

Поляризация радиоволн в ионосфере: магнитоионная теория и квазиизотропное приближение

И.С. Фалькович

Радиоастрономический институт Национальной Академии наук Украины,
Украина, 310085, Харьков, ул. Краснознаменная, 4

Статья поступила в редакцию 14 апреля 1997 г., после переработки 4 мая 1997 г.

Рассматривается применение уравнений квазиизотропного приближения геометрической оптики для исследования предельной поляризации радиоволн, прошедших ионосферу Земли. Расчеты поляризации сравниваются с результатами классической магнитоионной теории.

Розглядається застосування рівнянь квазіізотропного наближення геометричної оптики для дослідження граничної поляризації радіохвиль, що пройшли скрізь іоносферу Землі. Розрахунки поляризації порівнюються з результатами класичної магнітоіонної теорії.

Дополнительный интерес к исследованию поляризации декаметровых радиоволн, прошедших слой анизотропной плазмы, вызвала публикация в 1968 г. статьи Ю.А. Кравцова [1], посвященной квазиизотропному приближению (КИП) метода геометрической оптики. Этот метод позволяет описать распространение сигнала в виде суммы двух взаимодействующих нормальных (магнитоионных) волн в области поляризационного вырождения, когда разность показателей преломления этих волн $\Delta n \ll 1/k_0 l$, где k_0 - волновое число в свободном пространстве, l - характерный масштаб изменения параметров среды. Существовавшие к тому времени представления о поляризации изложены в известной монографии В.Л. Гинзбурга [2] и заключаются в том, что предельная поляризация нормальных волн в магнитоионной теории (МИТ) определяется только величиной магнитного поля, углом α между магнитным полем и волновым вектором и не зависит от электронной концентрации плазмы. Отсюда следовал вывод, что "экспериментальное определение предельной поляризации не может служить источником новых сведений об ионосфере" [2, с. 419], так как магнитное поле известно с достаточной точностью.

Появившиеся впоследствии работы, основанные на использовании КИП, позволили уточнить вопрос о поляризации волн в плазме. Так, например, в [3] получены выражения для коэффициентов трансформации кругополяризованных волн в области квазиперечного распространения, указано, что взаимодействие волн может служить источником информации о локальных характеристиках плазмы в этой области. В [4] показана связь предельной поляризации с параметрами среды, однако утверждается, что в случае, когда рассматривается ионосфера Земли, влиянием взаимодействия магнитоионных волн на поляризацию можно пренебречь. Упомянем также о работах, посвященных рассматриваемой проблеме, которые

были проведены в РИ НАН Украины: в [5] экспериментально исследована устойчивость поляризационно-согласованного зондирования ионосферы, непосредственно определяющаяся трансформацией волн; в работе [6] получено аналитическое решение уравнения переноса поляризации, а также экспериментально установлена связь между наблюдаемостью эффекта взаимодействия и пересечением френелевских объемов двух магнитоионных волн.

Цель данной работы - исследование влияния трансформации нормальных ионосферных волн в области квазиперечного распространения на предельную поляризацию сигнала, прошедшего ионосферу и наблюдающегося в точке приема.

Система дифференциальных уравнений КИП [7] применительно к слоистой среде в терминах малых приращений может быть записана следующим образом:

$$\Delta E_x^{(j)} = \frac{ik_0 \Delta \sigma}{2\sqrt{\epsilon}} \left[(\epsilon_{11} - \epsilon) E_x^{(j-1)} + \epsilon_{12} E_y^{(j-1)} \right], \quad (1)$$

$$\Delta E_y^{(j)} = \frac{ik_0 \Delta \sigma}{2\sqrt{\epsilon}} \left[\epsilon_{21} E_x^{(j-1)} + (\epsilon_{22} - \epsilon) E_y^{(j-1)} \right],$$

