

ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННАЯ КОМПОНЕНТА
ИЗЛУЧЕНИЯ СТЕНДА СУРА

Токарев Юрий Васильевич

Препринт № 520

ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННАЯ КОМПОНЕНТА
ИЗЛУЧЕНИЯ СТЕНДА СУРА

Подписано в печать 03.04.2008 г. Формат 60 × 84/16
Бумага писчая. Объем 1 усл. п. л. Заказ 5577. Тираж 50.

Токарев Ю.В.

Отпечатано в ФГНУ НИРФИ.
603950 Н.Новгород, ул. Б.Печерская, 25

Нижний Новгород
2008

ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННАЯ КОМПОНЕНТА
ИЗЛУЧЕНИЯ СТЕНДА СУРА

Токарев Ю.В. //

Препринт №520. – Нижний Новгород: ФГНУ «НИРФИ»,
2008. – 28с.

УДК 551.510.535

Выведены аналитические выражения для параметров Стокса излучения стенда СУРА, представлены результаты первых экспериментов по исследованию линейно поляризованной компоненты излучения стенда на наклонных трассах методом приема его сигналов на удаленном космическом аппарате, отмечен доминирующий вклад плазмосферы в меру вращения плоскости поляризации радиоволн в околоземном пространстве

- Ракурсное рассеяние коротких радиоволн в условиях воздействия на ионосферу мощным наклонным радиоизлучением. // Изв. Вузов. Радиофизика, 2007, т.50, №8, с. 669-677.
4. Tokarev Yu. V., Kaiser M. L. Determination of Stokes parameters using by rotating spacecraft for case of strong intensity fluctuations of observed emission. // EGU-2007, Session PS6, ID-No.: EGU2007-A-09906.
 5. Железняков В. В. Излучение в астрофизической плазме. М., «Янус-Л». 1997. 528 стр.
 6. Айзенберг Г. З., Ямпольский В. Г., Терешин О. Н. Антенны УКВ. Ч.1.М., «Связь»,1977. 381 стр.
 7. Токарев Ю. В., Алимов В. А., Комраков Г. П. и др. Эксперименты СУРА – влияние ионосферы на отклик декаметрового интерферометра со сверхдлинной базой. // Известия вузов. Радиофизика. 2001. Т.44.№ 10. С.815-827.
 8. Bougeret J. L. et al. The radio and plasma wave investigation on the WIND spacecraft // Space Sci.Rev. 1995. V.71. P.231.
 9. Manning R., Fainberg J. A new method of measuring radio source parameters of a partially polarized distributed source from spacecraft observation // Space Science Instrumentation. 1980.V.5. Pp.161-181.
 10. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. Изд. «Наука». Москва, 1972 г. 563 стр.
 11. Ерухимов Л. М., Рыжов В. А. Фокусировки интенсивности КВ радиоволн в ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия.1965. Т.5. № 4. С.945.
 12. Афраимович Э. Л. Интерференционные методы радиозондирования ионосферы. М., Наука, 1982.

согласующееся с ожидаемой азимутальной зависимостью $\rho_{\text{лин}}$. Сделаны оценки углов поворота ψ плоскости поляризации зондирующего излучения с учетом рефракции радиоволн в неоднородной околоземной плазме в диапазоне 9 МГц, отмечен доминирующий вклад плазмосферы в интегральную величину ψ на трассе Земля-КА.

Результаты работы могут быть использованы при разработке методик и анализе экспериментов на стенде СУРА, проводимых в режиме наклона луча антенны ППАДД (радиолокационные исследования объектов ближнего космоса, наблюдения декаметрового радиоизлучения Юпитера и других космических источников поляризованного излучения, наклонное воздействие на ионосферу мощным КВ радиоизлучением), а также при проектировании многодипольных антенных систем на основе крестообразных вибраторов.

Автор выражает благодарность М. Кайзеру (GSFC NASA) за предоставление данных наблюдений на КА WIND, Г. П. Комракову за помощь в проведении экспериментов на стенде СУРА, а также Ю. И. Белову и другим сотрудникам ФГНУ НИРФИ за участие в обсуждении результатов работы.

Литература

1. Белов И. Ф., Бычков В. В., Гетманцев Г. Г., Митяков Н. А., Пашкова Г. Р. Экспериментальный комплекс «СУРА» для исследования искусственных возмущений ионосферы. Препринт № 167. НИРФИ. Горький, 1983. 25 стр.
2. Беликович В. В., Грач С. М., Караштин А. Н., Котик Д. С., Токарев Ю. В. Стенд «Сура»: исследования атмосферы и космического пространства (обзор).// Известия вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50. № 7. С. 545-576.
3. Урядов В. П., Вертоградов Г. Г., Вертоградов В. Г., Комраков Г. П., Черкашин Ю. Н., Васьков В. В.

Введение

Многодипольная приемо-передающая антенна ППАДД является важнейшей составной частью стенда СУРА (56 07'N, 46E), определяя угловые и поляризационные характеристики его излучения в диапазоне 4.3-9.3 МГц [1]. В штатном режиме поляризаторы антенны формируют эллиптически поляризованную волну с высокой степенью круговой поляризации в зенитном направлении, а ее система фазирования способна наклонять диаграмму направленности в секторе углов $\pm 40^\circ$ от зенита в плоскости местного магнитного меридиана. Наклоны луча широко практикуются при радиозондировании околоземного пространства, а также в радиоастрономических наблюдениях на ППАДД [2]. В связи с обнаружением эффекта «магнитного зенита» значительно повысился интерес к работе с наклонным лучом и в исследованиях нелинейных ионосферных явлений [3].

С увеличением зенитного угла луча степень линейной поляризации возбуждаемых ППАДД радиоволн должна прогрессивно нарастать, как это ожидается для фазированной решетки из горизонтальных линейных излучателей. Вместе с тем, вплоть до последнего времени сведения о свойствах поляризованного излучения ППАДД практически исчерпывались данными измерений развязки ортогональных круговых поляризаций при излучении в зенит [1]. Соответствующее тестирование при наклонах луча ранее не проводилось, и вопрос об угловых и частотных характеристиках поляризованного излучения ППАДД, вообще говоря, оставался открытым.

