

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.6.12>

УДК: 537.877

ВЛИЯНИЕ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕГО ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ТОКА НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДЕКАМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН

В.М. Краснов, Ю.В. Кулешов

Военно-космическая академия им. А. Ф. Можайского
197198, Санкт-Петербург, ул. Ждановская, 13

Статья поступила в редакцию 17 марта 2025 г.

Аннотация. Учет в уравнениях Максвелла осциллирующего поляризационного тока показывает, что вектор Пойнтинга строго направлен вдоль направления нормали к фронту волны, и траектории лучей подчиняются закону Снеллиуса. Выражения для диэлектрической проницаемости обуславливают асимметрию восходящих и нисходящих участков траектории лучей относительно точки отражения в зависимости от их ориентации относительно силовой линии магнитного поля. Проводимость среды, обусловленная осциллирующим поляризационным током, возрастает при увеличении угла между направлением луча и вектором геомагнитного поля, что может существенно повлиять на диаграмму направленности излучения радиоволны.

Ключевые слова: радиоволны КВ диапазона, ионосфера, осциллирующий поляризационный ток, диэлектрическая проницаемость, проводимость.

Автор для переписки: Краснов Валерий Михайлович, vmkrasnov@yandex.ru

Введение

Анализ взаимодействия поля радиоволны с замагниченной ионосферной плазмой показал [1-3], что в случае учета движения одновременно как электронов, так и ионов в плазме возникает осциллирующий поляризационный ток, приводящий к поглощению радиоволн. При этом для радиоволн ОНЧ диапазона, распространяющихся вдоль магнитносиловой линии показано, что этот ток определяет «полосу прозрачности» ионосферы в зависимости от угла между направлением магнитного поля и волновым вектором [3]. Целью настоящей работы является: определить влияние осциллирующего поляризационного тока на распространение декаметровых (КВ) радиоволн.

1. Выражения, учитывающие влияние осциллирующего поляризационного тока на распространение КВ

Лучевая трактовка поля декаметровых радиоволн возникла при переходе от волновых решений уравнений Максвелла к решениям в приближении геометрической оптики, например [4-5]. При этом по определению, направление луча в ионосфере связывают с направлением вектора потока энергии $\vec{S}$ (вектор Пойнтинга). Вектор $\vec{S}$ вычисляется непосредственно из решений волновых уравнений. Рассмотрим детально приближения, принятые на сегодняшний день, при выводе выражений, определяющих траекторию лучей. Исторически в литературе приводятся два пути решения задачи (например, [4-5]). В обоих случаях, в качестве исходного используется уравнение движения не учитывающее влияние переменного электрического поля радиоволны на движение ионов, и принимается во внимание только движение электронов. В первом случае [4] рассматривается распространение плоской монохроматической радиоволны с волновым вектором $\vec{k}$ в среде без учета проводимости, фронт которой расположен в плоскости xu . Направление распространения волны ($\vec{k}$) – вдоль оси z , а вектор магнитного поля Земли $\vec{B}_0$ находится в плоскости uz и составляет угол α с осью z (рис. 1).

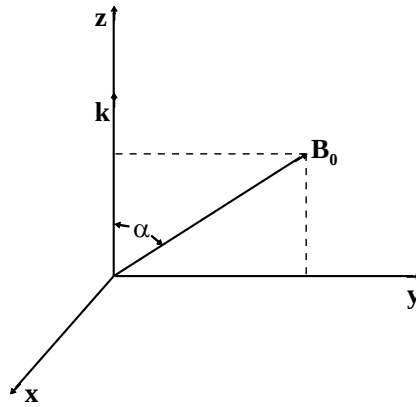


Рис. 1. Геометрия задачи.

Считается, что составляющие магнитного поля $\vec{H}$ волны находятся в плоскости xy и не зависят от этих координат. Для выбранных начальных условий задачи имеем: вектор тока $\vec{J}=0$, $\frac{\partial H_y}{\partial x}=0$, $\frac{\partial H_x}{\partial y}=0$, а уравнение

Максвелла $\text{rot} \vec{H} = \frac{1}{c_0} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c_0} \vec{J}$ принимает вид

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{1}{c_0} \frac{\partial D_z}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

где c_0 – скорость распространения волны в вакууме, D_z – составляющая вектора электрической индукции вдоль оси z .