где $\Delta E_x^{(j)}$, $\Delta E_y^{(j)}$ - приращения компонент вектора напряженности электрического поля в j -ом слое в локальном базисе, связанном с траекторией волны, распространяющейся вдоль оси σ , x - главная нормаль, y - бинормаль. Далее, $E_x^{(j-1)}$, $E_y^{(j-1)}$ - компоненты поля в предшествующем $(j-1)$ -ом слое, $j = 1, \dots, N$; ϵ_{11} , ϵ_{12} , ϵ_{21} , ϵ_{22} - компоненты тензора диэлектрической проницаемости ионосферной плазмы в локальном базисе,

$\varepsilon = 1/2(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22})$; $\Delta\sigma$ - элемент траектории волны в каждом слое. При численном решении систем обыкновенных дифференциальных уравнений необходимо, строго говоря, пользоваться методами построения приближенных значений (например, методом Рунге-Кутты [8]). Однако большие вычислительные возможности современных ПЭВМ позволяют разбивать траекторию волны на весьма малые отрезки $\Delta\sigma$, добиваясь любой заданной точности.

Разработанный с использованием (1) и легко реализуемый на ПЭВМ алгоритм позволяет определить поляризационное отношение (фазор) поля

$$\frac{E_x^{(j)}}{E_y^{(j)}} = \frac{E_x^{(j-1)} + \Delta E_x^{(j)}}{E_y^{(j-1)} + \Delta E_y^{(j)}}$$

в любой точке траектории, в том числе и в области выхода волны из ионосферы, т.е. предельную поляризацию. Преимущество системы уравнений (1) по сравнению с уравнением переноса поляризации, приведенным, например, в [9], заключается в ее большей общности, поскольку здесь использованы точные выражения для компонент тензора ε_{ik} в кинетической теории с последующим численным их преобразованием в локальный базис. Кроме того, соотношения (1) позволяют также определять нормированные флуктуации полной амплитуды $\left[|E_x|^2 + |E_y|^2\right]^{1/2}$ суперпозиции двух

магнитоионных волн, связанные с поляризационными замираниями. Если же вычислительные возможности ограничены, то представляет интерес уравнение переноса поляризации для величины $\theta = \arctg(E_y/E_x)$ в явном виде с учетом параметра $S = v_{\text{эф}}/\omega$ (относительная частота соударений электронов), так как в недавней обзорной статье [9] это уравнение записано для случая $S = 0$.

Для плоских траекторий, что обычно имеет место при отсутствии больших поперечных градиентов электронной концентрации, уравнение КИП для величины θ имеет вид [9]

$$\frac{d\theta}{d\sigma} = \frac{ik_0}{4\sqrt{\varepsilon}} \left[(\varepsilon_{21} - \varepsilon_{12}) + (\varepsilon_{21} + \varepsilon_{12}) \cos 2\theta - (\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}) \sin \theta \right].$$

Используя выражения для компонент тензора ε_{ik} в локальном базисе, после преобразований получим:

$$\frac{d\theta}{d\sigma} \cong -\frac{k_0 V \sqrt{U}}{4\varepsilon} \left\{ 2\cos\alpha - 3S\sqrt{U} \sin^2\alpha \sin(2\theta - 2\psi) \right\} + \left\{ 4S\cos\alpha + \sqrt{U} \sin^2\alpha \sin(2\theta - 2\psi) \right\}, \quad (2)$$

где ψ - угол между магнитным полем и плоскостью падения волны, $V = \omega_p^2/\omega^2$, $U = \omega_n^2/\omega^2$, ω_p и ω_n - плазменная частота и гирочастота электронов.

Учет поглощения ($S \neq 0$) вызывает появление дополнительной осциллирующей вещественной составляющей - $3S\sqrt{U} \sin^2\alpha \sin(2\theta - 2\psi)$ в правой части (2) - поправки к эффекту Фарадея. В случае квазипродольного распространения поправка мала вследствие малости $\sqrt{U} \sin^2\alpha$. Однако, при приближении условий распространения к квазипоперечным и $S=0,1-0,3$ эта составляющая может оказаться соизмеримой с первым слагаемым $2\cos\alpha$, что приведет к изменению скорости и направления вращения плоскости поляризации вдоль траектории луча. Одновременно добавка $4S\cos\alpha$ к мнимой части (2) даже в квазипродольном случае при достаточно большом S вызовет деполяризацию (увеличение коэффициента эллиптичности r) исходной линейно поляризованной волны.

