

## Резонансное туннелирование электромагнитных сигналов в присутствии статического магнитного поля в задаче преодоления радиоблокировки летательных аппаратов

© А.В. Богацкая<sup>1,2,3</sup>, П.М. Никифорова<sup>1,2,¶</sup>, А.М. Попов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>2</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>3</sup> Московский технический университет связи и информатики, 111024 Москва, Россия

¶e-mail: nikiforova.pm16@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 29.11.2022 г.

В окончательной редакции 29.12.2022 г.

Принята к публикации 28.01.2023 г.

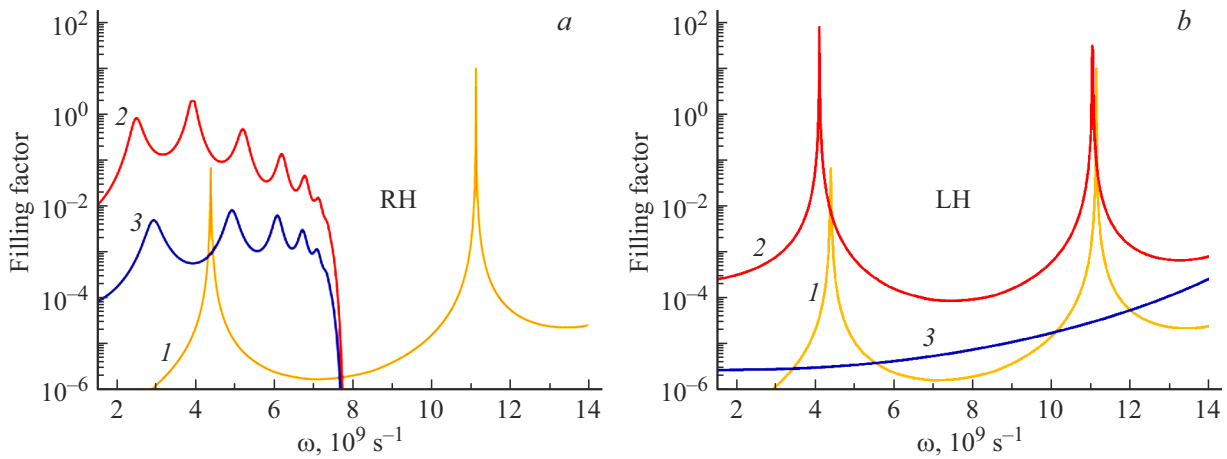
Рассмотрен эффект резонансного туннелирования сигналов через слой закритической плазмы в присутствии внешнего статического магнитного поля. Целью исследования является демонстрация эффективности совместного использования двух методов преодоления радиоблокировки гигагерцовых сигналов при движении летательных аппаратов в плотных слоях атмосферы на сверхзвуковых скоростях, а именно — метода резонансного туннелирования сигнала в присутствии диэлектрика и метода магнитных окон. Изучены особенности заполнения диэлектрического резонатора полем электромагнитной волны при различных параметрах модели. Оценены значения индукции магнитного поля, обеспечивающие наилучшее прохождение сигнала через слой плазмы.

**Ключевые слова:** резонансное туннелирование, магнитные окна, радиоблокировка сигналов, воздушная плазма.

### 1. Введение

Летательные аппараты (ЛА), движущиеся на высоких скоростях (5 М и выше, в зависимости от конфигурации ЛА [1]) в плотных слоях атмосферы, покрыты слоем плазмы, препятствующим радиосвязи, телеметрии и приему GPS-сигнала для навигации [2]. Этот слой плазмы образуется вследствие того, что ударная волна, образующаяся вокруг такого летательного аппарата, вызывает нагрев и сжатие окружающего воздуха. В результате молекулы воздуха диссоциируют и ионизируются, порождая плазменную оболочку. Этот плазменный слой, как правило, имеет сверхкритическую концентрацию электронов, что резко снижает эффективность телекоммуникационного канала связи между ЛА и наземным управлением за счет отражения и поглощения сигнала. Значительные усилия были приложены различными группами ученых [3–5] (в том числе метод увеличения частот сигналов [4], изменение аэродинамической формы летательного аппарата [1], инжектирование электрофильной жидкости [5]) для подавления или смягчения этих негативных эффектов, однако привнесли другие проблемы. Наконец, в 1960-х годах был предложен многообещающий метод, названный „магнитные окна“ [6], который активно исследуется и в настоящее время [7,8]. Преимущество этого метода заключается в том, что он не влияет на аэродинамическую или теплозащитную конфигурацию ЛА. Метод предполагает размещение

