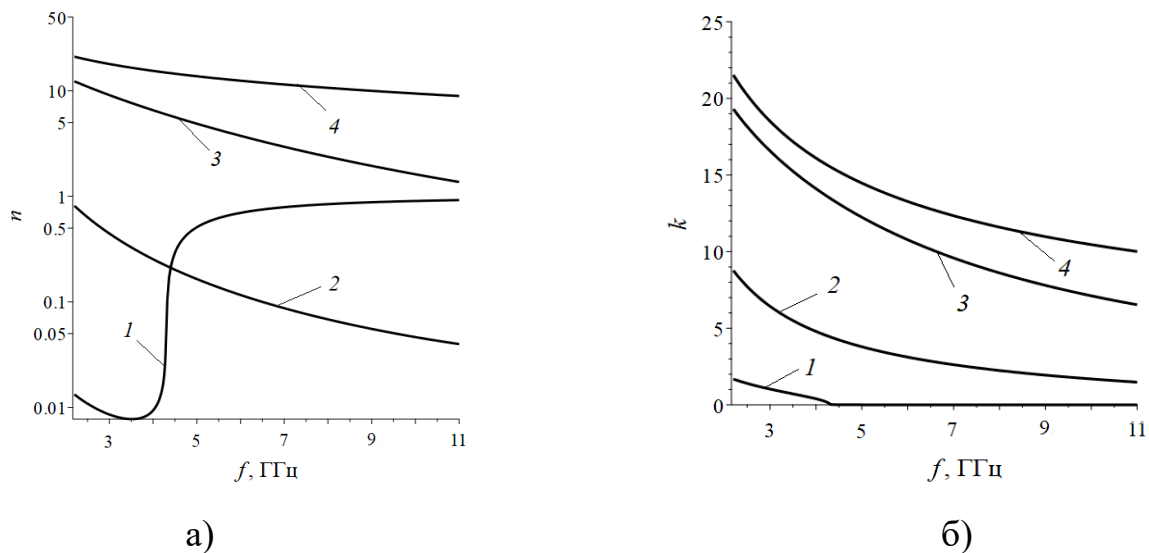


Рис. 6. Показатель преломления а) и показатель поглощения б) плазмы ударного слоя вблизи критической точки спускаемого аппарата для различных частот радиоволн f и высот H при скорости набегающего потока $V_\infty = 4,6$ км/с. 1 – $H = 80$ км; 2 – $H = 60$ км; 3 – $H = 40$ км; 4 – $H = 20$ км.

4. Анализ результатов расчета

С ростом скорости набегающего потока увеличивается нагрев плазменной среды, что приводит к увеличению концентрации электронов в ней, а следовательно, к уменьшению ее диэлектрической проницаемости и увеличению проводимости. Поскольку диэлектрическая проницаемость плазмы в большинстве рассматриваемых случаев – величина отрицательная, ее уменьшение означает рост ее абсолютного значения.

С уменьшением высоты полета спускаемого аппарата увеличивается плотность среды, что приводит к увеличению эффективного числа соударений электронов с ионами и молекулами среды. Влияние этого эффекта на диэлектрическую проницаемость и проводимость плазменной среды определяется соотношением между ω^2 и $v_{эфф}^2$. Так, на высоте $H \sim 80$ км $\omega^2 \gg v_{эфф}^2$ и ϵ и σ обратно пропорциональны f^2 , при этом σ пропорциональна $v_{эфф}$. На высоте $H \sim 20$ км $\omega^2 \ll v_{эфф}^2$ и ϵ и σ практически не зависят от f , при этом ϵ обратно пропорциональна $v_{эфф}^2$, а σ обратно пропорциональна $v_{эфф}$. На высоте $H \sim 40$ км поведение ϵ и σ носит сложный характер, изменяющийся с ростом f .

До тех пор, пока $v_{эфф}^2$ мало по сравнению с ω^2 (т.е. до высот $H \sim 50$ км, как следует из таблиц 1-3), диэлектрическая проницаемость уменьшается за счет роста электронной концентрации плазмы с уменьшением высоты. По мере того, как увеличивается вклад $v_{эфф}^2$ в компонент $(\omega^2 + v_{эфф}^2)$, темп уменьшения диэлектрической проницаемости постепенно снижается, а затем диэлектрическая проницаемость начинает расти.

