

Структура волнового поля при дифракционном возбуждении межслоевого ионосферного канала

Е.Б.Ипатов^{1,2}, А.А.Колчина¹, Е.А. Палкин², А.А. Петрович¹

¹ *Московский физико-технический институт (ГУ МФТИ)
141701, г. Долгопрудный Моск. Обл., институтский пер., 9.*

E-mail: aapetrovich@bk.ru

² *Российский новый университет (РосНОУ)
105005, г. Москва, ул. Радио, 22.*

E-mail: palkin@rosnou.ru

Представлены результаты исследований задачи о возбуждении межслоевого волноводного ионосферного канала за счет волнового механизма, основанного на эффекте подбарьерного просачивания. Анализ условий возбуждения волноводного канала и пространственного распределения волнового поля захваченной волны строится на основе асимптотического решения в форме канонического оператора Маслова для задачи о распространении коротких радиоволн с использованием многослойной модели ионосферы. Построены формула для оценки энергии эффекта и определены условия, способствующие реализации данного механизма возбуждения волноводных ионосферных каналов.

Ключевые слова: неоднородная ионосферная плазма, межслоевой ионосферный канал, асимптотические решения, канонический оператор Маслова, подбарьерное просачивание, критическое отражение

Wave field structure in diffraction excitation of the interlayer ionospheric channel

Е.В. Ipatov^{1,2}, А.А. Kolchina¹, Е.А. Palkin², А.А. Petrovich¹

¹ *Moscow Institute of Physics and Technology (GU MIPT).*

² *Russian New University (RosNOU).*

The results of studies of the problem of an interlayer waveguide ionospheric channel excitation due to a wave mechanism based on the effect of sub-barrier seepage are presented. The analysis of the waveguide channel excitation conditions and the captured wave field spatial distribution is based on an asymptotic solution in the form of the Maslov canonical operator of the HF wave propagation problem for a multilayer ionosphere model. A formula for estimating the energy of the effect is constructed and the conditions contributing to the implementation of this excitation mechanism for waveguide ionospheric channels are determined.

Keywords: inhomogeneous ionospheric plasma, interlayer ionospheric channel, asymptotic solutions, Maslov canonical operator, sub-barrier seepage, critical reflection

Введение

В работах [1 - 3] нами рассмотрено асимптотическое решение задачи об отражении радиоволны от неоднородного плазменного слоя конечной толщины в плоскостростой геометрии. В частности, предложено использовать асимптотическое решение в форме канонического оператора В.П.Маслова (КОМ) [4,5] для описания эффектов, связанных как с критическим отражением радиоволны от ионосферного слоя, так и с формированием областей фокусировки в неоднородной плазме [6,7]. Под термином «критические» отражение здесь мы понимаем отражение квазиплоской волны,

заданной параметром θ_c («угол падения на слой»), который соответствует в геометрооптическом приближении границе между отражением и прохождением через слой лучей в параметрическом лучевом семействе, отвечающем падающей на слой волне.

В случае, когда модель ионосферной плазмы имеет более реалистичную пространственную структуру, соответствующую сферичности земной ионосферы и нескольким слоям, эффекты, связанные с критическим отражением, возникают при различных значениях параметра θ_c для каждого слоя и определяют специфические особенности общего решения задачи. Фактически в рамках асимптотических методов, использующих траекторные представления о распространении волн, при каждом таком отражении формируется новое семейство лучевых траекторий, соответствующее частично отраженной волне из-за эффекта надбарьерного отражения и частично проходящей через слой волне вследствие подбарьерного просачивания. В результате возникают структуры связанных лагранжевых многообразий, с помощью которых можно построить согласованное асимптотическое решение для всех областей пространства [6,7]. В частности, дифракционные лучи, соответствующие волне подбарьерного просачивания, могут оказаться в области межслоевого минимума электронной плотности с угловым спектром, соответствующим условиям захвата волны в межслоевой волновод. Анализ данной ситуации представлен в настоящей работе.