Из (1) следует, что $D_z = 0$. С другой стороны, по определению

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi \vec{P}, \quad (2)$$

где $\vec{E}$ – вектор напряженности электрического поля падающей волны, $\vec{P}$ – вектор поляризации.

Из (2) с учетом (1) следует: $D_z = E_z + 4\pi P_z = 0$. При этом возможно два решения: 1) $E_z = 0$, $P_z = 0$ и 2) $E_z = -4\pi P_z$. Из второго решения можно предположить, что $P_z \neq 0$ и $E_z \neq 0$. В [4] считается справедливым второе решение. В результате появляется дополнительная составляющая электрического поля E_z вдоль направления распространения волны (вдоль оси z); и в связи с этим вектор $\vec{S}$ оказывается наклоненным относительно волновой нормали. Из этого очевидно, что неравенство $E_z \neq 0$ должно

приводить и к дополнительному граничному условию при падении плоской волны на плазменный слой, так как изначально ставилась задача существования вектора $\vec{E}$ только в плоскости xy .

В [5] при той же самой геометрии задачи (рис. 1) изначально предполагается, что и $\vec{D}$ и $\vec{E}$ связаны между собой линейной зависимостью: $D_i = \varepsilon_{ik} E_k, i, k = 1, 2, 3$. Далее получают условие $D_z = \varepsilon_{ik} E_k = 0$, из которого

$$\varepsilon_{zx} E_x + \varepsilon_{zy} E_y + \varepsilon_{zz} E_z = 0 \quad \text{и} \quad E_z = \frac{\varepsilon_{zx} E_x + \varepsilon_{zy} E_y}{\varepsilon_{zz}}.$$

Таким образом, изначально

считается, что в замагниченной ионосферной плазме распространяется волна, имеющая все три компоненты электрического поля, и результирующий вектор электрического поля не является перпендикулярным направлению распространения радиоволны вдоль оси z . При этом в обоих случаях [4,5] при выводе выражения для диэлектрической проницаемости (ε) (коэффициента преломления n) приходят к одному и тому же выражению Appleton-Lassen-Hartree

$$\varepsilon = n^2 = 1 - \frac{2w(1-w)}{2(1-w) - u \sin^2 \alpha \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u(1-w)^2 \cos^2 \alpha}}, \quad (3)$$

где знак «+» – принят для обыкновенной волны (О – волна), знак «-» – для необыкновенной волны (Х – волна), $w = \frac{4\pi N e^2}{m \omega^2}$, e – заряд электрона, m – масса, N – число электронов в единице объема, ω – угловая частота радиоволны, $u = \Omega^2 / \omega^2$, $\Omega = 2\pi f_H = |e| B_0 / m$ – гирочастота электронов (принимается положительной).

На основе данных решений разработаны различные методы построения траектории радиолуча. Например, Дэвис [6], при расчете траекторий использовал правила Бреммера и показал, что в случае распространения плоской радиоволны в однородном слое в присутствии геомагнитного поля: «энергия течет в плоскости, содержащей магнитное поле и направление распространения фазы.... Поэтому для нахождения направления луча нельзя

непосредственно использовать закон Снеллиуса, так как показатель преломления является сложной функцией угла преломления, и закон Снеллиуса применяется к волновой нормали, а не к направлению луча.». В результате, при вертикальном падении волн на ионосферу точки отражения обыкновенной и необыкновенной радиоволн могут быть сдвинутыми по горизонтали в направлении север-юг (например, рис. 2а), а при наклонном распространении обыкновенная радиоволна в области точки отражения может иметь петлеобразные участки траектории (например, рис. 2б).

