

УДК 537.874.32

ФАРАДЕЕВСКОЕ ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СИГНАЛА НАДГОРИЗОНТНЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЙ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЧАСТОТ

А. В. Мошков, В. Н. Пожидаев

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
125009, Москва, ул. Моховая, 11-7

Статья поступила в редакцию 12 марта 2018 г.

Аннотация. Проведены численные расчеты максимально возможных величин фарадеевского угла вращения плоскости поляризации УВЧ сигналов надгоризонтных РЛС на трассах длиной до 2000 км. Расчеты велись на основе максимально приближенной к реальности модели геомагнитного поля IGRF-12. В качестве возможного местоположения гипотетической РЛС были выбраны две точки: вблизи Атлантической и Восточно-Сибирской магнитных аномалий. Показано, что величина угла вращения сильно зависит от географического положения и характеристик трассы, меняясь от $\sim 10^\circ$ в верхней части частотного диапазона до практически 180° в его нижней части.

Ключевые слова: ионосфера, вращение плоскости поляризации, геомагнитные аномалии.

Abstract. Over-horizon ground-based radars in UHF range are widely used for the atmosphere condition and near-earth space monitoring, the moving objects control in the atmosphere, in the meteorology observations and so on. The modern radars, as a rule, are employing widely the polarization descriptions of a signal to get the required information. The range increasing up to several thousand kilometers for such radars leads inevitably to the fact that the part of a signal route will be inside the Earth ionosphere. Even if one can consider that this part of a route is not affected by the sizeable heterogeneity of a media (the ionosphere is practically transparent for the 0.3...2 GHz frequency range) the polarization of a signal is influenced by the Faraday's effect. For example, the on-board SAR signal processing in L and P

wavelength ranges requires to employ the specially designed algorithms. The task of this article is to calculate the possible values of a Faraday's rotation angle for polarization plane of a signal in case of a long-range over-horizontal radar in UHF. The calculations have been carried out for the different geographic conditions and signal propagation directions. Moreover, the geomagnetic field values during the calculations have been extracted from the generally accepted model IGRF-12 (epoch 2015). This model usage permits to estimate the accuracy of Faraday's angle calculations as sufficiently high. It is shown that maximum polarization rotation angle value is varied in relatively wide range from $\sim 10^\circ$ up to nearly 180° over UHF frequency range. The angle value strongly depends on proximity of global geomagnetic field anomalies.

Key words: Earth's ionosphere, geomagnetic field, Faraday's effect, radar signals polarization numerical calculation.

1. Введение

Надгоризонтные наземные радиолокационные станции (РЛС) диапазона ультравысоких частот (УВЧ) широко используются для мониторинга состояния атмосферы и околоземного космического пространства, контроля движущихся объектов в атмосфере, в метеорологии, и т.п. Современные РЛС, как правило, активно используют поляризационные характеристики сигнала для получения нужной информации (смотри, напр., [1-3]). Увеличение дальности таких РЛС до нескольких тысяч километров неизбежно приводит к тому, что часть трассы сигнала проходит через ионосферу Земли. Даже если считать, что на таком участке трассы отсутствуют значительные неоднородности среды (в рассматриваемом диапазоне $0,3 \dots 2$ ГГц ионосфера практически прозрачна), поляризация сигнала испытывает влияние эффекта Фарадея [4]. Например, обработка сигналов бортовых радиолокаторов с синтезированной апертурой L и P диапазонов длин волн требует применения специально разработанных алгоритмов [5].

Целью данной работы является проведение расчетов возможных значений угла фарадеевского вращения плоскости поляризации сигналов дальней надгоризонтной РЛС УВЧ диапазона. Расчеты проводятся для различных географических условий и направлений распространения сигнала, причем, для расчетов величины геомагнитного поля используется общепринятая модель IGRF-12 (эпоха 2015 г.) [6]. Использование этой модели позволяет оценить точность расчета фарадеевского угла как достаточно высокую.

2. Основные соотношения

Ионосфера Земли представляет собой частично ионизированную квазинейтральную среду. Нижняя граница ионосферы условно расположена на высотах 50...80 км (в зависимости от времени суток). Верхняя граница четко не определена. Обычно считают, что условная верхняя граница ионосферы располагается в области высот, где плотность ионов водорода начинает превышать плотность ионов кислорода (высоты ~1000 км). Концентрация свободных электронов N_e экспоненциально спадает с высотой, и ионосфера переходит в часть магнитосферы, называемую плазмосферой. Величина N_e (везде ниже, если не оговорено особо, измеряется в см^{-3}) распределена в ионосфере с высотой крайне неравномерно и имеет глобальный максимум в так называемом слое F_2 . В целом зависимость («профиль») N_e от высоты h над поверхностью земли определяется рядом гелио- и геофизических факторов (местоположение, сезон, время суток, величина солнечной активности – см., например, [4,7,8]).