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию поляризационных особенностей излучения стенда СУРА при работе с наклонным лучом. В

разделе 1 выполнен расчет параметров Стокса базового элемента ППАДД – крестообразного вибратора Надененко – для произвольного направления излучения. В разделе 2 представлены результаты первых экспериментов по исследованию линейно поляризованной компоненты излучения станда на наклонных трассах, выполненных методом приема его сигналов на космическом аппарате (КА) WIND. В анализе данных измерений на КА апробирована предложенная в [4] методика поляризационной обработки в условиях сильных амплитудных флуктуаций принимаемого сигнала. В разделе 3 производится анализ результатов экспериментов СУРА-WIND в диапазоне 9 МГц на основе выведенных аналитических выражений для поляризационных параметров излучения ППАДД, сделаны оценки углов фарадеевского вращения на трассе Земля-КА с учетом рефракции декаметровых радиоволн в неоднородной магнитоактивной околоземной плазме. В заключении сформулированы основные результаты работы и предложены области их возможного применения.

Параметры Стокса излучения ППАДД

Антенна ППАДД представляет собой 144-элементную фазированную антенную решетку, состоящую из трех идентичных секций размером 100×300 м. Ее базовым элементом является крестообразный вибратор (далее – крест), состоящий из двух биконических диполей Надененко, подвешенных на высоте 11,5 м над поверхностью Земли по диагоналям квадрата со стороной 25 м. Диполи креста возбуждаются со сдвигом фаз $\pi/2$ с высокой точностью по всему рабочему диапазону [1]. Плоскости сканирования луча и симметрии крестов, а также меньшая сторона секций антенны ориентированы по магнитному склонению ($11^\circ E$).

Выберем декартову систему координат с осями x, y , направленными вдоль вибраторов X, Y креста, соответственно, и осью z , ориентированной в зенит. Пусть \mathbf{p} ($\mathbf{p} = p_x \mathbf{i} + p_y \mathbf{j} + p_z \mathbf{k}$) есть

Отметим, что оптимальное согласование модельной и экспериментальной кривых получено при значении $\beta l = 4$, которое больше ожидаемого на частоте 9075 кГц для тонкого вибратора с длиной плеча $l = 17,7$ м ($\beta l = 2\pi l/\lambda = 3,36$). Следует отметить также более глубокую азимутальную модуляцию наблюдаемых вариаций $Q(t)$ по сравнению с модельными в середине сеанса. Причина здесь, скорее всего, в отличии электродинамических характеристик диполей креста Надененко от характеристик тонкого линейного излучателя.

Заключение

Впервые экспериментально и теоретически исследованы характеристики линейно поляризованной компоненты излучения станда СУРА в режиме наклона диаграммы направленности его приемо-передающей антенны ППАДД. Получены аналитические выражения параметров Стокса излучения базового элемента ППАДД – крестообразного вибратора Надененко – в верхней полусфере в зависимости от рабочей частоты. Выявлена характерная особенность излучения СУРЫ – увеличение степени линейной поляризации $\rho_{лин}$ с удалением от плоскости сканирования диаграммы направленности, обусловленная конечными (в масштабе длины волны λ) размерами диполей креста.

Проведено тестирование линейно поляризованной компоненты излучения станда СУРА на наклонных трассах в экспериментах по приему его сигналов на удаленном космическом аппарате WIND, локализованном вблизи плоскости эклиптики. При анализе результатов измерений апробирована методика поляризационной обработки при наличии сильных флуктуаций интенсивности принимаемого сигнала. В ряде сеансов со спокойными геофизическими условиями обнаружено уменьшение амплитуды квазирегулярных осцилляций параметра $Q(A(t))$ вблизи центра луча ДН на частоте 9075 кГц,

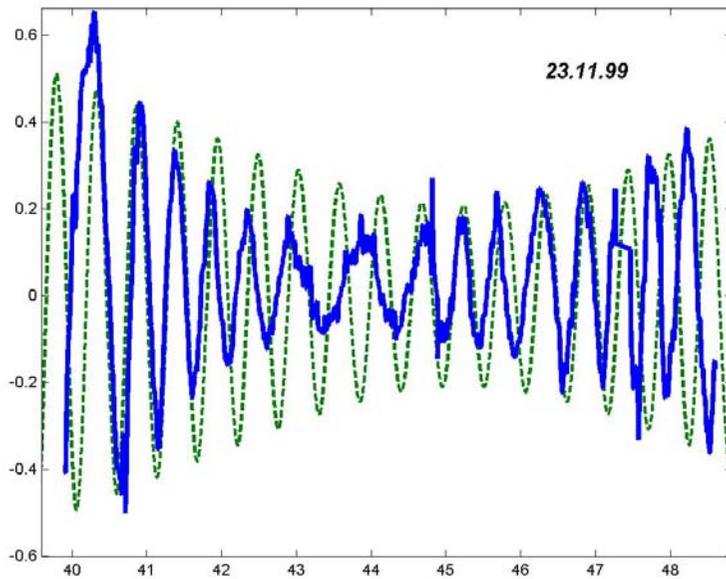


Рисунок 6 – Сопоставление экспериментальной (сплошная линия) и расчетной (пунктир) азимутальных зависимостей параметра $Q(A)$ в сеансе 23.11.1999г. на частоте $f = 9075$ кГц

Разумеется, в реальных условиях имеет место суперпозиция нескольких различных факторов изменения угла χ , и наблюдаемая частота поляризационных федингов зависит от конкретных геофизических условий в данном сеансе. Рассмотренные выше случайные факторы могут исказить или даже полностью разрушить регулярную структуру вариаций $Q(t)$, как это имеет место в сеансе 21.11.99. Подчеркнем вместе с тем, что амплитуда вариаций $Q(t)$ определяется только поляризационными свойствами креста Надененко и, как это показывают расчеты в разделе 2, в среднем по разным сеансам она должна расти с удалением от плоскости сканирования луча. Именно такая ситуация и наблюдалась в рассмотренном цикле экспериментов СУРА-WIND 18-25 ноября 1999 года.

единичный вектор с компонентами p_x, p_y, p_z , характеризующий заданное направление наблюдения; i, j, k – орты координатных осей x, y, z , соответственно (рис.1).