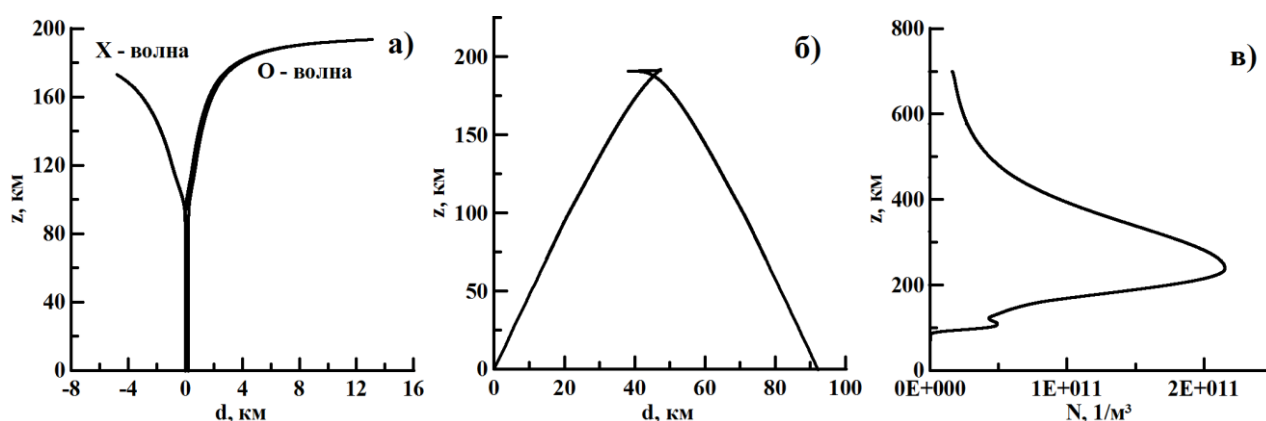


Рис. 2. Примеры геометрии траекторий радиоволн с частотой 3.59 МГц: а) при вертикальном падении радиоволны на ионосферу, и б) при наклонном падении обыкновенной радиоволны на ионосферу; в) профиль концентрации электронов, использованный для расчетов.

Из рис. 2а видно, что при вертикальном зондировании обыкновенная волна отразилась от высоты 194 км, а точка отражения отклонилась к северу от вертикали на 13 км; необыкновенная волна отразилась от высоты 173 км, и точка отражения отклонилась к югу от вертикали на 5 км (расчеты профиля концентрации электронов ионосферы проведены по программе IRI2020 для координат 50.64 СШ, 13.6 ВД и времени 12.03.2011, 7.25LT).

Вместе с тем учет влияния переменного электрического поля одновременно на движение электронов и ионов в присутствии магнитного поля Земли $\vec{B}_0$ обуславливает появление осциллирующего поляризационного тока J_{os} [1-3]. В результате уравнение Максвелла принимает вид

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{1}{c_0} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c_0} \vec{J}_{os}. \text{ Соответственно для плоской электромагнитной волны и}$$

геометрии задачи, представленной на рис. 1, проекция векторов этого уравнения на ось z сводится к выражению: $\frac{\partial D_z}{\partial t} = 4\pi J_{osz}$. С учетом (2) и начального условия $E_z = 0$ имеем

$$\frac{\partial P_z}{\partial t} = -J_{osz}. \quad (5)$$

Таким образом, решение (5), в отличие от предыдущих, не потребовало выполнения условия $E_z \neq 0$, и для геометрии задачи, показанной на рис. 1, вектор потока энергии определяется выражением

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E}\vec{H}] = \vec{k} \frac{c}{4\pi} (E_x H_y + E_y H_x) = \vec{k} S_z.$$

Из него следует, что $\vec{S}$ направлен вдоль оси z , совпадающей с направлением волновой нормали, и для рассмотренных условий поток энергии не «течет в плоскости, содержащей магнитное поле и направление распространения фазы».

В [3] с учетом решения (5) показано, что в случае распространения радиоволн вдоль оси z с электрическими векторами $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$, вращающимися в противоположных направлениях в плоскости xu и имеющими составляющие

$$E_x = E_1 \sin(\omega t - k_1 z) - E_2 \sin(\omega t - k_2 z) = E_{x1} - E_{x2}, \quad (6)$$

$$E_y = E_1 \cos(\omega t - k_1 z) + E_2 \cos(\omega t - k_2 z) = E_{y1} + E_{y2}, \quad (7)$$

выражение для диэлектрической проницаемости замагниченной плазмы для волны $\vec{E}_1$ имеет вид

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_0^2}{(\omega^2 - \Omega_e^2)} \left(1 + \frac{\Omega_e}{\omega} \cos \alpha \right), \quad (8)$$

а для $\vec{E}_2$

$$\varepsilon_2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{(\omega^2 - \Omega_e^2)} \left(1 - \frac{\Omega_e}{\omega} \cos \alpha \right), \quad (9)$$

где E_1, E_2 – амплитуды волн, $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ – волновые векторы, направленные вдоль оси z , ω – угловая частота радиоволны, $\omega_0^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m}$ – плазменная частота, Ω_e – гирочастота электрона со знаком минус.