Лучевая структура распространения волн при дифракционном захвате в межслоевой ионосферный канал

Для моделирования межслоевого ионосферного канала использовалась полуэмпирическая модель Б.К.Чинга и Е.Т.Чию [8,9]. Эта модель задает пространственное распределение электронной концентрации в земной ионосфере Ne как функцию высоты h над поверхностью Земли и геофизических параметров, таких, как: географическая широта, геомагнитная широта и долгота, местное время и дата, солнечная активность. Модель описывает высотное распределение $Ne(h)$ в виде суммы модифицированных слоев Чепмена:

$$Ne_i(h) = Ne_{iMax} \exp\{\sigma_i(1 - \rho_i - \exp(-\rho_i))\} \quad (1)$$

Для проведения вычислительного эксперимента использовалась четырехслойная модель. Поэтому далее индексы $i=1,2,3,4$ относятся к ионосферным слоям D, E, F1, и F2, соответственно; Ne_{iMax} – электронная плотность в максимуме слоя, определяемая

моделью; σ_i – константа, заданная для каждого слоя; $\rho_i = \frac{h-h_i}{a_i}$, приведенная

относительная высота в i -м слое; a_i , – масштаб («полутолщина»), а h_i – высота максимума ионизации соответствующего слоя, определяемые моделью. В качестве примера в модели (1) были использованы значения параметров из [10]: $Ne_{iMax} = (0,005; 0,08; 0,14; 0,52) * 10^6 \text{ см}^{-3}$, $h_i = (94,5; 119,3; 216,2; 341,9) \text{ км}$, $a_i = (11,4; 10,0; 34,2; 42,0) \text{ км}$, $\sigma_i = (0,5; 0,5; 0,5; 1,0)$. При заданных величинах высотный

профиль $Ne(h)$ имеет минимум на высоте 150 км, а значит, возможно формирование ионосферного волноводного канала. Соответствующий высотный профиль плазменной частоты $f_p(h) [MГц] = \sqrt{80,8 * 10^{-6} Ne(h) [см^{-3}]}$ представлен на рисунке 1 [10]. При проведении моделирования рассматривалась монохроматическая волна, излучаемая

точечным источником, расположенным на поверхности Земли, рабочая частота $f = 4,5 \text{ МГц}$. Данные параметры обеспечивают условия критического отражения волны от слоя E и полное отражение от вышележащего ионосферного слоя F.

Лучевая структура распространения волн для данной задачи строилась в соответствии с алгоритмами, описанными в [10,11]. Для расчета семейств дифракционных лучей использовались начальные данные, предложенные в [1,3]. Результаты расчетов представлены на рисунке 2. Как видно из приведенных данных, при выбранных условиях в результате частичного просачивания волны через слой E возбуждается волновой межслоевой канал на высоте $h \approx 150 \text{ км}$. При этом в канале формируется система каустических фокальных областей, соответствующих особенностям типа A_3, B_4 [6,7] и связанных с ними подчиненных особенностей [12].