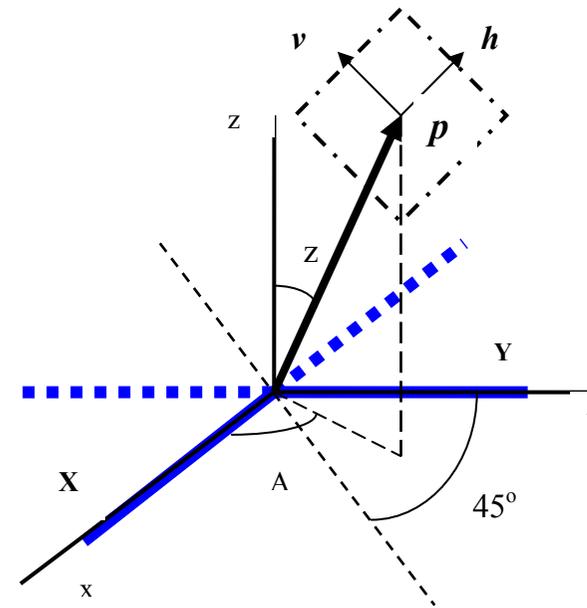


Рисунок 1 – Ориентация координатных осей относительно диполей крестообразного вибратора и направления излучения. Штрихпунктиром выделена картинная плоскость.

Рассмотрим сначала ситуацию, когда распространение волны от излучателя до точки наблюдения происходит в вакууме. Электрическое поле E излучения креста в дальней зоне в направлении p на частоте f при этом можно представить в виде:

$$E = E_x \cdot \theta_x \cdot \sin(\omega t) + E_y \cdot \theta_y \cdot \cos(\omega t), \quad (1)$$

где $E_{x,y}$ и $\theta_{x,y}$ – модули и единичные векторы полей излучения $E_{x,y}$ диполей X, Y креста; соответственно; $\theta_x = [(p_x^2 - 1) \cdot \mathbf{i} + p_x p_y \cdot \mathbf{j} + p_x p_z \cdot \mathbf{k}] / (1 - p_x^2)^{0.5}$, $\theta_y = [(p_x p_y \cdot \mathbf{i} - (1 - p_y^2) \cdot \mathbf{j} + p_y p_z \cdot \mathbf{k})] / (1 - p_y^2)^{0.5}$; $\omega = 2\pi f$. Здесь учтена поляризация электромагнитного поля линейного излучателя: поперечность волны и ориентация $E_{x,y}$ в плоскости, проходящей через ось диполя и направление волны, а также возбуждение диполей креста со сдвигом на $\pi/2$ по фазе.

Рассмотрим прямоугольную систему координат $h\nu$ картинной плоскости с центром в точке наблюдения. Для определенности горизонтальную ось h ориентируем параллельно плоскости xu . Единичные векторы \mathbf{h} , \mathbf{v} осей h, ν при этом запишутся в виде:

$$\mathbf{h} = (p_y \mathbf{i} - p_x \mathbf{j}) / (1 + p_z^2)^{0.5} \quad (2)$$

$$\mathbf{v} = [-p_x p_y \mathbf{i} - p_y p_z \mathbf{j} + (1 - p_z^2) \mathbf{k}] / (1 - p_z^2)^{0.5} \quad (3)$$

Нетрудно убедиться, что векторы \mathbf{h} , \mathbf{v} и \mathbf{p} взаимно ортогональны и образуют правую координатную тройку. Проекция поля креста \mathbf{E} из (1) на оси \mathbf{h} , \mathbf{v} из (2, 3) равны:

$$E_\nu = \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} = p_z / (1 - p_z^2)^{0.5} \cdot \{ [p_x / (1 - p_x^2)^{0.5}] \cdot E_x \cdot \sin \omega t + [p_y / (1 - p_y^2)^{0.5}] \cdot E_y \cdot \cos \omega t \} \quad (4)$$

$$E_h = \mathbf{E} \cdot \mathbf{h} = 1 / (1 - p_z^2)^{0.5} \cdot \{ [-p_y / (1 - p_x^2)^{0.5}] \cdot E_x \cdot \sin \omega t + [p_x / (1 - p_y^2)^{0.5}] \cdot E_y \cdot \cos \omega t \} \quad (5)$$

Соотношения (4, 5) являются исходными для вычисления параметров Стокса Q_o , U_o , V_o полностью поляризованного излучения креста в случае вакуумного распространения. Процедура их вычислений состоит в представлении проекций E_ν , E_h в форме гармонического колебания:

$$E_\nu = E_{\nu o} \cdot \cos(\omega t + \varphi_\nu), \quad E_h = E_{h o} \cdot \cos(\omega t + \varphi_h), \quad (6)$$

дают соответственно, 10, 1 и 0,5 радиан за время 40-мин сеанса (см. Таблицу 2). Частота соответствующих федингов параметра $Q(t) \propto \cos(2\chi(t))$ составляет $\leq 4 \cdot 10^{-3}$ Гц, что меньше экспериментально наблюдаемой величины (см. рисунки 4 и 5).

Не касаясь здесь вопроса о выявлении возможной роли плазмосферы в вариациях χ , вернемся к рассмотрению конкретной ситуации в сеансе 23.11.99, которая отличается наиболее регулярной картиной федингов $Q(t)$. Критическая частота $foF2$ в этом сеансе монотонно уменьшалась от 3,2 до 2,7 МГц (Таблица 1). Полагая, что $foF2$ характеризует Ne в слое толщиной 100 км вблизи максимума $F2$ -слоя, из (22-25) нетрудно получить, что плоскость поляризации за время сеанса должна повернуться на угол $\Delta\chi = 52$ рад = 2992° , что отвечает 17 осцилляциям параметра $Q \propto \cos(2\chi)$. Эта ситуация близка к наблюдаемой в эксперименте (см. рисунок 5).

В качестве иллюстрации на рисунке 6 на наблюдаемую картину вариаций $Q(A(t))$ в сеансе 23.11.99 на частоте 9075 кГц наложена ожидаемая зависимость $Q(A)$, рассчитанная по формулам (22-25) при $\beta l = 4$ и скорости изменения позиционного угла $\chi - 1,34$ рад за минуту. Соответствующая частота $d\chi/dt = 2,4 \cdot 10^{-2}$ Гц и отвечает отмеченной выше реальной ситуации в сеансе, характеризующейся уменьшением ПЭС на луче зрения из-за понижения $foF2$ (см. Таблицу 2). Рисунок 6 в целом показывает хорошее соответствие наблюдаемой и ожидаемой картин флуктуаций $Q(t)$. Некоторое расхождение может быть обусловлено наличием дополнительных нерегулярных вариаций, например, из-за прохождения ПИВ.