под приемно-передающей антенной магнита, который не влияет на ее излучение. Принцип, лежащий в основе такого подхода, состоит в том, что наличие статического магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  изменяет движение электронов плазмы в плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{H}_0$ . Важной особенностью является то, что для правополяризованной волны в такой замагниченной плазме существует спектральная зона свободного распространения волн на частотах, не превышающих циклотронную частоту ( $\omega_c = \frac{eH_0}{cm}$ ), которая не зависит от плазменной частоты и определяется исключительно напряженностью приложенного статического магнитного поля. При этом напряженность прикладываемых магнитных полей должна быть порядка сотен эрстед. Другой перспективный метод, направленный на подавление радиоблокировки, основан на концепции резонансного туннелирования электромагнитных волн [9] через плазменный слой со сверхкритической концентрацией электронов [10–12]. Такое туннелирование становится возможным, если покрыть область локализации антенны диэлектрическим слоем, выполняющим роль электромагнитного резонатора. В таком случае сигнал будет эффективно проникать сквозь непрозрачный плазменный слой при совпадении его частоты с собственной частотой резонатора [10–12], которая определяется параметрами диэлектрического слоя, а именно его шириной и диэлектрической проницаемостью. Преимуществом данного метода является высокая стабильность резонансных частот по



Фактор заполнения диэлектрика полем (а) правополяризованной волны  $E^-$  и (б) левополяризованной волны  $E^+$  при наличии только диэлектрического слоя (1), при наличии только магнитного поля (3) и при наличии диэлектрического слоя в присутствии внешнего магнитного поля (2) с индукцией  $H_0 = 450$  Ое ( $\omega_c = 8 \cdot 10^9$  с $^{-1}$ ),  $\omega_p = 1.8 \cdot 10^{10}$  с $^{-1}$ .

отношению к динамически меняющейся в условиях полета плазменной оболочке. Таким образом, поиск методов эффективного транспорта радиочастотных волн к антенне ЛА и обратно до сих пор остается актуальной и не до конца решенной задачей. В настоящей работе исследуется возможность комбинирования двух методов преодоления радиоблокировки, а именно метода резонансного туннелирования в присутствии диэлектрического резонатора и метода создания магнитных окон в плазменной оболочке летательного аппарата.

## 2. Численное моделирование

Рассмотрим задачу резонансного туннелирования гигагерцовых волн через структуру „диэлектрик–плазменный слой“ в присутствии внешнего статического магнитного поля, действующего вдоль направления распространения волны. Мы будем рассматривать линейно поляризованную монохроматическую волну, падающую нормально на структуру „диэлектрик–проводящий слой“ с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_\omega(z)$ . В качестве проводящего слоя в дальнейшем мы будем полагать слой слабоионизированной воздушной плазмы. Пространственное распределение напряженности электрического поля  $E(z)$  монохроматической волны с частотой  $\omega$  описывается уравнением Гельмгольца:

$$\frac{d^2 E^\pm(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_\omega^\pm(z) E^\pm(z) = 0. \quad (1)$$

Здесь мы учли, что в случае статического магнитного поля, приложенного вдоль оси  $z$ , оказывается удобно представить линейно поляризованную волну как суперпозицию двух циркулярных волн  $E^+ = E_x + iE_y$  (левополяризованная) и  $E^- = E_x - iE_y$  (правополяризованная). В таком случае диэлектрическая проницаемость для

каждой из волн будет иметь следующий вид [13]:

$$\epsilon_\omega^\pm = \begin{cases} \epsilon_d & \text{в диэлектрическом слое,} \\ \epsilon_{\text{air}} - \frac{\omega_p^2}{(\omega \pm \omega_c)^2 + \nu^2} \frac{\omega \pm \omega_c}{\omega} + i \frac{\omega_p^2}{(\omega \pm \omega_c)^2 + \nu^2} \frac{\nu}{\omega} & \text{в плазменном слое,} \\ \epsilon_{\text{air}} & \text{вне структуры.} \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $\epsilon_\omega^\pm$  — диэлектрическая проницаемость для циркулярных волн с различным направлением вращения поляризации:  $\mathbf{e}^\pm = \mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y$ ,  $\mathbf{e}_x$  и  $\mathbf{e}_y$  — единичные векторы, направленные вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно;  $\epsilon_d$  — проницаемость диэлектрического слоя,  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_e / m$  — плазменная частота,  $n_e$  — концентрация электронов в плазме,  $m$  — масса электрона,  $\nu$  — транспортная частота столкновений,  $\epsilon_{\text{air}} \approx 1$  — диэлектрическая проницаемость воздуха,  $\omega_c = \frac{eH_0}{mc}$  — циклотронная частота.

Мы рассматриваем структуру со следующими параметрами: плазменный слой толщиной  $b = 10$  см, концентрацией электронов  $n_e = 10^{11}$  см $^{-3}$  ( $\omega_p = 1.8 \cdot 10^{10}$  с $^{-1}$ ) и транспортной частотой  $\nu \sim 10^8$  с $^{-1}$  [10]. В данном случае толщину скин-слоя можно оценить как  $\delta \approx c/\omega_p \approx 1.7$  см. В качестве резонатора — диэлектрический слой  $\epsilon_d = 150$  [14] и толщиной  $a = 1$  см. Как было показано в [10], при совпадении частоты падающего излучения с частотой одной из собственных мод резонатора наблюдается эффективное „туннелирование“ волны сквозь плазменный слой, что приводит к заполнению резонатора полем, обеспечивая успешное детектирование сигнала. Положение резонансных частот в данном случае с хорошей точностью определяется выражением:

$$\omega_n \approx \frac{\pi c}{a \sqrt{\epsilon_d}} n, \quad (3)$$

где  $a$  — толщина диэлектрического слоя,  $n$  — номер резонанса ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ).