Видно, что формулы (8) и (9) отличаются между собой только знаком перед слагаемым $\frac{\Omega_e}{\omega} \cos \alpha$, где угол α определяет направление распространения волнового вектора $\vec{k}$ относительно вектора $\vec{B}_0$. Очевидно, что при изменении направления распространения волны на 180° знак $\cos \alpha$ изменится на противоположный, и формулы для расчета диэлектрической проницаемости для волн $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ «поменяются местами». В отличие от этого в формуле (3) члены с тригонометрическими функциями при изменении направления распространения волны на 180° знаки не меняют. Изменений величины диэлектрической проницаемости не произойдет.

При $\alpha=0$ и $\frac{\Omega_e}{\omega} \ll 1$ формулы (3), (8) и (9) принимают один и тот же вид

$$\varepsilon \approx 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \text{ (случай пренебрежения влиянием геомагнитного поля).}$$

Совпадение направления луча и волновой нормали позволяет непосредственно использовать закон Снеллиуса для определения траектории луча при распространении радиоволн через плоскослоистую среду

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (10)$$

где падающий и преломленный лучи на границе раздела двух слоев с коэффициентами преломления n_1 и n_2 лежат в одной плоскости с нормалью к преломляющей поверхности в точке падения; θ_1 угол падения волны на слой, θ_2 – угол преломления; углы определяются относительно нормали к поверхности. Из (10) непосредственно следует, что при вертикальном распространении радиоволн в ионосфере ($\theta_1=0$) отклонение лучей от вертикали не произойдет. При этом расчеты по формулам (8), (9) для случая на

рис. 2а, показывают, что обе волны распространяются вертикально вверх. Волна $\vec{E}_1$ отражается от высоты 171 км, а волна $\vec{E}_2$ – от высоты 220 км. Таким образом, задержка радиоволн в ионосфере определяется только высотой отражения радиоволны и не происходит отклонения лучей вдоль линии геомагнитного поля, а при расчетах для наклонных трасс не наблюдаются траектории радиоволн с петлеобразными участками. Для примера, на рис. 3а представлены результаты расчета траектории радиоволны по формуле (8) для случая на рис. 2б.

Видно, что траектория не имеет петлеобразного участка и наблюдается существенная асимметрия: восходящая траектория луча является более пологой (распространяется под большим зенитным углом θ), чем нисходящая.