0,5 км/сек [12] угол поворота равен $\psi = 2,9 \cdot 10^{-5} \cdot \Delta N/N \cdot N_e \cdot H$, а $l_{\perp} = 16-32$ в диапазоне 9 МГц. Длительность соответствующих возмущений $l_{\parallel} / V_{\parallel} = 400-1500$ сек, а характерная частота поляризационных федингов $d\psi/dt = \psi \cdot V_{\parallel} / l_{\parallel} = (1,1-4,8) \cdot 10^{-2}$ Гц. Примерами проявления таких возмущений, по-видимому, могут служить увеличение частоты поляризационных федингов во второй половине сеанса 18.11.99 и смещение центра симметрии картины вариаций параметра $Q(t)$ в сеансе 19.11.99 (см. рисунок 5).

Суточные вариации ПЭС. Наиболее сильное влияние на вариации χ оказывают глобальные изменения меры вращения $RM = \int N_e H \cos \alpha dl$ в ходе суточной эволюции плазменной оболочки Земли. Поскольку геомагнитное поле на средних широтах в первом приближении можно считать постоянным, вариации RM практически полностью обусловлены изменениями полного электронного содержания (ПЭС) на трассе Земля-КА. Так при изменении ПЭС ионосферы всего на 10% плоскость поляризации поворачивается на угол $\psi \approx 60$ радиан (см. Таблицу 2). Индикатором суточных вариаций в ионосфере могут служить данные вертикального зондирования. Плазмосфера Земли в настоящее время является сравнительно мало изученным объектом. Значительный прогресс в этом плане призваны внести активно ведущиеся эксперименты на специализированных КА типа IMAGE. Результаты экспериментов СУРА-WIND в этом плане весьма интересны, поскольку плазмосфера определяет более 60% величины ψ на трассе Земля-КА (см. Таблицу 2).

Во вторую группу входят стационарные факторы вариаций позиционного угла χ , обусловленные движением КА через луч антенны: увеличение толщи ионосферы при изменении зенитного угла z , изменение угла α между \mathbf{H} и \mathbf{k} и поворот позиционного угла $\chi_o = 0,5 \cdot \arctg(U_o/Q_o)$ эллипса поляризации излучения ППАДД при удалении КА от плоскости симметрии креста. Оценки $\Delta\chi$, сделанные для той же модели сферически неоднородной среды и тех же профилей $N_e(h)$, $H(h)$, что и выше,

где амплитуды E_{vo} , E_{ho} и фазы φ_v , φ_h связаны с Q_o , U_o и V_o соотношениями [5]:

$$Q_o = (E_{ho}^2 - E_{vo}^2) / (E_{ho}^2 + E_{vo}^2) \quad (7)$$

$$U_o = 2E_{vo} \cdot E_{ho} \cdot \cos(\varphi_h - \varphi_v) / (E_{ho}^2 + E_{vo}^2) \quad (8)$$

$$V_o = 2E_{vo} \cdot E_{ho} \cdot \sin(\varphi_h - \varphi_v) / (E_{ho}^2 + E_{vo}^2) \quad (9)$$

Из (4–6) нетрудно получить, что:

$$E_{vo} = p_z / (1-p_z^2)^{0.5} \cdot [E_x^2 \cdot p_x^2 / (1-p_x^2) + E_y^2 \cdot p_y^2 / (1-p_y^2)]^{0.5} \quad (10)$$

$$E_{ho} = 1 / (1-p_z^2)^{0.5} \cdot [E_x^2 \cdot p_y^2 / (1-p_x^2) + E_y^2 \cdot p_x^2 / (1-p_y^2)]^{0.5} \quad (11)$$

$$\tg \varphi_v = (-1) \cdot p_x / p_y \cdot (1-p_y^2)^{0.5} / (1-p_x^2)^{0.5} \cdot E_x / E_y \quad (12)$$

$$\tg \varphi_h = (-1) \cdot p_y / p_x \cdot (1-p_y^2)^{0.5} / (1-p_x^2)^{0.5} \cdot E_x / E_y \quad (13)$$

и после подстановки (10–13) в (7–9):

$$Q_o = [(\sin^2 A - \cos^2 z \cos^2 A) \cdot E_x'^2 + (\cos^2 A - \cos^2 z \sin^2 A) \cdot E_y'^2] / (E_x^2 + E_y^2) \quad (17)$$

$$U_o = \cos(z) \cdot \sin(2A) \cdot (E_y'^2 - E_x'^2) / (E_x^2 + E_y^2) \quad (18)$$

$$V_o = 2 \cdot \cos(z) \cdot E_x' \cdot E_y' / (E_x^2 + E_y^2) \quad (19)$$

где $E_x' = E_x / (1 - \sin^2 z \cos^2 A)^{0.5}$, $E_y' = E_y / (1 - \sin^2 z \sin^2 A)^{0.5}$, в трех последних соотношениях направляющие косинусы p_x , p_y , p_z выражены через азимут A и полярный угол z направления наблюдения \mathbf{p} в явном виде.

Для конкретизации величин E_y и E_x , входящих в соотношения (1, 17–19), ниже использовалось выражение для поля излучения тонкого диполя в дальней зоне [6]:

$$E_{x,y} = a (\cos(\beta l p_{x,y}) - \cos \beta l) / (1 - p_{x,y}^2)^{0.5} \cdot \exp(-i\beta r) / r \quad (20)$$

где $\beta = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны, l – длина плеча диполя, r – расстояние до точки наблюдения, a – численный коэффициент, зависящий от сопротивления излучения и тока диполя.

Остановимся на основных следствиях полученных соотношений. Для креста из элементарных вибраторов ($l \ll \lambda$) величины $E_{x,y} \propto (1 - p_{x,y}^2)^{0.5}$ и, как следует из (17–19):

$$Q_o = \sin^2 z / (1 + \cos^2 z) \quad U_o = 0 \quad V_o = 2 \cos(z) / (1 + \cos^2 z) \quad (21)$$

Степень линейной поляризации $\rho_{лин} = (Q_o^2 + U_o^2)^{0.5} = \sin^2 z / (1 + \cos^2 z)$ растет с ростом z ; оси эллипса поляризации ориентированы по осям h, v , причем главная ось параллельна h , т.е. эллипс вытянут вдоль горизонта. В общем случае диполей конечной длины соотношения (21) справедливы только в плоскости симметрии креста ($A = 45^\circ$). Параметры Q_o , U_o , V_o , а также $\rho_{лин}$ и позиционный угол $\chi_o = 0,5 \cdot \arctg(U_o/Q_o)$ зависят не только от z , но и от азимута направления наблюдения A .