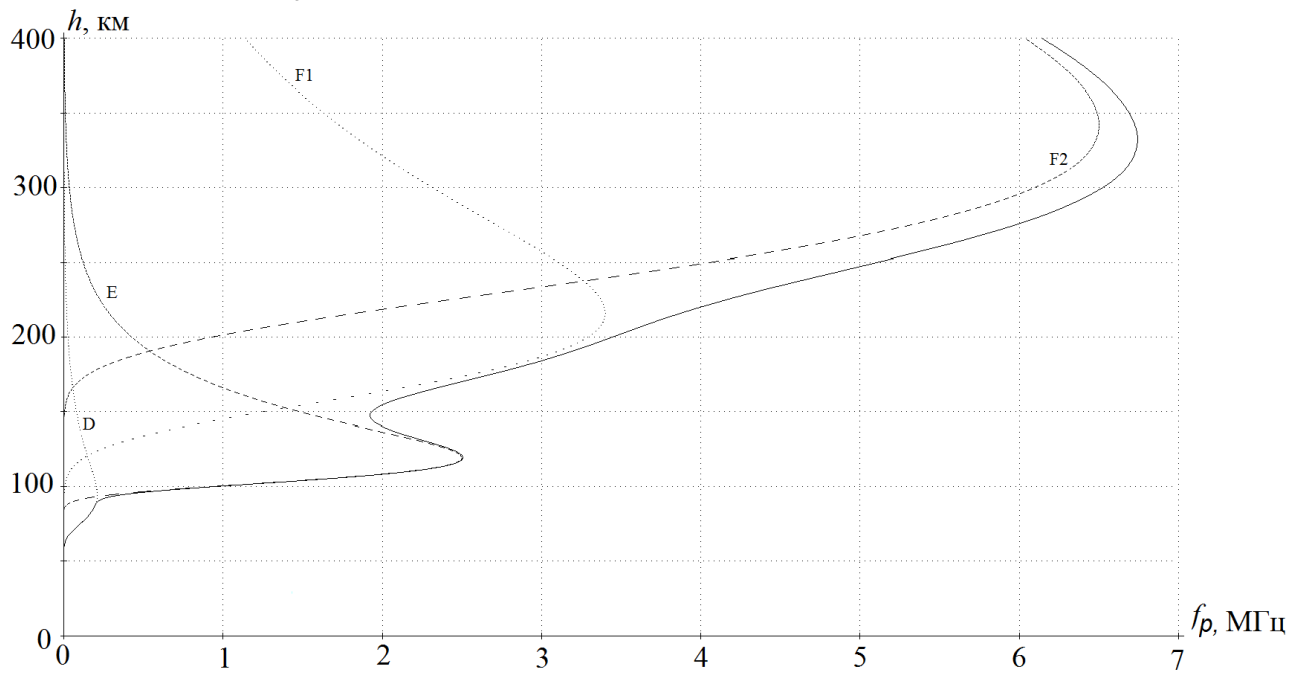


Рис. 1. Модельный профиль высотного распределения плазменной частоты и вклад отдельных слоев [10].