На рисунке представлены факторы заполнения  $F$  резонатора полем электрической волны в отсутствие магнитного поля, а также при наличии постоянного магнитного поля, которые аналогично [10] представляют собой отношения квадрата модуля максимального значения напряженности поля волны, заполнившей резонатор, к падающей волне. Напомним, что мы работаем в режиме  $\omega_p \gg \omega$ ,  $\omega_c \gg \nu$ . Из рисунка видно, что наличие магнитного поля качественно меняет характер заполнения диэлектрического резонатора полем волны. Из выражения (2) видно, что в отсутствие магнитного поля  $\text{Re}(\varepsilon_\omega) < 0$ , как следствие, плазма представляет собой отражающий барьер для частот  $\omega < \omega_p$ , кроме выделенного набор частот, для которых выполнено условие резонанса (3). В присутствии магнитного поля при  $\omega < \omega_c$  происходит смена знака реальной части диэлектрической проницаемости для волны  $E^-$ . Таким образом, для данной области частот плазма перестает быть отражающей средой и, напротив, формирует резонатор, обеспечивающий эффективное проникновение сигнала через плазменный слой (кривая 2 рисунка *a*). В случае волны  $E^+$  наличие магнитного поля ослабляет барьерные свойства плазмы, тем самым повышая фактор заполнения резонатора на собственных частотах (кривая 2 рисунка *b*) [10].

Видно, что фактор заполнения  $F$  меняется периодически с ростом  $\omega$  для  $E^-$  волн. Минимумы формируются при когерентном отражении от границ плазменного слоя при условии, что отраженные волны складываются в фазе. Максимумы, напротив, наблюдаются, когда отраженные волны складываются в противофазе, гася друг друга, и таким образом все излучение проходит в резонатор. Стоит отметить, что максимумы в нашей схеме неэквидистантны вследствие того, что показатель преломления  $n_\omega = \sqrt{\varepsilon_\omega}$  плазмы, определяющий положение пиков по частоте, различен для падающих волн с различающимися частотами. Также важно отметить, что именно комбинированный эффект от наличия резонатора и постоянного магнитного поля обеспечивает наилучший эффект туннелирования волны в область резонатора (кривые 3) в отсутствие резонатора на рисунке, *a, b*).

## Заключение

В работе изучены особенности резонансного распространения сигналов в резонансной структуре „диэлектрик–проводник“ при наличии внешнего статического магнитного поля. Для правополяризованной волны ( $E^-$ ) удалось сформировать достаточно широкую (порядка  $\omega_c$ ) спектральную зону эффективного туннелирования волны через слой плазмы при условии, что к структуре приложено магнитное поле величиной 450 Ое. Для левополяризованной ( $E^+$ ) волны такое поле повышает фактор заполнения резонатора полем на 3 порядка для резонансной частоты. Установлено, что имен-

но комбинирование „магнитных окон“ и резонансной структуры „диэлектрик–проводник“ увеличивает долю проходящего через плазменный слой сигнала на порядок величины.

## Финансирование работы

П.М. Никифорова выражает благодарность за поддержку Фонду развития теоретической физики и математики „БАЗИС“ (проект 22-2-10-20-1). А.В. Богацкая благодарит за поддержку фонд стипендий Президента РФ (СП-3120.2022.3).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] R. Starkey. *J. Spacecrafts and Rockets*, **52** (2), 426 (2015).
- [2] J. Rybak, J. Churchill. *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.*, **7** (5), 879 (1971).
- [3] E.D. Gillman, J.E. Foster, I.M. Blankson. NASA, Washington, DC, USA, Tech. Rep. TM2010-216220 (2010).
- [4] K. Baldwin, O. Bassett, E. Hawthorne et al. *Planetary and Space Science*, **6**, 207 (1961).
- [5] L.C. Schroeder, N.D. Akey. *J. Spacecraft and Rockets*, **10**, 170 (1973).
- [6] H. Hodara. *Proc. IRE*, **49** (12), 1825 (1961).
- [7] J.-F. Liu et al. *IEEE Transactions on Plasma Science*, **48** (8), 2706 (2020).
- [8] H. Zhou, X. Li, Y. Liu et al. *IEEE Transactions on Plasma Science*, **45** (1), 15 (2017).
- [9] А.Б. Шваргбург. *УФН*, **177** (1), 43 (2007).
- [10] A. Bogatskaya, N. Klenov, M. Tereshonok et al. *J. Phys. D.*, **51** (18), 185602 (2018).
- [11] A. Bogatskaya, E. Volkova, N. Klenov et al. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **68** (6), 4831 (2020).
- [12] A. Bogatskaya, N. Klenov, A. Popov et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **55** (30), 305102 (2022).
- [13] В.Л. Гинзбург, А.В. Гуревич. *УФН*, **70** (2), 393 (1960).
- [14] Z.-M. Dang, Y.-H. Lin, C. W. Nan. *Adv. Mater.*, **15**, 1625 (2003).