На рисунке 2 приведена графическая иллюстрация полученных соотношений для двух значений параметра $\beta l = 1,59$ и $3,52$, отвечающих граничным частотам $4,3$ и $9,3$ МГц рабочего диапазона антенны ППАДД, и зенитного угла $z = 34^\circ$, характеризующего направление наблюдения в плоскости эклиптики для географической широты стенда СУРА ($56^\circ 07' N$).

вариации, называемые фокусировками, обычно связывают с линзоподобными неоднородностями электронной концентрации $F2$ -области. Как известно, фокусировка имеет место, если фокусное расстояние линзы

$$z_\phi \approx l_{||}^2 / 2\pi s_o \lambda \quad (30)$$

сравнимо с высотой h слоя $F2$, где $s_o = \pi/\lambda \cdot l_{\perp} \cdot (foF2/f)^2 \cdot \Delta N/N$ – фазовый набег, $\Delta N/N$ – относительные флуктуации N_e , $l_{||}$ и l_{\perp} – продольный и поперечный размеры линзы [11]. Из условия $z_\phi = h$ следует, что $\Delta N/N = 1/2\pi^2 \cdot l_{||}^2 / h_u l_{\perp} \cdot (foF2/f)^2$. Такая неоднородность будет приводить к повороту угла плоскости поляризации на частоте 9 МГц

$$\psi = 2,9 \cdot 10^{-5} \cdot \Delta N_e \cdot H l_{\perp} = 2,9 \cdot 10^{-5} \cdot N_e / 2\pi^2 \cdot l_{||}^2 / h_u \cdot (foF2/f)^2 \cdot H \quad (31)$$

Полагая $l_{||} = V_{||} \cdot \tau$, где $V_{||}$ – скорость дрейфа неоднородностей, τ – длительность фокусировки и подставляя в (31) значения $N_e = 1,1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $V_{||} \leq 100$ м/сек, $\tau = 100$ сек (рис. 4), $h = 400$ км, $foF2/f = 1/3$ (Таблица 1) и $H = 0,5$ гс, находим $\psi \leq 0,2$ рад.

Таким образом, фокусирующие неоднородности $F2$ -слоя, вообще говоря, не должны приводить к заметным вариациям χ в диапазоне 9 МГц. Это хорошо подтверждается на эксперименте: фокусировки \bar{P}_z практически не проявляются в регулярной картине вариаций параметра $Q(t) \propto \cos(2\chi(t))$ (см. рис. 4). Вместе с тем, более плотные неоднородности с $\Delta N/N \geq 2,5 \cdot 10^{-2} \cdot l_{||} / l_{\perp}$, фокальное расстояние которых меньше высоты $F2$ -слоя, могут заметно искажать регулярную картину вариаций $Q(t)$, хотя и слабее проявляются в вариациях интенсивности.

ПИБ. Более сильный эффект могут вызывать крупномасштабные градиенты $F2$ -слоя типа перемещающихся ионосферных возмущений (ПИБ). Для ПИБ с характерными параметрами $l_{\perp} \approx 100$ км, $\Delta N/N = 0,1-0,2$, $l_{||} = 200-300$ км, $V_{||} = 0,2-$

Вклады магнитосферы ($N_e(r) \leq 3 \text{ см}^{-3}$, $H \leq 0,01 \text{ гс}$) и межпланетной плазмы ($N_e(r) \leq 10 \text{ см}^{-3}$, $H \leq 10^{-5} \text{ гс}$) в интегральную величину ψ в диапазоне 9 МГц на трассе Земля-КА пренебрежимо малы: $\leq 0,03$ и 10^{-4} радиан, соответственно. Результаты модельных расчетов сведены в Таблицу 2, оценка с учетом рефракции радиоволн выделена жирным шрифтом.

Таблица 2. Углы поворота плоскости поляризации в диапазоне 9 МГц (в радианах).

Вся трасса	Ионосфера (до 1200 км)	Плазмосфера (1200-30000 км)	Магнитосфера	Межпланетная плазма
(1405) 1636	(721) 582	(684) 1054	$\leq 0,03$	$\leq 10^{-4}$

В целом, независимо от способа оценки угол ψ на трассе Земля – КА в диапазоне 9 МГц составляет более 10^3 радиан, около половины этой величины приходится на плазмосферу (точнее, на высоты $h > 1200$ км). Уже незначительные изменения геофизических условий могут вызвать обнаружимое изменение позиционного угла эллипса поляризации радиоволн в точке приема.

В реальной ситуации есть целый ряд причин, приводящих к изменению позиционного угла $\chi = \chi_0 + \psi$ (χ_0 – позиционный угол источника) принимаемого излучения во время сеанса. Рассмотрим сначала случайные вариации ψ , обусловленные неоднородной структурой и нестационарностью плазменной оболочки Земли, ниже мы ограничимся анализом в «фарадеевском» приближении из-за его простоты и физической наглядности.

Фокусирующие неоднородности. В сеансе 23.11.99 на частоте 9075 кГц обращают на себя внимание усиления мощности сигнала длительностью порядка минуты с увеличением \bar{P}_z в максимуме в 3-6 раз (см. рис. 4). Такие

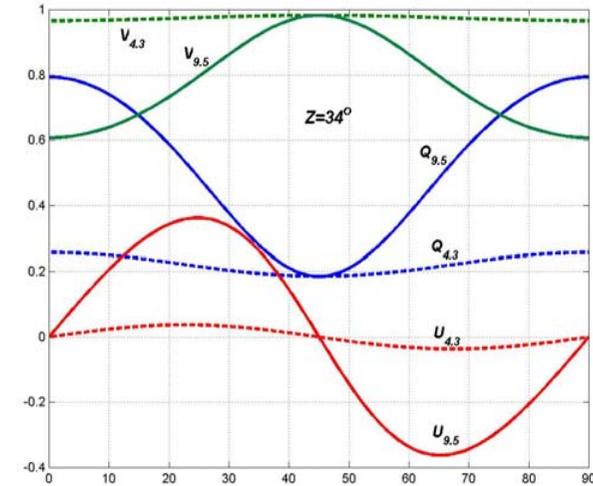


Рисунок 2 – Азимутальные зависимости параметров Q_o , U_o , V_o излучения крестообразного вибратора ППАДД на частотах 4,3 и 9,5 МГц для зенитного угла 34° в дальней зоне, азимут A (в угловых градусах) отсчитывается от оси диполя X .