В отличие от диэлектрической проницаемости проводимость плазмы с уменьшением высоты всегда растет, однако темп роста изменяется: от быстрого роста на высотах $H > 50$ км, связанного с малостью вклада $v_{эфф}^2$ в компонент $(\omega^2 + v_{эфф}^2)$, при котором $\sigma \sim N v_{эфф}$, до медленного роста ниже $H \sim 50$ км, обусловленного значительным вкладом $v_{эфф}^2$ в компонент $(\omega^2 + v_{эфф}^2)$, при котором $\sigma \sim \frac{N}{v_{эфф}}$ (как следует из таблиц 1-3, $N \gg v_{эфф}$, поэтому рост проводимости плазмы продолжается, но замедляется).

Поскольку плазменная среда обладает ненулевой проводимостью, несмотря на отрицательные значения диэлектрической проницаемости показатель преломления плазмы во всех рассматриваемых случаях остается вещественным, и, значит, в плазме существует бегущая волна.

С уменьшением высоты полета спускаемого аппарата наблюдается стабильный рост показателей преломления и поглощения плазмы, что объясняется ростом проводимости и абсолютного значения диэлектрической проницаемости плазменной среды.

Отдельно следует рассмотреть магнитные свойства плазмы ударного слоя. В соответствии с [10] магнитная проницаемость плазмы определяется следующим образом:

$$\mu = 1 + \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right)^2 \frac{N}{k_B T}, \quad (6)$$

где c – скорость света в свободном пространстве.

Магнитная проницаемость плазмы ударного слоя, как показывает анализ, не зависит от высоты полета спускаемого аппарата (плотности среды) и скорости набегающего потока, что объясняется следующим обстоятельством: входящий в соотношение для определения μ компонент $(\frac{e\hbar}{2mc})^2 \sim 10^{-40}$, в то время, как компонент $\frac{N}{k_B T}$ даже при $N \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T \sim 7500 \text{ К}$ составляет $\sim 10^{28}$ и, соответственно, отличие μ от единицы на $\sim 10^{-11}$.

Заключение

Существует множество факторов, влияющих на выбор конструктивного облика и технических характеристик аппаратуры связи, размещаемой на спускаемом аппарате, движущемся с большими сверхзвуковыми скоростями в плотных слоях атмосферы. Так, потери в плазме ударного слоя задают требования к чувствительности приемника, мощности передатчика и коэффициенту усиления антенной системы бортовой аппаратуры связи, а величина обратного отражения от плазменного слоя определяет особенности компоновки аппаратуры в корпусе спускаемого аппарата и необходимость принятия комплекса мер для снижения нагрева аппаратуры.

Полученные в статье результаты являются параметрами электродинамической модели спускаемого аппарата, используя которую в дальнейшем планируется постановка серии численных экспериментов, позволяющих выбрать оптимальный конструктивный облик и технические характеристики бортовой аппаратуры связи.

Литература

1. Giangaspero V. F. et al. 3D ray tracing solver for communication blackout analysis in atmospheric entry missions //Computer Physics Communications. – 2023. – Т. 286. – С. 108663.

2. Savino R. et al. Plasma-radiofrequency interactions around atmospheric re-entry vehicles: modelling and arc-jet simulation //Open Aerospace Engineering Journal. – 2010. – Т. 3. – №. 1. – С. 76-85.
3. Morabito D. D. The spacecraft communications blackout problem encountered during passage or entry of planetary atmospheres //IPN Progress Report. – 2002. – С. 42-150.
4. Безменов А. Е., Алексащенко В. А. Радиофизические и газодинамические проблемы прохождения атмосферы //М.: Машиностроение. – 1982.
5. Bendoukha S. A. et al. A study of radio frequency blackout for space probe during atmospheric reentry phase //International Journal of Research-Granthaalayah. – 2017. – Т. 5. – №. 3. – С. 1-15.
6. Mehra N., Singh R. K., Bera S. C. Mitigation of communication blackout during re-entry using static magnetic field //Progress In Electromagnetics Research B. – 2015. – Т. 63. – С. 161-172.
7. Tran P., Paulat J. C., Boukhobza P. Re-entry flight experiments lessons learned—the atmospheric reentry demonstrator ARD //Flight Experiments for Hypersonic Vehicle Development. – 2007. – Т. 10. – С. 10-46.
8. Lehnert R., Rosenbaum B. Plasma effects on Apollo re-entry communication //Publications. – 1965. – Т. 2. – С. 412.
9. Мартин Дж. Вход в атмосферу. Введение в теорию и практику. – 1969.
10. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – 1960.

Для цитирования:

Мурлага А.Р. Определение электрофизических свойств плазмы ударного слоя вблизи критической точки спускаемого аппарата. // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – №. 9. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.9.9>