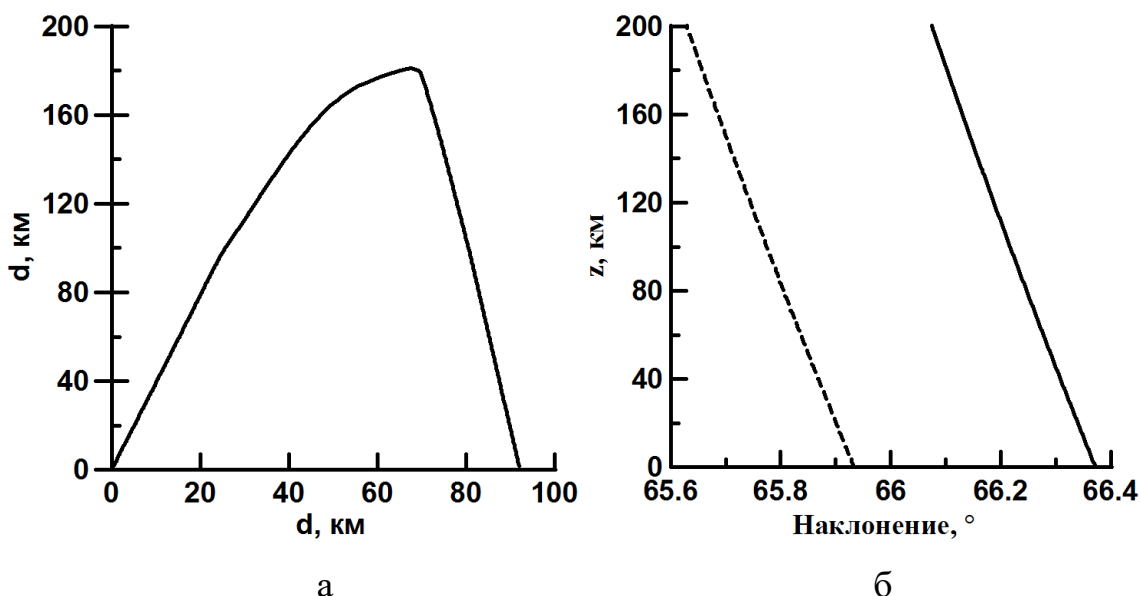


Рис. 3. а) Результаты расчета траектории распространения радиоволн частотой 3.59 МГц по формуле (8). б) Зависимость наклонения геомагнитного поля для координат передатчика (сплошная линия) и приемника (штриховая линия).

Для объяснения асимметрии траектории рассмотрим профили наклонения магнитного поля для координат передатчика (50.64 СШ, 13.6 ВД) и приемника (50.04083 СШ, 14.475833 ВД) – рис. 3б. Видно, что оба профиля являются приблизительно линейными функциями высоты и параллельны друг другу, при этом в районе передатчика наклонение геомагнитного поля больше, чем в районе приемника, и вектор $\vec{B}_0$ в обоих случаях направлен вниз, в сторону к земной поверхности. Учитывая, что угол α определяется углом между

волновым вектором $\vec{k}$, и силовой линией магнитного поля $\vec{B}_0$, то на восходящей траектории луча величина α оказывается большей, чем на нисходящем участке. Соответственно слагаемое в (8): $\frac{\Omega_e}{\omega} \cos \alpha$ принимает меньшую величину на восходящем участке по сравнению с нисходящим. По этой причине в рассмотренном примере наибольшие изменения диэлектрической проницаемости по формуле (8) и соответственно коэффициента преломления происходят на нисходящем участке траектории.

В [3] с учетом осциллирующего поляризационного тока найдены формулы, описывающие проводимость плазмы для случая распространения радиоволн вдоль оси z с электрическими векторами $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$, вращающимися в противоположных направлениях в плоскости xu :

- проводимость σ_y для обеих волн вдоль оси y

$$\frac{4\pi\sigma_y}{\omega} = \frac{\omega_0^2}{(\omega^2 - \Omega_e^2)} \frac{\Omega_e^2}{\omega^2} \sin^2 \alpha, \quad (11)$$

- проводимость σ_{z1} вдоль оси z для волны $\vec{E}_1$

$$\frac{4\pi\sigma_{z1}}{\omega} = \left| \frac{\omega_0^2 \Omega_e}{\omega(\omega^2 - \Omega_e^2)} \left(1 + \frac{\Omega_e}{\omega} \cos \alpha \right) \right| \sin \alpha, \quad (12)$$

- проводимость σ_{z2} вдоль оси z для волны $\vec{E}_2$

$$\frac{4\pi\sigma_{z2}}{\omega} = \left| \frac{\omega_0^2 \Omega_e}{\omega(\omega^2 - \Omega_e^2)} \left(1 - \frac{\Omega_e}{\omega} \cos \alpha \right) \right| \sin \alpha. \quad (13)$$

Суммарная проводимость плазмы вдоль направления тока $\vec{J}_{os}$ определяется:

для $\vec{E}_1$ выражением $\frac{4\pi\sigma_1}{\omega} = \sqrt{\left(\frac{4\pi\sigma_y}{\omega} \right)^2 + \left(\frac{4\pi\sigma_{z1}}{\omega} \right)^2}$, а для $\vec{E}_2$ –

$$\frac{4\pi\sigma_2}{\omega} = \sqrt{\left(\frac{4\pi\sigma_y}{\omega} \right)^2 + \left(\frac{4\pi\sigma_{z2}}{\omega} \right)^2}.$$

Из (11-13) следует, что для КВ диапазона (также, как и для ОНЧ [3]) проводимость плазмы равна нулю, если радиоволна распространяется вдоль линии геомагнитного поля, когда угол $\alpha=0^\circ$ или $\alpha=180^\circ$. Это объясняет экспериментальный факт более эффективной работы нагревных стенов при ориентации диаграммы направленности антенны вдоль линии геомагнитного поля (например, [8]).