Как видно из рисунка 2, отмеченная зависимость Q_o , U_o , V_o от A проявляется при $z=34^\circ$ на обеих граничных частотах рабочего диапазона. При этом степень круговой поляризации, характеризуемая параметром V , убывает, а степень линейной поляризации $\rho_{лин} = (1 - V_o^2)^{0.5} = (Q_o^2 + U_o^2)^{0.5}$ соответственно возрастает с удалением от плоскости симметрии креста ($A=45^\circ$). Эта характерная особенность креста является прямым следствием отличия диаграмм направленности его диполей от ДН элементарного вибратора $E_{x,y} \propto \sin \alpha_{x,y} \equiv (1 - p_{x,y}^2)^{0.5}$, где $\alpha_{x,y}$ – угол между вектором p и осью X, Y -диполя. При смещениях по азимуту от плоскости симметрии $E_x \neq E_y$, и в излучении креста доминирует один из ортогональных диполей, дающих линейно поляризованную волну. С ростом рабочей частоты $f \propto \lambda^{-1}$ азимутальная зависимость $\rho_{лин}$ становится более выраженной.

Так, на частоте 9,3 МГц ($l = 1.12\lambda$) значение $\rho_{\text{лин}}$ при $z=34^\circ$ увеличивается примерно в два раза уже при смещении $/A-45^\circ / \leq 10^\circ$.

Перейдем теперь к распространению радиоволн в среде. Рассмотрим простейший случай однородной магнитоактивной плазмы. Как известно, в результате эффекта Фарадея после прохождения такой среды плоскость поляризации повернется на некоторый угол ψ , и позиционный угол в точке приема будет равен $\chi = \chi_0 + \psi$, где χ_0 – позиционный угол до входа в среду. Поскольку $Q \propto \cos 2\chi$, $U \propto \sin 2\chi$, $V = \text{const}(\chi)$ [5], получаем:

$$Q = \cos(2\psi) \cdot Q_0 - \sin(2\psi) \cdot U_0 \quad (22)$$

$$U = \sin(2\psi) \cdot Q_0 + \cos(2\psi) \cdot U_0 \quad (23)$$

где Q_0 и U_0 определяются соотношениями (17, 18). Из (22, 23) видно, что Q и U взаимосвязаны, а степень линейной поляризации $\rho_{\text{лин}} = (Q^2 + U^2)^{0.5}$, как и параметр $V = (1 - Q^2 - U^2)^{0.5}$, инвариантны при изменении позиционного угла.

В плане настоящей статьи представляет интерес проследить картину азимутальных вариаций параметров Q , U принимаемого сигнала при одновременном изменении A и χ . Такая ситуация может реализоваться, например, когда удаленный приемник движется по небосводу, а критическая частота ионосферы растет или уменьшается. В качестве иллюстрации на рисунке 3 представлены ожидаемые зависимости Q, U и $\rho_{\text{лин}} = (Q^2 + U^2)^{0.5}$ от азимута A для $z = 34^\circ$ на частоте 9,5 МГц ($\beta l = 3,52$), рассчитанные с помощью (17, 18) и (22, 23) для случая, когда угол поворота меняется по закону $\psi = 120 \cdot A$.

Для выяснения общей ситуации в условиях настоящего эксперимента были проведены сравнительные оценки ψ на основе (28) и (29) в модели сферически симметричной неоднородной по высоте среды. В численных расчетах использовались INTERNET-ресурсы о высотных профилях электронной концентрации $N_e(h)$ по стандартной модели ионосферы IRI (<http://modelweb.gsfc.nasa.gov/ionos/iri.html>) и геомагнитного поля $H(h)$ в дипольном приближении с учетом локальных аномалий (<http://modelweb.gsfc.nasa.gov/magnetos/magnetic.html>). Ключевые параметры модели IRI были дополнены наблюдаемыми значениями критической частоты слоя F_2 ионосферы (см. Таблицу 1). При вычислении фазовых путей $L_{o,x}$ нормальных волн применялась схема определения углов рефракции, рассмотренная в [10].

В качестве примера ниже представлены результаты модельных оценок ψ для типичного в обсуждаемом цикле экспериментов сеанса 23.11.99. Мы ограничились анализом на частоте 9075 кГц, поскольку на второй частоте 4525 кГц необыкновенная волна во всех сеансах была практически экранирована ионосферой (см. Таблицу 1).

Роль рефракции в формировании угла поворота ψ в неоднородной магнитоактивной среде определяется двумя конкурирующими факторами: увеличением геометрического пути из-за искривления средней траектории волн и уменьшением разности фазовых путей нормальных волн из-за прохождения X-волны по более длинной трассе. В рассмотренной модели траектории обеих волн отклоняются к зениту от направления на КА в вакууме при углах рефракции $0,65^\circ$ для X-волны и $0,53^\circ$ для O-волны; азимутальные отклонения пренебрежимо малы из-за близости луча к плоскости геомагнитного поля. Первый отмеченный фактор приводит к некоторому увеличению интегральной величины ψ , второй проявляется в перераспределении относительных вкладов ионосферы и плазмосферы по сравнению с «фарадеевской» оценкой (28).

цикла 1999 г. не обнаруживают какой-либо регулярной структуры, и представляют собой слегка зашумленную прямую линию вблизи нулевого уровня. Отметим, что на 4525 кГц необыкновенная волна во всех сеансах была практически экранирована ионосферой (см. Таблицу 1).