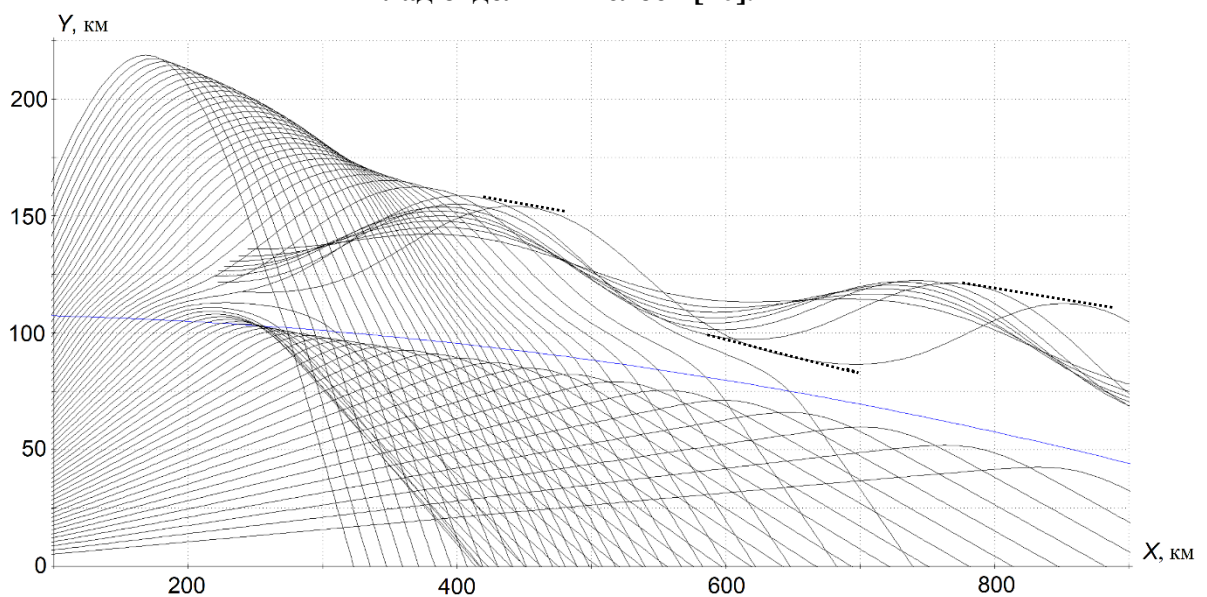


Рис. 2. Лучевая структура формирования межслоевого волноводного канала на основе эффекта частичного просачивания волны.

Оценка интенсивности дифракционной волны в ионосферном канале и структура волнового поля.

Для оценки интенсивности волны, попадающей в ионосферный канал и удерживаемой в нем, воспользуемся результатами работ [1,2,6,7]. При этом, учитывая, что значимый эффект «подбарьерного» просачивания, лежащий в основе дифракционного возбуждения волноводного канала, имеет место при малых отклонениях углового спектра падающего на ионосферу излучения от критического угла рефракции (в рассматриваемом случае для ионосферного слоя E), можно ограничиться параболическим приближением высотного профиля электронной плотности и, соответственно, показателя преломления в окрестности максимума слоя в области отражения соответствующей части лучевой конгруэнции. Тогда коэффициент просачивания дифракционной волны (коэффициент прохождения в режиме подбарьерного просачивания) можно оценить следующим выражением:

$$T = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \Gamma\left(\frac{1}{2} + i\frac{k}{2}\beta\Delta^2\right) \exp\left(-\frac{k\pi}{4}\beta\Delta^2\right), \quad (2)$$

Здесь Γ - гамма-функция комплексного аргумента,

$$\beta^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 n^2(h)}{\partial h^2} \right) \Big|_{h=h_2} = -\frac{40,4}{f^2} 10^{-6} \frac{\partial^2 Ne(h)}{\partial h^2} \Big|_{h=h_2} = \frac{f_{2p}^2 \sigma_2}{f^2 a_2^2} \quad (3)$$

«эффективная параболичность» высотного профиля квадрата показателя преломления n^2 в максимуме слоя E (с номером « $i=2$ » в модели (1)); $\Delta = (h_2 - h_{ref}) \frac{(h_{ref} + R)}{R}$ - скорректированное, с учетом сферической геометрии задачи, расстояние по высоте от точки отражения соответствующей лучевой траектории до высоты локального минимума приведенного показателя преломления (максимума электронной плотности для слоя E); f_{2p} - плазменная частота в максимуме слоя, f - частота радиоволны, R – условный радиус Земли. Влияние магнитного поля Земли на прохождение радиоволн через ионосферные слои не учитывалось, предполагалось, что волноводный межслоевой канал далек от вырождения ($\beta^2 > 0$).

Асимптотическое решение данной задачи в форме КОМ имеет вид [4-7]:

$$\psi_{asympt}(X, Y, Z) = \sum_{j=1,2} \left[\sum_{kj} \hat{K} \varphi \Big|_{U_{kj}} \right], \quad (4)$$

где U_{kj} - карта канонического атласа, относящаяся к атласу одного из подмножеств $\Gamma_j(\vec{p}_j, \vec{q}_j)$; $j=1,2$ и покрывающая некоторую окрестность исследуемой точки $\{X, Y, Z\}$; $\vec{q} = (X, Y, Z)$, $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ - соответственно, пространственные декартовы координаты и координаты сопряженного импульсного пространства – нормированные компоненты волнового вектора. При этом мы считаем, что подмножество с индексом 1 соответствует лучевой конгруэнции падающей на ионосферный слой волны, а с индексом 2 – волны, возникающей в волноводном канале вследствие эффекта подбарьерного просачивания. В отличие от [6,7] мы не рассматриваем для подмножества $\Gamma_2(\vec{p}_2, \vec{q}_2)$ ту часть лучевой конгруэнции, которая соответствует