Численный анализ с использованием выражений (1) и (2) проводился применительно к радиотрассе Москва-Харьков протяженностью 600 км в диапазоне частот 10 - 15 МГц при характерных углах места принимаемого (излучаемого) сигнала 25 - 35°, зависящих от высотного распределения электронной концентрации в ионосфере. Плоскость падения волны для этой трассы практически совпадает с плоскостью магнитного меридиана, следовательно, угол $\psi = 0$. В середине трассы наклонение геомагнитного поля $I \cong 65^\circ$, поэтому на нисходящем участке траектории угол $\alpha = 90^\circ \pm 8^\circ$. Это соответствует квазипоперечным условиям распространения [9]

$$|\cos\alpha| \leq \frac{1}{2} \frac{\sqrt{U} \sin^2\alpha}{1-V},$$

когда существенен эффект Коттона - Мутона, определяющийся мнимой частью (2) и ответственный за трансформацию волн.

В расчетах использована трехслойная модель высотного распределения электронной концентрации. Зависимость $N(z)$ на высотах 60...90 км имеет вид

$$N(z) = N_0 \exp\left[\frac{1}{2} \left(1 - \exp\left[\frac{z_m - z}{H} \right] \right) \right], \quad (3)$$

где $z_m = 90$ км, $H = 10$ км. Профиль эффективной частоты соударений электронов

$$v_{eff} = v_0 \exp \frac{z_0 - z}{H}, \quad z_0 = 60 \text{ км.}$$

В интервалах высот 90 - 110 км и 110 - 250 км (слои E и F2) использовались параболические законы $N(z)$:

$$N_E(z) = (N_E - N_0) \left[1 - \frac{(z_E - z)^2}{h_E^2} \right] + N_0, \quad (4)$$

$$N_{F2}(z) = (N_{F2} - N_E) \left[1 - \frac{(z_{F2} - z)^2}{h_{F2}^2} \right] + N_E.$$

Здесь $N_{F2,E}$, $z_{F2,E}$ и $h_{F2,E}$ - электронная концентрация, высота максимума ионизации и полутолщина слоев F2 и E ионосферы. При необходимости легко перейти от трехслойной к однослойной параболической модели, положив в (4) $N_{0,E} = 0$.

Особый интерес представляет применение КИП для определения предельной поляризации нормальных ионосферных мод - обыкновенной и необыкновенной. На рис. 1 сплошными линиями приведен результат вычисления коэффициента эллиптичности $r(\sigma)$ вдоль траектории волны при зондировании ионосферы сигналом с правой круговой поляризацией и углом места излучения $\Delta = 25^\circ$, что соответствует необыкновенной волне на восходящем участке траектории (поляризационно - согласованное зондирование). Отметим, что в настоящей работе поляризация определяется для наблюдателя, обращенного лицом к приближающейся волне. Здесь же пунктиром показан расчет поляризации необыкновенной волны в магнитоионной теории [2]. На большей части траектории наблюдается квазипродольное распространение и совпадение результатов КИП и МИТ. Расхождения имеют место в области квазипоперечности. В данном случае при выходе волны из ионосферы угол $\alpha_0 \approx 88^\circ$, а точка ортогональности ($\alpha = 90^\circ$) расположена выше по траектории на высоте $z \approx 100$ км или $\sigma \approx 250$ км. Как видно из рисунка, отличия КИП и МИТ начинаются до точки ортогональности в области резкого уменьшения коэффициента эллиптичности.