4. Анализ результатов

После выхода из источника излучение СУРЫ на трассе Земля - КА последовательно проходит несколько магнитоактивных сред: ионосфера, плазмосфера, магнитосфера, межпланетная плазма – в результате чего его плоскость поляризации поворачивается на угол ψ :

$$\psi = \pi/\lambda \cdot (L_o - L_x) \quad (28)$$

где $L_{o,x}$ – фазовые пути нормальных распространяющихся мод (О и Х волны), λ – длина волны в вакууме. При квазипродольном распространении угол поворота ψ описывается известным выражением для фарадеевского вращения [5]:

$$\psi = \pi/\lambda \cdot \int (n_o - n_x) dl = 4,7 \cdot 10^4 \cdot f^{-2} \cdot \int N_e \cdot H \cdot \cos \alpha dl / (n_o + n_x) \quad (29)$$

где $n_{o,x}$ – показатели преломления О, Х-волн, f – частота волны, N_e – электронная концентрация, H – напряженность магнитного поля, α – угол между магнитным полем и волновым вектором, интегрирование ведется вдоль прямолинейной трассы. В декаметровом диапазоне, однако, становится существенной рефракция радиоволн, и при оценках ψ , вообще говоря, необходимо пользоваться общим выражением (28) с учетом различия траекторий распространения О и Х волн в неоднородной околоземной плазме.

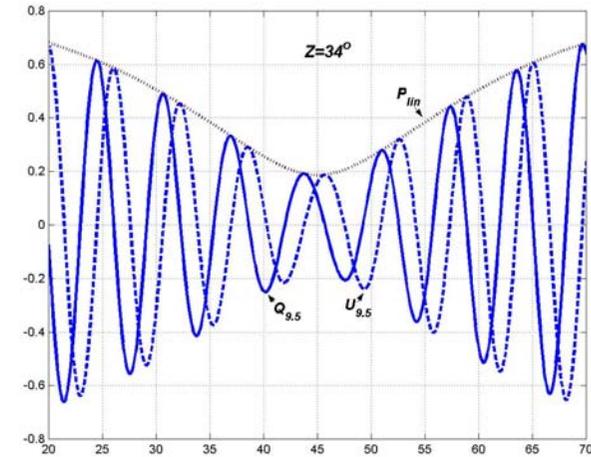


Рисунок 3 – Азимутальные вариации параметров Q , U и степени линейной поляризации $\rho_{лин}$ (точки) на частоте 9,5 МГц ($\beta l = 3,52$) при $z=34^\circ$, для случая, когда угол фарадеевского вращения меняется по закону $\psi = 120 \cdot A$.

Рисунок 3 наглядно иллюстрирует взаимосвязь параметров Q и U при изменении азимута направления излучения и одновременном повороте позиционного угла эллипса поляризации после прохождения среды. При выборе другого численного коэффициента m в соотношении $\psi = m \cdot A$ частота квазисинусоидальных осцилляций, очевидно, будет изменяться. Вместе с тем, характерная зависимость $\rho_{лин}$ с минимумом вблизи плоскости симметрии не зависит от m и/или вида зависимости $\psi(A)$, являясь проявлением свойств самого крестообразного вибратора ППАДД.

При суммировании полей нескольких крестообразных вибраторов следует учитывать фигурирующий в (20) фазовый множитель $\exp(-i\beta r)$. Нетрудно убедиться, что такое суммирование приводит к появлению одинакового решеточного множителя в числителях и знаменателях выражений (17-19). Таким образом, полученные выражения для параметров Стокса

крестообразного вибратора в равной мере характеризуют поляризационные свойства многодипольной антенны ППАДД. С учетом ее конструкции (см. выше), отмеченная азимутальная зависимость поляризационных параметров излучения креста при рассмотрении излучения СУРЫ должна проявляться при удалении от плоскости сканирования диаграммы направленности.

3. Результаты экспериментов

Экспериментальное подтверждение установленных в разделе 2 особенностей поляризованного излучения антенны ППАДД было получено в экспериментах по приему сигналов стенда СУРА на космическом аппарате WIND. Схема их проведения и использованный инструментарий достаточно подробно описаны в ряде работ (см., например, [7]), и мы ограничимся здесь рассмотрением лишь наиболее принципиальных для настоящей статьи моментов.

Здесь представлен ноябрьский цикл 1999 г., выполненный в один из наиболее спокойных по геофизической обстановке периодов при низких критических частотах ионосферы. Излучение проводилось наклонным лучом одновременно на частотах 4525 и 9075 кГц двумя модулями стенда с мощностью излучения 260 кВт каждый; зенитный угол наклона и время сеанса рассчитывались по координатам КА, который двигался над стендом с угловой скоростью $\approx 15^\circ/\text{мин}$ (<http://sscweb.gsfc.nasa.gov>). Поляризаторы системы возбуждения ППАДД были переключены в режим излучения волны обыкновенной поляризации (О-волна), которая менее (по сравнению с Х-волной) подвержена эффекту ионосферной экранировки. Параллельно производился съем ионограмм с помощью станции вертикального зондирования ионосферы «Базис» с интервалом 15 мин.

Некоторые обстоятельства проведенных экспериментов: дата сеанса, его местное время, зенитный угол КА для

В качестве иллюстрации на рисунке 5 представлены осциллограммы Q для 18.11.99 и 19.11.99 г. Методика обработки данных была такая же, как и для 23.11.99.

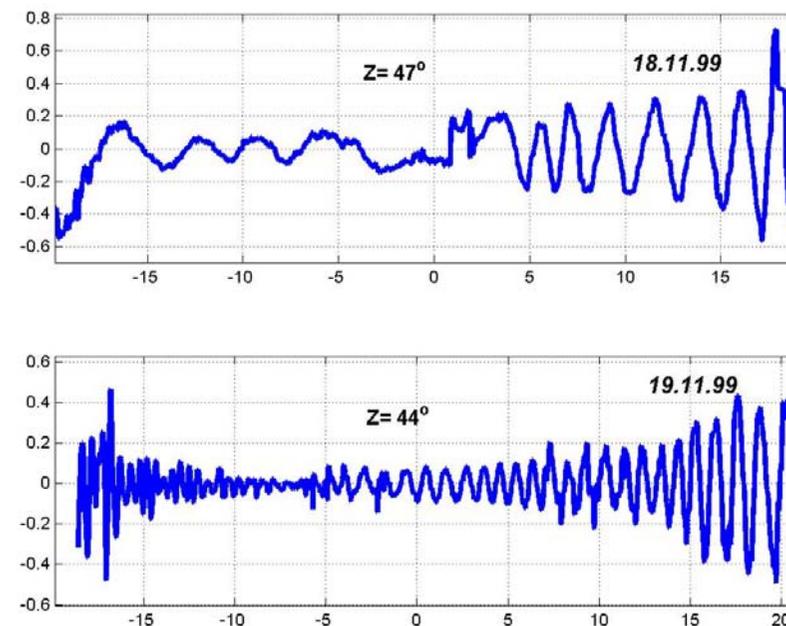


Рисунок 5 – Вариации параметра Q на частоте 9075 кГц в сеансах 18.11.99 и 19.11.99.