эффекту надбарьерного отражения, поскольку данная волна не удерживается в волноводном канале. Суммирование по kj ведется по всем картам, покрывающим заданную точку, а суммирование по j учитывает вклад решений на картах как подмногообразия $\Gamma_1(\vec{p}_1, \vec{q}_1)$, так и подмногообразия $\Gamma_2(\vec{p}_2, \vec{q}_2)$.

На каждой канонической карте U_{kj}

$$\hat{K}\varphi|_{U_{kj}} = \tilde{F}_{\vec{p}_1 \rightarrow \vec{q}_1}^{1/h} \left[\exp\left(ih^{-1}S_I(\vec{p}_1, \vec{q}_1)\right) \mu_I^{1/2} D_I(\vec{p}_1, \vec{q}_1) \varphi(\vec{p}_1, \vec{q}_1) \right]_{U_{kj}} \exp\left(-i\frac{\pi}{2} \text{Ind } l|_{U_{kj}}\right). \quad (5)$$

Здесь $\tilde{F}_{\vec{p}_1 \rightarrow \vec{q}_1}^{1/h}$ - обратное $1/h$ -преобразование Фурье по указанным импульсным переменным особой карты, $S_I(\vec{p}_1, \vec{q}_1)$ - модифицированная фазовая функция и μ_I - плотность меры на карте с координатами $\{\vec{p}_1, \vec{q}_1\}$, $I \cup \bar{I} = \{1, 2, 3\}$ (в качестве таковой удобно взять величину $\mu_I = \frac{1}{|J_{\vec{p}_1, \vec{q}_1}|}$), $\text{Ind } l|_{U_{kj}}$ - индекс Маслова-Арнольда, вычисленный

на $\Gamma(\vec{p}, \vec{q})$ для карты U_{kj} [4,5]. Для неособой канонической карты U_{kj} форма асимптотического решения (5) не содержит преобразования Фурье, а представляет лишь осциллирующее ядро, выделенное в (5) квадратными скобками; канонические переменные содержат только компоненты $\vec{q} = (X, Y, Z)$. Пример численной реализации построений решений вида (4), (5) для задач ионосферного распространения коротких радиоволн имеется в [13].

Эффект дифракционного возбуждения межслоевого волноводного канала обусловлен тем, что дифракционная волна подбарьерного просачивания формируется выше уровня критического отражения (на высоте, превышающей уровень критического отражения на величину порядка Δ), имея при этом угловой спектр, соответствующий условию захвата в волноводный канал. Как видно из рисунка 2 (см. также [6,7]), соответствующая конгруэнция лучей связана с точками максимальной высоты лучевых траекторий, соответствующих той части падающей волны, которая отражается от слоя E. При этом в точках отражения лучей подмногообразии $\Gamma_1(\vec{p}_1, \vec{q}_1)$ не имеет особых (фокальных) точек. Также в точках «генерации» дифракционных лучей подмногообразия $\Gamma_2(\vec{p}_2, \vec{q}_2)$ также не имеет фокальных точек. В результате для нормировки решения на подмногообразии $\Gamma_2(\vec{p}_2, \vec{q}_2)$, то есть связи его с решением на $\Gamma_1(\vec{p}_1, \vec{q}_1)$ достаточно использовать только неособые карты и задать амплитудную функцию $\varphi|_{U_{k2}}$ в (5), связав ее с амплитудной функцией $\varphi|_{U_{k1}}$ соотношением (см. [6,7]):

$$\varphi|_{U_{k2}, h=h_{start}} = T \exp\left(\frac{i\pi}{2}\right) \sqrt{\frac{|J_{\vec{q}}|_{h=h_{start}}}{|J_{\vec{q}}|_{h=h_{ref}}}} \varphi|_{U_{k1}, h=h_{ref}}. \quad (6)$$