Для качественной оценки величины полосы «прозрачности ионосферы» по углу α для КВ рассмотрим конкретные условия проведения экспериментов при работе нагревного стенов в Тромсе: 1) 6 ноября 2010 г. и 2) 4 марта 2011 г. (www.eiscat.se). Нагрев ионосферы в обоих случаях осуществлялся необыкновенной радиоволной на частоте $f = 4.544$ МГц при излучаемой энергии передатчика 80 кВт. Диаграмма направленности антенны была ориентирована вдоль магнитно-силовой линии в направлении противоположном вектору магнитного поля $\vec{B}_0$, так что угол между векторами $\vec{k}$ и $\vec{B}_0$ был близким к величине $\alpha=180^\circ$. В первом случае нагрев ионосферы привел к значительным возмущениям концентрации электронов, а во втором – возмущений концентрации электронов не наблюдалось (рис. 4, данные радара некогерентного рассеяния).

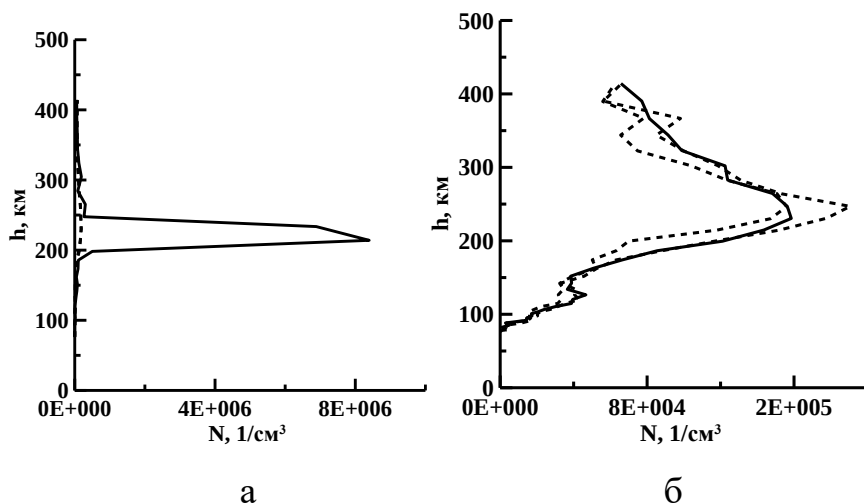


Рис. 4. Профили концентрации электронов (а) 6 ноября 2010 г. в момент до нагрева 13:47:15, в момент нагрева 13:52:15 и момент после нагрева 14:01:45. (б) 4 марта 2011 г. в момент до нагрева 14:32:45, в момент нагрева 14:39:45 и момент после нагрева 14:46:45. Сплошные линии – в момент нагрева, штриховые – фоновые значения.

Диаграмма направленности антенны нагревного стенда зависит от частоты, и ее ширина может составлять величину $20-30^\circ$. В пределах этих углов проведены расчеты полосы прозрачности ионосферы для высот: 80 км, 160 км, 200 км (высота максимума возмущения концентрации электронов 6 ноября 2010 г. при работе нагревного стенда) и 230 км. Результаты расчета представлены на рис. 5.

Видно, что при входе в ионосферу в обоих случаях проводимость имеет малые значения и изменяется с увеличением угла примерно по одинаковому закону; т.е. в обоих случаях полоса прозрачности по углу α для радиоволн одинаковая. На высоте 160 км проводимость ионосферы для всех углов в первом случае примерно в три раза меньше, чем во втором; т.е. во втором случае из-за осциллирующего поляризационного тока следует ожидать значительного большего поглощения радиоволн, чем в первом; полоса прозрачности для второго случая значительно меньше.