С точки зрения распространения радиоволн ионосфера представляет собой неоднородную анизотропную среду. Анизотропия определяется наличием постоянного геомагнитного поля \vec{B}_0 . В пределах ионосферы его пространственная структура качественно хорошо описывается моделью точечного магнитного диполя, расположенного вблизи центра Земли с осью, наклонённой под малым углом к оси вращения Земли [4]. По аналогии с географическими координатами вводятся понятия геомагнитной широты Φ и

долготы Λ . Если взять точку на высоте h и широте Φ , то значение gyro частоты электрона плазмы можно оценить так:

$$f_H \approx 0,876 (1+h / R_0)^{-3} (1 + 3\sin^2 \Phi)^{1/2} \text{ МГц}, \quad (1)$$

где R_0 – средний радиус Земли (~ 6370 км).

На средних широтах в ионосфере $f_H \approx 1$ МГц и эта величина практически не зависит от высоты при $h \ll R_0$. В северном полушарии вектор \vec{B}_0 направлен к земле и составляет с вертикалью острый угол γ :

$$\text{ctg } \gamma = 2\text{tg}\Phi. \quad (2)$$

Для магнитоактивной плазмы общее выражение для показателя преломления волны n выглядит достаточно сложно даже для простейшей модели среды в виде однородной разреженной холодной плазмы. В УВЧ диапазоне справедливы неравенства $f \gg f_p$ и $f \gg f_H$, и можно записать [4]:

$$n_{1,2}^2 \approx 1 - X / (1 \pm Y\cos\psi), \quad (3)$$

где $Y \equiv f_H / f$; $X \equiv (f_p / f)^2$; $f_p = e^2 \cdot N_e / 4\pi^2 \varepsilon_0 m_e \approx 8,97 \cdot 10^{-3} N_e^{1/2}$ МГц – плазменная частота электрона; e , m , ε_0 – заряд, масса электрона и диэлектрическая постоянная вакуума соответственно; f – частота волны; ψ – угол между волновой нормалью волны и \vec{B}_0 .

Из соотношения (3) видно, что в общем случае $n_1 \neq n_2$, то есть, двулучевое расщепление волн в среде по-прежнему имеет место. Однако, с очень хорошей точностью мы можем считать, что величина $n_{1,2} \approx 1$, и трасса распространения волны представляет собой прямую линию (рефракция отсутствует). Действительно, подставляя численные значения $f = 1,2$ ГГц, $f_p \approx 10$ МГц (максимальное значение в слое F₂) и $f_H \approx 1$ МГц, получим: $X \approx 6,9 \cdot 10^{-5}$ и $Y \approx 8,3 \cdot 10^{-4}$. Эти величины весьма малы в сравнении с единицей и из соотношения (3) видно, что значения n_1 и n_2 экстремально близки друг к другу и к 1 (для определённости примем $\psi = 0$): $n_1 \approx 0,99996552$ и $n_2 \approx 0,99996547$.

Поляризация таких собственных волн среды $P_{1,2} \approx \pm j$ (j – мнимая единица) и является круговой с противоположными направлениями вращения.

Таким образом, поляризация сигнала волны в диапазоне УВЧ практически не искажается и, в частности, линейная поляризация остаётся линейной. Некоторая весьма малая разница в величинах фазового показателя преломления приводит к относительно медленному (на длине волны) вращению плоскости поляризации сигнала. На малой длине пути Δs эта плоскость повернется на угол $\Delta\Omega$ [4]:

$$\Delta\Omega = (\pi/c) X f_H \Delta s \cos\psi, \quad (4)$$

где c – скорость света в вакууме. Такое относительно медленное («адиабатическое») вращение плоскости поляризации и составляет, собственно, *эффект Фарадея*. Если смотреть вдоль направления \vec{B}_0 , то вращение происходит по часовой стрелке, если волна также распространяется вдоль \vec{B}_0 . Такой угол Ω рассматривается как *положительная* величина. В частности, при $\psi = 90^\circ$ вращение отсутствует. Например, если РЛС расположена на геомагнитном экваторе, то при излучении в зенит поляризация сигнала не будет подвержена эффекту Фарадея.

Для прямого расчета величины Ω необходимо учитывать конкретный вид профиля $N_e(h)$ и его динамику непосредственно в ходе работы РЛС, что, как правило, невозможно. Однако следует учесть, что нас интересует не локальное, а полное значение Ω на всей трассе сигнала. Из выражения (4) следует, что $\Omega \propto$ ПСЭ (полное содержание электронов на трассе, или ТЕС в иноязычной литературе) в случае почти вертикальных трасс и дипольной модели геомагнитного поля. Кажется очевидным, что интегральная величина ПСЭ относительно слабо чувствительна к локальным флуктуациям профиля $N_e(h)$ и зависит больше от перечисленных выше общих гелио- и геофизических факторов во время работы РЛС. Таким образом, для расчётов вполне можно использовать набор эмпирических стандартизованных профилей ионосферы [8].