Здесь h_{start} - высота над поверхностью Земли «начала» лучевой траектории из лучевого семейства для волны подбарьерного просачивания, связанной с порождающей ее лучевой траекторией, имеющей максимальную высоту h_{ref} из лучевого семейства падающей на слой волны. Заметим, что в нормировке (6) можно учесть несимметричность высотного профиля плазменного слоя E, если воспользоваться тем фактом, что для точки «старта» лучей $\Gamma_2(\vec{p}_2, \vec{q}_2)$ должно выполняться условие:

$$H(\vec{p}, \vec{q})|_{\Gamma_2} = \vec{p}^2 - n^2(\vec{q}) = 0, \quad (7)$$

что дает возможность скорректировать величину h_{start} . Тогда в (2) следует использовать

$$\Delta = \frac{1}{2} (h_{start} - h_{ref}) \frac{(h_{ref} + R)}{R}.$$

В силу (2) возбуждение волны подбарьерного просачивания в волноводном канале ограничено сильной (экспоненциальной) зависимостью коэффициента прохождения от параметра $\delta = \frac{\pi k \beta \Delta^2}{4}$, то есть от квадрата расстояния от максимума слоя до уровня возбуждения волновой моды в канале. Так для условий, соответствующим рисунку 2, в соответствии с оценками (2), (3), при $\Delta = 1 \text{ км}$ ослабление волны, попадающей в волноводный канал по отношению к возбуждающей ее волне, составляет около 20 Дб, а при $\Delta = 3 \text{ км}$ - уже 200 Дб. Поэтому структура волнового поля в канале будет определяться не только геометрией областей фокусировки, но и сильной неоднородностью амплитудного распределения по «лучам» для подмногобразия Γ_2 . По этой причине на первой либрации лучей в волноводном канале фокальная структура типа A_3 не образуется (прямые вычисление амплитуды волнового поля непосредственно в центральной части фокальной области A_3 дают значение ослабления волны более 160 Дб), а возникает одно из сечений особенности B_4 с относительно небольшим усиление поля на верхней ветви первого (от области возбуждения канала) каустического острия. Аналогичное пространственное распределение возникает и на последующих либрациях лучей: области максимальной интенсивности локализуются на условных «стенках» волноводного канала (на рисунке 2 отмечены пунктиром).

Учитывая факт сильного ослабления волны просачивания с увеличением расстояния от точки вершины лучевой траектории, соответствующей падающей волне, до уровня максимума электронной плотности слоя E, можно сделать вывод, что наиболее эффективно волновой канал возбуждают волны, отражающие максимально близко к критическому уровню. Однако такие волны имеют сильное (но не экспоненциальное) ослабление, обусловленное расходимостью той части лучевого семейства, которая соответствует этим волнам. По данным численного моделирования, существует довольно узкий диапазон углов излучения (порядка 0.1 град), больших на такую же величину угла излучения, отвечающего критическому лучу (для слоя E), где эффект дифракционного возбуждения волноводного канала наиболее выражен.

Выводы

Представленный материал позволяет сделать вывод, что возбуждение межслоевого ионосферного канала для волн КВ диапазона возможно путем формирования поля высокой интенсивности для направления излучения, соответствующего критическому отражению волн. При этом основным механизмом возбуждения становится эффект подбарьерного просачивания волны на уровень высот формирования такого канала.

Применение метода канонического оператора Маслова позволяет промоделировать детали сложного пространственного распределения волнового поля в канале. В частности, можно не только «проследить» эволюцию структуры волнового поля с ростом расстояния, но также учесть взаимодействие механизмов градиентного и дифракционного возбуждения волноводного канала, а также оценить эффект «деградации» поля в канале за счет вторичного просачивания и ухода из канала волны.