Предельная поляризация нормальной волны (на выходе из ионосферы) существенно зависит от параметров ионосферной плазмы в нижней части траектории. На рис. 1 показано семейство кривых $r(\sigma)$ для разных значений $N_0 = 10^3, 10^4, 2 \cdot 10^4$ эл/см³ электронной концентрации на высотах области D

ионосферы. Предельное значение коэффициента эллиптичности r_0 с учетом КИП может быть как меньше (при $N_0 < 10^4$ эл/см³), так и больше (при $N_0 > 10^4$ эл/см³) значения r_0 в МИТ. Зависимость $r(N_0)$ начинает проявляться несколько ниже точки ортогональности в области поляризационного вырождения. При $N_0 \approx 10^3$ эл/см³ поляризация необыкновенной волны перестает "чувствовать" ионосферную плазму и величина $r_0 \approx 0,12 > 0$ в отличие от МИТ, когда $r_0 \approx -0,2 < 0$.

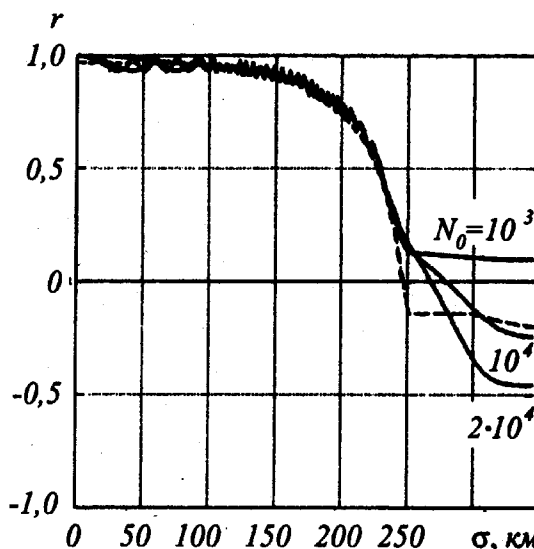


Рис. 1. Изменения коэффициента эллиптичности r необыкновенной волны вдоль траектории при разных значениях электронной концентрации N_0

Отличается от результатов МИТ и величина угла ориентации β_0 эллипса поляризации необыкновенной волны на выходе из ионосферы. Согласно уравнениям КИП (1) и (2) в рассмотренном выше примере при $N_0 \leq 10^4$ эл/см³, $\beta_0 = 15^\circ - 21^\circ$, тогда как в МИТ при слабом поглощении $\beta_0 \approx 0$. Следовательно, заметное отклонение главной оси эллипса поляризации от горизонтали является также признаком трансформации волн, наряду с положительными значениями r_0 при $\alpha_0 < 90^\circ$.

Выше рассматривалась предельная поляризация необыкновенной волны. Все полученные результаты справедливы и для обыкновенной волны при замене r на $-r$ и β на $\beta + 90^\circ$.

Как уже отмечалось, в магнитоионной теории предельная поляризация нормальных ионосферных волн зависит только от угла α_0 между геомагнитным полем и волновым вектором в точке выхода волны из ионосферы. Следствием уравнений КИП является существенно иная зависимость $r_0(\alpha_0)$ и $\beta_0(\alpha_0)$ при наличии на траектории волны участка квазипоперечного распространения, что иллюстрируют рис. 2 и рис. 3. На первом из них сплошной линией показана зависимость $r_0(\alpha_0)$ обыкновенной волны при $N_0 = 5 \cdot 10^3$ эл/см³,

$N_E = 10^5$ эл/см³, $N_{F2} = 10^6$ эл/см³ для трассы протяженностью 600 км, построенная в результате изменения наклона I геомагнитного поля, что эквивалентно перемещению исходной радиотрассы Москва-Харьков вдоль магнитного меридиана. Значения $\alpha_0 \cong 65^\circ$ соответствуют размещению радиотрассы в полярных областях, когда точка ортогональности $\alpha = 90^\circ$ находится вблизи точки отражения волны от ионосферы. И, наоборот, значения $\alpha_0 = 95^\circ - 120^\circ$ будут иметь место в южных широтах, когда вся траектория волны характеризуется квазипродольными условиями распространения. Здесь же пунктирной линией изображена зависимость $r_0(\alpha_0)$ согласно МИТ.