Из соотношения (4) видно, что величина Ω зависит также от величины геомагнитного поля (через значение f_H) и, что самое существенное, от угла ψ вектора этого поля относительно направления распространения сигнала. Обычно для оценок величины Ω используют дипольную модель \vec{B}_0 . Эта модель проста, наглядна и часто ее использование дает вполне удовлетворительные результаты [5]. Но, на наш взгляд, дипольная модель непригодна для оценки значений Ω на длинных наклонных трассах из-за больших ошибок вычисления угла ψ в реальной ионосфере. Геофизические данные свидетельствуют о том, что глобальные искажения величины и направления дипольного геомагнитного поля у поверхности земли и на ионосферных высотах («магнитные аномалии») являются скорее правилом, чем исключением. В результате угол ψ вблизи таких аномалий может быть вычислен со значительной ошибкой.

Для устранения таких ошибок необходимо использовать более реалистичную модель, основанную на разложении геомагнитного поля в ряды по пространственным гауссовским гармоникам с учетом формы земного геоида (модель IGRF) [6].

Из соотношения (4) следует, что при использовании квазипродольного приближения для вычисления величины показателя преломления n , угол Ω фарадеевского вращения на трассе S в ионосфере имеет вид:

$$\Omega = (\pi/c) \int X f_H \cos\psi \, ds, \quad (5)$$

и интегрирование производится вдоль *прямолинейного* пути распространения волны. Выберем в качестве переменной интегрирования высоту h текущей точки на трассе над поверхностью земли. Тогда выражение (5) примет вид:

$$\Omega = (2,359 \cdot 10^{-14} / f^2) \int N_e F_B \cos\psi \, (ds/dh) dh, \quad (6)$$

где f измеряется в ГГц, модуль вектора геомагнитного поля F_B – в гаммах (нано Теслах), dh – в км.

Из соотношения (6) видно, что даже для простейших модельных высотных профилей концентрации электронов $N_e(h)$ величину угла Ω можно

определить только методом численного интегрирования. Трасса длины L представляет собой прямолинейный отрезок, наземный конец которого имеет географические координаты (φ_0, λ_0) ; отрезок в этой точке имеет зенитный угол θ с вертикалью и его проекция на земную поверхность отклонена на азимутальный угол A от севера к востоку. Модель IGRF выдает модуль F_B полного поля, а также 3 ортогональные проекции: на север, восток и в надир. Зная эти величины и локальный вектор \vec{s} вдоль трассы, легко вычислить $\cos\psi$ через скалярное произведение указанных векторов. Для использования модели необходимо знать географические координаты (φ, λ) любой точки трассы в зависимости от h .

Пусть α – угол из центра Земли, соединяющий начальную и текущую (на высоте h) точки трассы. Применение основных теорем сферической тригонометрии позволяет получить следующие соотношения.

$$\begin{aligned}
 L(h) &= -R_0 \cos \theta + [R_0^2 \cos^2 \theta - R_0^2 + (R_0 + h)^2]^{1/2}, \\
 ds/dh &= dL/dh = (R_0 + h) [R_0^2 \cos^2 \theta - R_0^2 + (R_0 + h)^2]^{-1/2}, \\
 \sin \alpha &= L \sin \theta / (R_0 + h), \\
 \cos \alpha &= [R_0^2 + (R_0 + h)^2 - L^2] / 2R_0(R_0 + h), \\
 \sin \varphi &= \sin \varphi_0 \cdot \cos \alpha + \cos \varphi_0 \cdot \sin \alpha \cdot \cos A, \\
 \cos(\Delta\lambda) &= (\cos \alpha - \sin \varphi_0 \cdot \sin \varphi) / \cos \varphi \cdot \cos \varphi_0, \\
 \lambda &= \lambda \pm \Delta\lambda,
 \end{aligned} \tag{7}$$

причем, знак “-” выбирается в случае, если $180^\circ < A < 360^\circ$.

Координаты (φ, λ) позволяют процедуре IGRF вычислить компоненты индукции геомагнитного поля для текущего значения высоты h (для определенности мы проводили вычисления для даты 01.01.2018 г. версии модели IGRF-12 эпохи 2015 г. Ввиду медленного изменения геомагнитного поля со временем конкретная дата является условной). Для вычисления величины $\cos\psi$ под интегралом (6) необходимо получить скалярное произведение вектора \vec{B}_0 и локального единичного вектора вдоль трассы \vec{s} . Для этого необходимо вычислить компоненты обоих векторов. Пусть χ – угол

между плоскостью меридиана λ текущей точки на трассе и плоскостью трассы (то есть, плоскостью, содержащей трассу и проходящей через центр Земли). Пусть ξ – угол трассы с проходящей через ее конец дугой большого круга на высоте h . Тогда легко показать, что

$$\begin{aligned}\cos \chi &= (\sin \varphi \cdot \cos \alpha - \sin \varphi_0) / \cos \varphi \cdot \sin \alpha, \\ \operatorname{tg} \xi &= (\cos \theta + L / R_0) / \sin \theta, \\ F_B \cos \psi &= (X \cdot \cos \chi \pm Y \cdot \sin \chi) \cdot \cos \xi - Z \cdot \sin \xi,\end{aligned}\tag{8}$$

где выбор знака проводится так же, как было описано выше для соотношений (7). Напомним, что для модели IGRF: X - горизонтальная проекция магнитной индукции на север; Y - горизонтальная проекция на восток; Z - вертикальная проекция вниз.