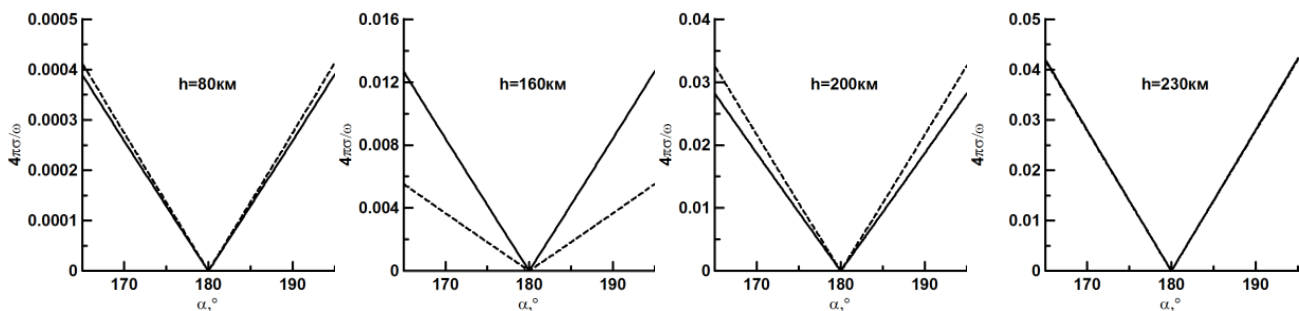


Рис. 5. Зависимость проводимости ионосферы $\frac{4\pi\sigma}{\omega}$ от угла α для различных высот при работе нагревного стенда 6.11.2010 г. (штриховая линия) и 4.03.2011 г. (сплошная линия).

На высотах 200 и 220 км полосы прозрачности по углу α для радиоволн в обоих случаях примерно одинаковые. Интересно отметить, что величины проводимости для КВ, приведенные на рис. 5, на несколько порядков меньше величин проводимости, возникающих из-за осциллирующего поляризационного тока в ОНЧ-диапазоне [3].

Заключение

Распространение КВ в ионосфере происходит в присутствии геомагнитного поля, что неминуемо приводит к возникновению осциллирующего поляризационного тока. В свою очередь учет в уравнениях Максвелла осциллирующего поляризационного тока показывает, что вектор Пойнтинга (поток энергии волны) строго направлен вдоль направления нормали к фронту волны, т.е. траектории лучей подчиняются закону Снеллиуса. Это исключает влияние геомагнитного поля на искривление траекторий при вертикальном распространении радиоволн и к петлеобразным участкам траектории при наклонном распространении. При этом выражения для диэлектрической проницаемости, выведенные с учетом осциллирующего поляризационного тока, обуславливают асимметрию восходящих и нисходящих участков траектории лучей в зависимости от их ориентации относительно силовой линии магнитного поля.

Проводимость среды для КВ, обусловленная осциллирующим поляризационным током, также, как и для ОНЧ – радиоволн [3], распространяющихся вдоль силовой линии магнитного поля Земли, равна нулю. При этом проводимость среды резко возрастает (практически, по линейному закону) при увеличении угла между направлением луча и вектором геомагнитного поля, что может существенно повлиять на диаграмму направленности излучения радиоволны.

Литература

1. Krasnov V.M. Propagation of radiowaves at frequencies below than electron gyro-frequency from the earth surface to the higher atmosphere. In a book Solar Physics Research Trends. Nova Science Publishers. Washington. 2008. P. 381-399.
2. Krasnov V.M., Kuleshov Yu.V., Koristin A.A., Drobzheva Ya.V. Influence of the geomagnetic field on absorption of radiowaves // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2021. Vol. 227(11): 105806. P.1-9. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2021.105806>
3. Краснов В.М., Кулешов Ю.В., Готюр И.А., Дробжева Я.В. Влияние осциллирующего поляризационного тока на поглощение ОНЧ-радиоволн, распространяющихся вдоль линии геомагнитного поля // Журнал радиоэлектроники. – 2023. – №. 10. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.10.5>
4. Budden K.G. Radio waves in the ionosphere. – Cambridge. At the university press, 1961. 562 p.
5. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – Москва, Физматгиз, 1960. – 550 с.
6. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. – Москва: Мир, 1973. – 504 с.
7. Благовещенская Н.Ф., Борисова Т.Д., Калишин А.С., Каяткин В.Н., Йоман Т.К., Хагтстрем И. Сравнение эффектов воздействия мощных КВ радиоволн обыкновенной (О-мода) и необыкновенной (Х-мода) поляризации на высокоширотную F-область ионосферы // Космические исследования. 2018, том 56, № 1, с. 17–32. <https://doi.org/10.7868/S002342061801003X>

Для цитирования:

Краснов В.М., Кулешов Ю.В. Влияние осциллирующего поляризационного тока на распространение декаметровых радиоволн // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – № 6. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.6.12>