Литература

1. Палкин Е.А., Петрович А.А. Асимптотические представления решения задачи о структуре волнового поля при падении плоской волны на полупрозрачный неоднородный плазменный слой (модельная задача). //Радиотехника и электроника. 2021. Т.66. №1. С.18-26.
2. Палкин Е.А., Петрович А.А. Расчет коэффициентов отражения и прохождения плоской волны для параболического ионосферного слоя на основе асимптотик точного решения. //II Всероссийская научная конференция «Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции» - «Муром 2018». Материалы конференции, Муром, 26 - 28 июня 2018 г. Секция 1. Теоретические и прикладные вопросы распространения и дифракции волн. С. 54 – 61.
3. Palkin E.A., Petrovich A.A. Diffraction-beam theory of HF radio waves propagation in the description of ionospheric layers translucency effect. //Proceedings of 2019 Russian Open Conference on Radio Wave Propagation (RWP), 2019, Vol.1, P. 500 – 503. (DOI: [10.1109/RWP.2019.8810399](https://doi.org/10.1109/RWP.2019.8810399)).
4. Маслов В.П. Теория возмущений и асимптотические методы. – М.: изд. МГУ, 1965. – 553 с.
5. Мищенко А.С., Стернин Б.Ю., Шаталов В.Е. Лагранжевы многообразия и метод канонического оператора. – М.: Наука, 1978. – 352 с.
6. Палкин Е.А., Петрович А.А. Канонический оператор Маслова в задаче о падении электромагнитной волны на полупрозрачный плазменный слой. //Всероссийская научная открытая конференция «Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции радиоволн» - «Муром 2021». Материалы конференции, Муром, 25 - 27 мая 2021 г. / Муром, Вл.ГУ, 2021. С.38-44 (ISSN 2304 – 029 (CD-ROM)).
7. Палкин Е.А., Петрович А.А. Канонический оператор на связанных многообразиях как асимптотическое решение задачи о критическом отражении цилиндрической волны от неоднородного плазменного слоя // 8-я Всероссийская микроволновая конференция. Материалы конференции. 23-25 ноября, Москва, ИРЭ РАН/ 2022, IEEE, (DOI: [10.1109/RMC55984.2022.10079563](https://doi.org/10.1109/RMC55984.2022.10079563)).
8. Ching V.K., Chiu Y.T. A phenomenological model of global ionospheric electron density in the E, F1- and F2-region. // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics., – 1975. – V. 33. – P. 1615-1630.
9. Bilitza, D. International Reference Ionosphere. // Radio Sci. – 2001, – V. 36. – No. 42. – P. 261–275.
10. Ипатов Е.Б., Палкин Е.А., Чивилёв В.И., Ипатов Д.Е. Моделирование характеристик радиосигналов на ионосферных трассах. //Нелинейный мир, 2013, т.11, N1, С.3-15.
11. Ипатов Е.Б., Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А., Растягаев Д.В. Методы моделирования распространения электромагнитных волн в ионосфере с учетом распределений электронной концентрации и магнитного поля Земли. //Радиотехника и электроника, 2014, т.59, N12, С.1180-1187.
12. Растягаев Д. В., Палкин Е. А., Лукин Д. С., Крюковский А. С., Ипатов Е. Б. Применение дифракционно-лучевой теории к задачам распространения электромагнитных волн в ионосферной плазме. //Известия ВУЗов. Радиофизика, 2021, т.64, N8-9, С.590-602 (ID: 48207265, ISSN: 0021-3462 DOI:10.52452/00213462_2021_64_08_590).

13. Ipatov E.B., Lukin D.S. and Palkin E.A. Maslov canonical operator in problems of numerical simulation of diffraction and propagation of waves in inhomogeneous media./Soviet journal of numerical analysis and mathematical modelling. VNU Sciencepress BV. 1990, V.5, N6, 465 – 488.