Соотношения (6)-(8) позволяют численно получить величину угла фарадеевского вращения плоскости поляризации сигнала на любой заданной трассе.

3. Результаты расчетов

Приведенные ниже результаты расчетов не относятся к какой-либо конкретной РЛС. Их цель – показать, какие значения Ω следует ожидать для надгоризонтных радаров УВЧ диапазона в случае длины трассы 200...2000 км и различных ее направлений в пространстве. Для ограничения количества данных мы выбрали только одну модель ионосферы, соответствующую равноденствию и дневному времени при повышенной активности Солнца [8], чтобы оценить максимально возможные величины Ω . Кроме того, мы выбрали две, на наш взгляд, характерные географические точки. На рис.1 приведена карта изолиний, соответствующих полной индукции геомагнитного поля [9]. На рис.2 приведена аналогичная карта изогон (линий одинакового магнитного склонения) [10].

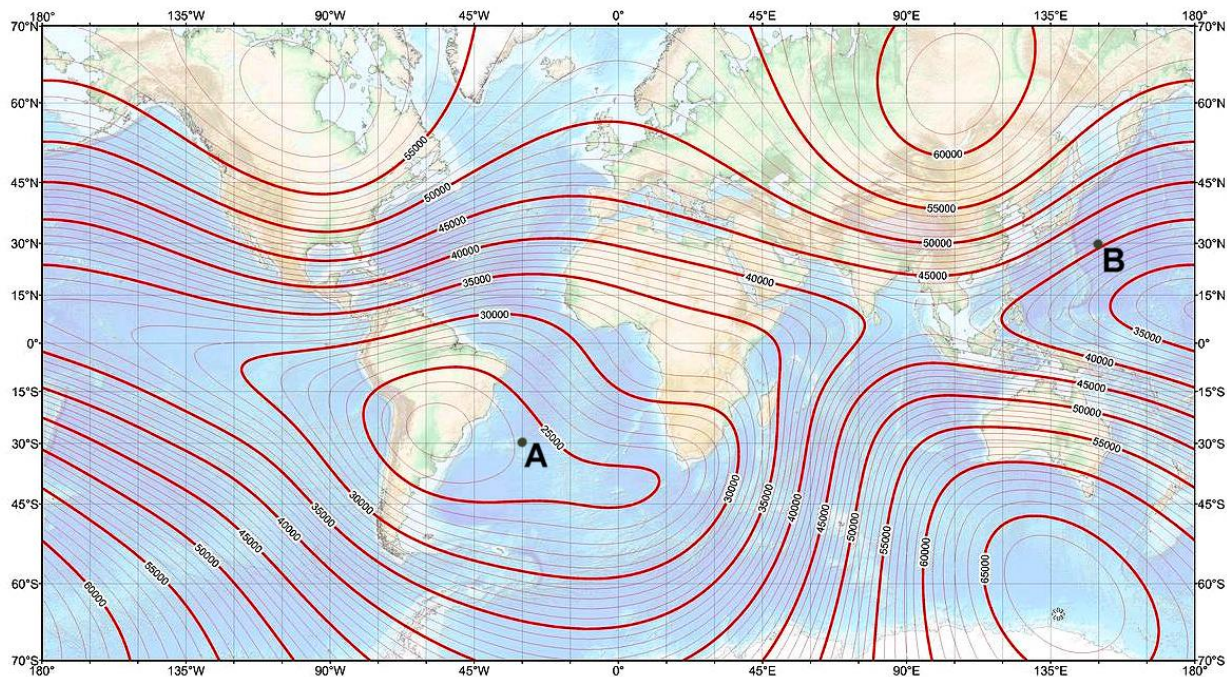


Рис.1. Линии индукции геомагнитного поля (в наноТеслах).