Как следует из приведенных графиков, при $\alpha_0 < 90^\circ$ результаты КИП и МИТ существенно расходятся. Кривая $r_0(\alpha_0)$ с использованием КИП имеет осциллирующий характер, причем среднее значение r_0 заметно уменьшается при перемещении точки ортогональности ближе к области отражения. В случае МИТ значение коэффициента эллиптичности обыкновенной волны монотонно растет с уменьшением α_0 . В диапазоне $\alpha_0 = 95^\circ - 120^\circ$ (квазипродольный случай) результаты КИП и МИТ практически совпадают. Подобным же образом ведет себя график $\beta_0(\alpha_0)$ на рис. 3, построенный с использованием уравнений КИП и демонстрирующий при $\alpha_0 < 90^\circ$ осцилляции угла ориентации поляризации эллипса обыкновенной волны. Результаты МИТ здесь не показаны, так как при слабом поглощении $\beta_0 \cong 90^\circ$ независимо от α_0 . На рисунке видно уже отмеченное для необыкновенной волны смещение главной оси эллипса относительно $\beta_0 = 90^\circ$ при $\alpha_0 \cong 90^\circ$.

Предельная поляризация магнитоионных волн исследовалась выше в режиме поляризационно-согласованного зондирования ионосферы, которое, как следует из рис. 1, не имеет никаких особенностей при квазипродольном распространении на восходящем участке траектории. В этом случае для достижения поляризационного согласования с одной из магнитоионных волн излучаемый сигнал должен быть кругополяризован, что подтверждается нашими экспериментами [5]. Если же точка ортогональности расположена на восходящем участке траектории, и поляризация магнитоионных волн в ее окрестности близка к линейной, осуществление поляризационно-согласованного режима заметно усложняется. На рис. 4 показан результат расчета коэффициента эллиптичности волны $r(\sigma)$ при зондировании ионосферы сигналом с вертикальной линейной поляризацией на трассе Харьков-Москва при излучении из Харькова. Из-за трансформации в окрестности точки ортогональности исходной линейно поляризованной обыкновенной волны на приемном конце радиотрассы наблюдается суперпозиция двух кругополяризованных нормальных волн с отношением

амплитуд 2:1 (рассогласованный режим), что приводит к возрастанию коэффициента эллиптичности суммарного поля до величины $r_0 \cong 0,25$.

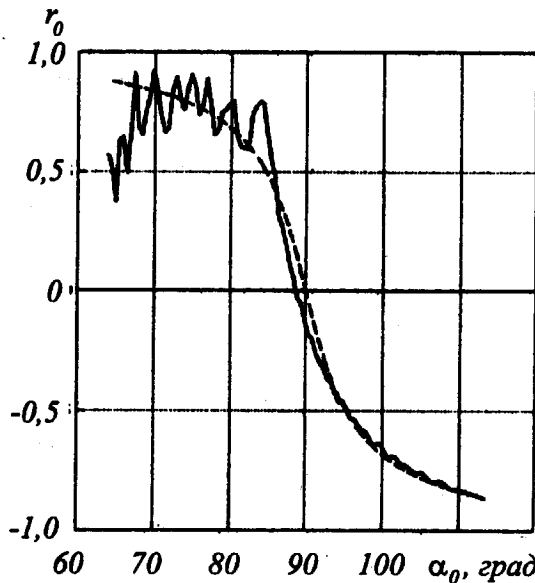


Рис. 2. Зависимость коэффициента эллиптичности r_0 обыкновенной волны от угла α_0 между магнитным полем и волновым вектором

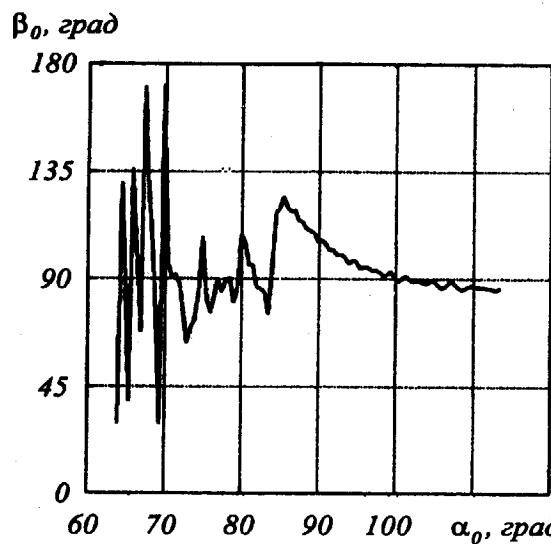


Рис. 3. Зависимость угла ориентации β_0 поляризационного эллипса обыкновенной волны от угла α_0