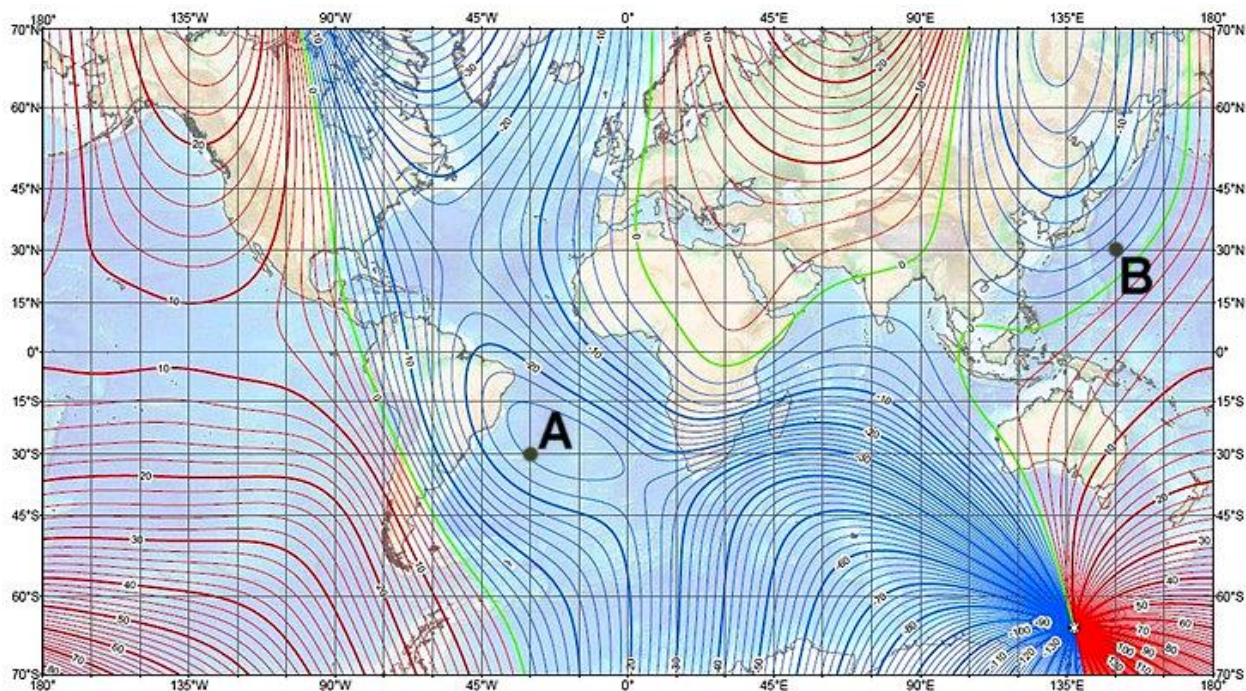


Рис.2. Карта изогон геомагнитного поля (цветом выделены одинаковые значения угла склонения).

Структура геомагнитного поля меняется от эпохи к эпохе чрезвычайно медленно. Рисунки 1 и 2 соответствуют эпохе 2010 г. Для эпохи 2015 г. соответствующие карты (но в другой проекции) можно найти в описании [6]. Точку А с координатами $(-30^{\circ}, -30^{\circ})$ мы выбрали вблизи так называемой Южно-

атлантической магнитной аномалии. Эта аномалия отличается заметным искажением углов магнитного склонения. Точка В с координатами $(30^\circ, 120^\circ)$ расположена вблизи обширной аномалии, расположенной в районе восточной Сибири. Для этой аномалии характерно превышение над средним значений полной индукции магнитного поля. Изогоны в окрестности т. В искажены относительно слабо. Выбранные точки удобны также и тем, что в т. А значения Ω , в основном, положительны, а в т. В – отрицательны (смотри ниже).

Отметим, что в выражении (6) частота сигнала входит только как множитель. Таким образом, любые результаты, полученные для некоторой частоты f_1 , могут быть пересчитаны для частоты f_2 простым умножением на число $(f_1/f_2)^2$.

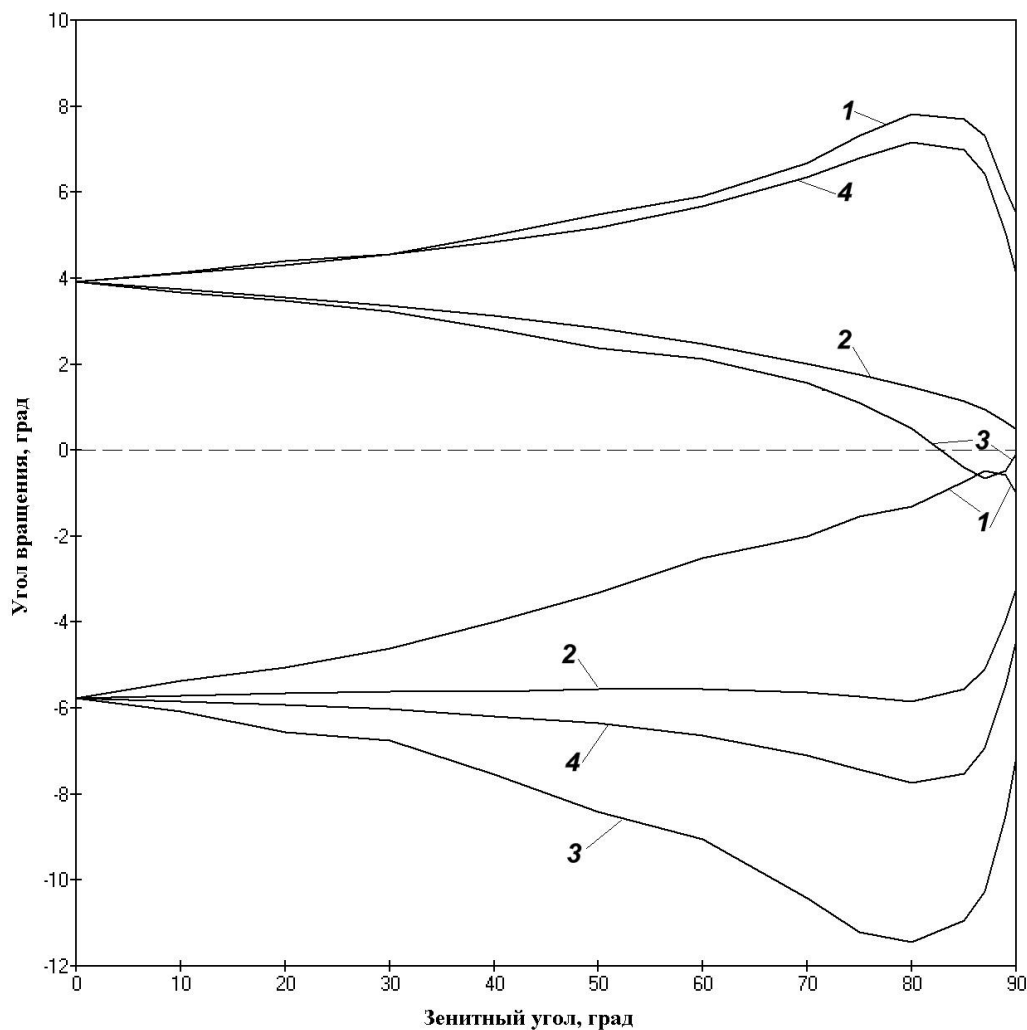


Рис.3. Зависимость угла Ω от зенитного угла θ на трассе длиной 2000 км для L-диапазона.

На рис.3 приведена зависимость $\Omega(\theta)$ для сигнала $f = 1,2$ ГГц (L-диапазон) на конце трассы длиной 2000 км для четырех азимутов. Пучок кривых выше штриховой линии относится к т. А, ниже – к т. В. Кривые 1-4 соответствуют азимутам $0, 90, 180, 270^\circ$. Из рисунка видно, что для L-диапазона длин волн величина Ω находится в основном в пределах $\pm 10^\circ$. Из сравнения пучков кривых для точек А и В видно, что кривые вблизи Атлантической аномалии распределены по азимуту неравномерно, в отличие от кривых в т. В. Это связано с уже упоминавшейся неравномерностью угловых характеристик геомагнитного поля в Южной Атлантике. Экстремумы кривых в окрестности зенитного угла 80° соответствуют случаю, когда наибольшая часть трассы находится в окрестности глобального максимума концентрации электронов ионосферы в слое F_2 .