Таким образом, применение уравнений квазиизотропного приближения (КИП) метода геометрической оптики для исследования предельной поляризации радиоволн, прошедших ионосферу Земли, позволило выявить заметные отличия результатов КИП и магнитоионной теории (МИТ), которые наблюдаются при наличии на траектории волны участка квазипоперечного распространения. В случае отсутствия такого участка расчеты поляризации с использованием КИП и МИТ практически совпадают. Предельная поляризация

нормальных ионосферных мод в КИП оказывается зависящей от электронной концентрации в области поляризационного вырождения, т.е. в слоях *D* и *E* ионосферы, тогда как в МИТ такая зависимость отсутствует. Имеются расхождения и в зависимости параметров предельной поляризации магнитоионных волн от угла между магнитным полем и волновым вектором в точке выхода сигнала из ионосферы, вызванные эффектом трансформации волн. В использованном диапазоне частот 10 - 15 МГц расчеты поляризации слабо зависят от значения рабочей частоты.

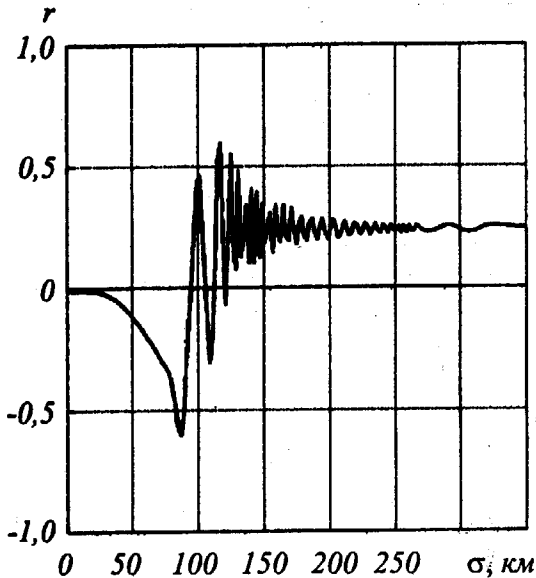


Рис. 4. Изменения коэффициента эллиптичности r линейно поляризованной волны при квазиперпендикулярных условиях на восходящем участке

Литература

1. Кравцов Ю.А. ДАН СССР. 1968, т.183, №1, с.74-76.
2. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. Москва, Наука, 1967, 683 с.
3. Кравцов Ю.А., Найда О.Н. ЖЭТФ. 1976, т.71, вып.1, с.237-243.
4. Апресян Л.А. Астрономический журнал. 1976, т.53, вып.1, с.53-62.
5. Фалькович И.С., Калиниченко Н.Н., Станиславский А.А. Геомагнетизм и аэронавигация. 1995, т.35, №6, с.123-131.
6. Степанова Н.А., Фалькович И.С. Геомагнетизм и аэронавигация. 1992, т.32, №6, с.68-77.
7. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. Москва, Наука, 1980, 304 с.
8. Мысовских И.П. Лекции по методам вычислений. Москва, Изд. физ.-мат.лит., 1962, 324 с.
9. Кравцов Ю.А., Найда О.Н., Фуки А.А. УФН. 1996, т.166, №2, с.141-167.
10. Керблей Т.С., Ковалевская Е.М. О траекториях коротких радиоволн в ионосфере. Москва, Наука, 1974, 160 с.

Polarization of Radiowaves in Ionosphere:
Magnetoionic Theory and Quasi-Isotropic
Approximation

I.S.Falkovich

To investigate limiting polarization of radiowaves, passing through the Earth's ionosphere, the equations of the quasi isotropic approximation of the geometric optics are considered. The calculated polarization is compared with the results of the classical magnetoionic theory.