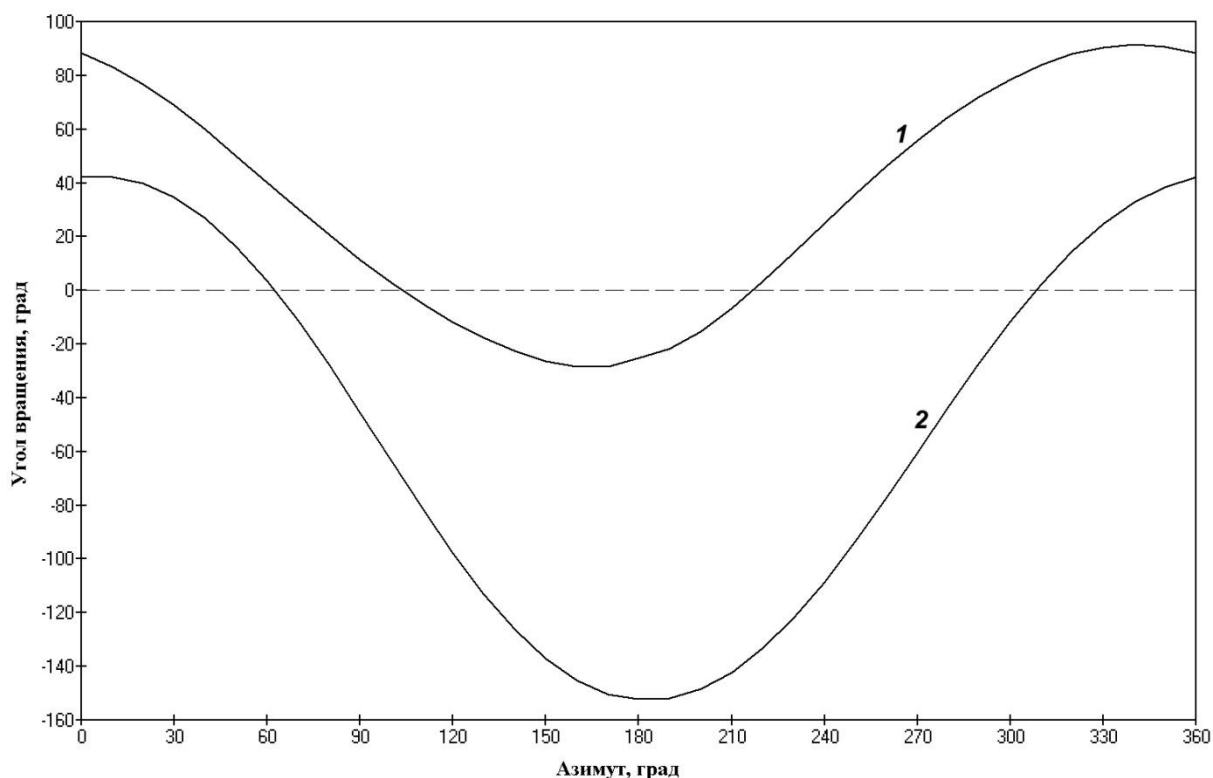


Рис.4. Зависимость угла Ω от азимутального угла на трассе длиной 2000 км для Р-диапазона.

На рис.4 приведена азимутальная зависимость величины угла вращения в точках А (кривая 1) и В (кривая 2). Частота 430 МГц (верхний Р-диапазон), зенитный угол 80° , длина трассы 2000 км. Из рисунка виден диапазон максимальных значений угла Ω для Южной Атлантики и для Восточно-

Сибирской аномалии, для которой характерны повышенные значения индукции геомагнитного поля. Из рисунка видно, что в зависимости от географического положения и гелио- геофизических условий величина угла Ω на длинной трассе может в определенных направлениях значительно превышать 90° и практически приближаться к величине 180° .

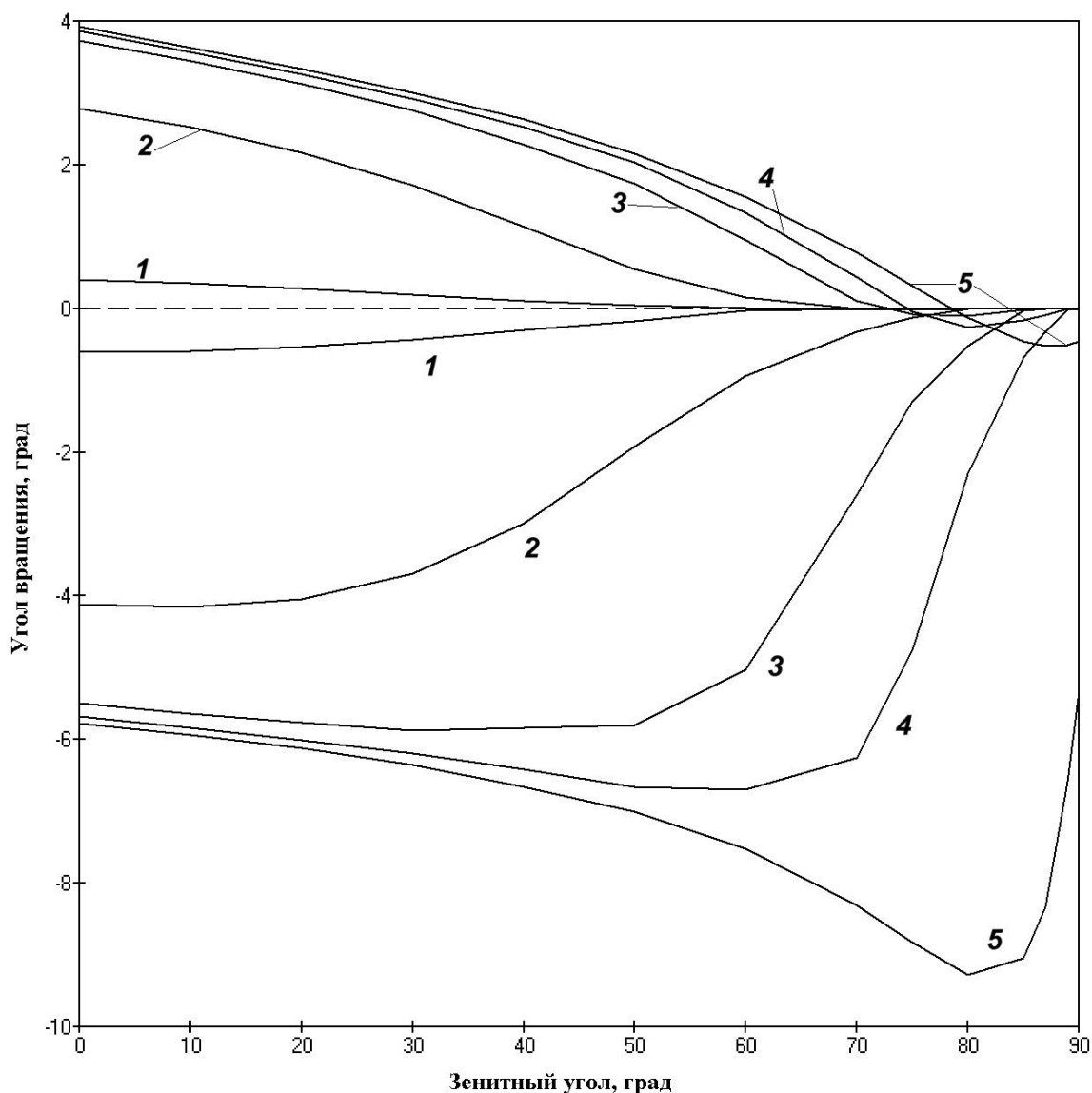


Рис.5. Зависимость фарадеевского угла для L-диапазона от зенитного угла для азимута 105° и различных длин трасс.

На рис.5 приведены зависимости $\Omega(\theta)$ для сигнала частоты $f = 1,2$ ГГц, фиксированного азимута 105° и различных длин трасс. Пучок кривых выше штриховой линии соответствует точке А; ниже - точке В. Кривые 1-5 соответствуют длинам трасс 200, 400, 700, 1000 и 2000 км. Мы намеренно

выбрали азимут 105° , чтобы значения Ω в точках А и В заметно отличались по абсолютной величине. Из рисунка видно, что при малых углах θ величина Ω на высотах 700...2000 км меняется относительно мало, поскольку основной вклад в интеграл (6) вносит область ионосферы в окрестности области F_2 .

4. Заключение

В работе проведены численные расчеты максимально возможных величин фарадеевского угла вращения Ω плоскости поляризации УВЧ сигналов надгоризонтных РЛС на трассах длиной до 2000 км. Расчеты велись на основе максимально приближенной к реальности модели геомагнитного поля IGRF-12. В качестве возможного местоположения гипотетической РЛС были выбраны две характерные точки вблизи Атлантической и Восточно-Сибирской магнитных аномалий. Получены следующие основные результаты.

1. Величины Ω могут достигать заметных значений порядка 10° даже в верхней части УВЧ диапазона на частотах $f > 1$ ГГц. В нижней части УВЧ диапазона ($f < 500$ МГц) максимальные значения Ω приближаются к 180° .

2. Величина Ω сильно зависит от азимута и зенитного угла. Знак Ω зависит от географического положения станции и азимута сигнала.

3. Длина трассы оказывает заметное влияние на значение Ω в том случае, если заметная часть трассы проходит в ионосфере в области максимальных значений концентрации электронов слоя F_2 .

Отметим, что полученные результаты носят иллюстративный характер и не связаны с работой РЛС какого-либо конкретного типа.

Литература

1. Канарейкин Д.Б., Павлов Н.Ф., Потехин В.А. Поляризация адиолокационных сигналов. М.: Советское радио. 1966. 440 с.
2. Татаринев В.Н., Татаринев С.В, Лигтхарт Л.П. Введение в современную теорию поляризации радиолокационных сигналов. Томск: Изд. Томского университета. 2012. 380 с.

3. Хомяков Д.А., Комиссаров А.В. Поляризационная модуляция зондирующего сигнала некогерентной РЛС в интересах селекции радиолокационных объектов. Журнал Радиоэлектроники [электронный журнал]. 2013. №3. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/koi/mar13/2/text.pdf>
4. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир. 1973. 504 с.
5. Кутуза Б.Г., Мошков А.В., Пожидаев В.Н. Комбинированный метод, который устраняет влияние ионосферы при обработке сигналов бортовых радиолокаторов Р-диапазона с синтезированной апертурой. Радиотехника и Электроника. 2015. Т.60. №9. С. 889-895. DOI: 10.7868/S0033849415090077
6. Thebault E., Finlay C.C., Beggan C.D. et al. International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation. Earth Planets Space Journal. 2015. 19 p. DOI: [10.1186/S40623-015-0228-9](https://doi.org/10.1186/S40623-015-0228-9)
URL: <https://earth-planets-space.springeropen.com/articles/10.1186/s40623-015-0228-9>
7. Антонова Л.А., Иванов-Холодный Г.С. Солнечная активность и ионосфера. М.: Наука. 1989. 168 с.
8. Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука. 1981. 256 с.
9. Wikimedia Commons – хранилище медиафайлов [электронный ресурс]
Режим доступа: https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/c/c7/WMM2010_F_MERC.pdf/page1-675px-WMM2010_F_MERC.pdf.jpg
10. AndroGeoid: Exploring, Recording And Mapping The World With Android. [электронный ресурс]. Сайт Лешека Павловича, США.
Режим доступа: URL: <http://androgeoid.com/wp-content/uploads/2010/09/magmap.jpg>

Для цитирования:

А. В. Мошков, В. Н. Пожидаев. Фарадеевское вращение плоскости поляризации сигнала надгоризонтных радиолокационных станций ультравысоких частот. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2018. №3. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/mar18/5/text.pdf>