Таким образом, результаты наблюдений на частоте 9075 кГц обнаруживают квазирегулярную картину вариаций параметра Q , повторяющуюся в нескольких сеансах ноябрьского цикла 1999 г. Она характеризуется квазипериодическими осцилляциями с характерным периодом порядка 1-3 мин и увеличением амплитуды осцилляций по мере удаления от КА от плоскости сканирования луча антенны ППАДД.

На второй рабочей частоте 4525 кГц мощность сигнала также сильно флуктуирует, но, в отличие от ситуации на 9075 кГц, осциллограммы $Q(t)$ во всех сеансах ноябрьского

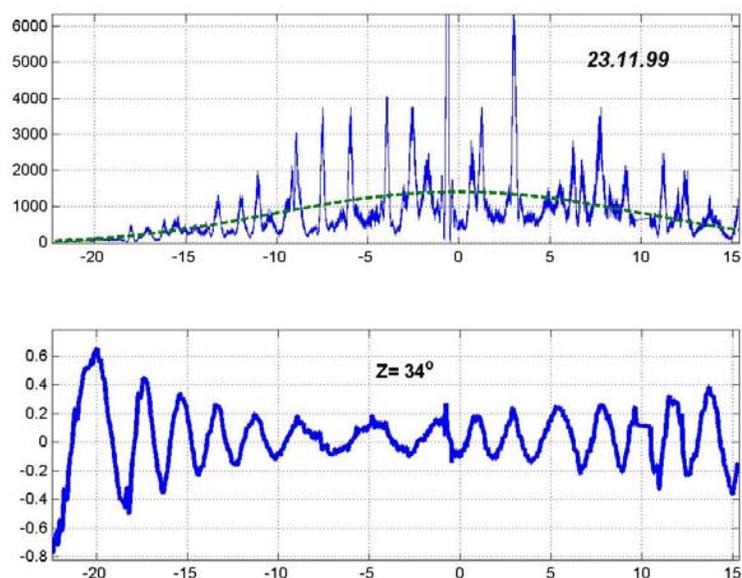


Рисунок 4 – Вариации мощности P_z (верхняя панель) и параметра Q (нижняя панель) на частоте 9075 кГц в сеансе 23.11.1999.

Как видно из рисунка 4, мощность сигнала СУРЫ испытывает характерные для декаметрового диапазона волн хаотические флуктуации, на фоне которых выделяются кратковременные усиления с превышением среднего уровня в 3-6 раз. В то же время картина вариаций параметра Q совершенно иная и является, скорее, квазирегулярной. Здесь доминирующими признаками являются квазисинусоидальные осцилляции с периодом порядка 2,5 мин и уменьшение амплитуды осцилляций в середине сеанса.

Подобная ситуация на частоте 9075 кГц наблюдалась еще в ряде сеансов обсуждаемого здесь ноябрьского 1999 г. цикла экспериментов СУРА-WIND. Исключение представляет сеанс 21.11.99, в котором регулярная картина была практически разрушена быстрыми хаотическими вариациями параметра Q .

Васильсурска, полярный угол траектории Земля-КА в эклиптической системе координат GSE и критическая частота $foF2$ слоя $F2$ ионосферы по данным вертикального зондирования представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Характеристики ноябрьского 1999 г. цикла сеансов СУРА-WIND.

Дата	LT (hh:mm)	Z (°)	θ (°)	$foF2$ (МГц)	$f_x(экp)$ (МГц)
18.11.99	03:28-04:08	47	104.8	2,75→3,05	5,06-5,5
19.11.99	04:02-04:42	44	98.9	2,9→3,2	5,0-5,42
20.11.99	04:26-05:06	41	94.9	2,9	4,8
21.11.99	04:48-05:28	39	91.3	2,65→2,75	4,3-4,4
22.11.99	05:10-05:50	37	87.9	2,55→2,7	4,07-4,25
23.11.99	05:30-06:10	36	84.8	3,2→2,7	4,82-4,2
24.11.99	05:53-06:33	35	81.6	2,8 → 3	4,27-4,6
25.11.99	06:18-06:58	34	78.3	3,6→4,2	5,2-5,9

Примечание к Таблице 1.

Значения Z и θ в столбцах 4, 5, соответственно, приведены на момент середины сеанса. В столбце 5 стрелка указывает на характер изменения критической частоты $foF2$ в сеансе.

В последнем столбце приведена ожидаемая частота экранировки необыкновенной волны, рассчитанная по формуле $(foF2+0,7)/\cos z$.

WIND – спин-стабилизированный КА с ориентацией оси вращения в южный полюс эклиптики и периодом оборота $T \approx 3$ сек. Его 256-канальный приемник RAD2 с рабочим диапазоном 1075 – 13775 кГц оснащен двумя короткими ортогональными диполями, один из которых направлен вдоль оси вращения (Z -антенна с длиной плеча 5,3 м), а другой (Y -антенна с длиной плеча 7,5 м) вращается вместе с корпусом аппарата [8].

В обсуждаемых экспериментах приемник RAD2 работал в двухканальном режиме на частотах 4525 и 9075 кГц с полосой

20 кГц и отдельной регистрацией сигнала с входов Y и Z антенн. Данные измерений сигналов СУРЫ поступали с КА в виде напряжений U_y и U_z с выходов Y и Z антенн, соответственно, с частотой сэмпа 8 Гц. Измеренные значения $U_{y,z}$ флуктуируют в широком интервале временных масштабов в результате прохождения сигналов СУРЫ через неоднородную и нестационарную плазменную оболочку Земли. В спектре Y-канала представлены также сильные гармоники из-за вращения КА с периодом $T \approx 3$ сек, остаточные 1,5 и 3-сек осцилляции наблюдаются и в Z-канале из-за небольшого (порядка $1-2^\circ$) отклонения оси Z-антенны от оси вращения. Чтобы исключить гармоники вращения, предварительно вычислялись средние мощности принятого сигнала $\bar{P}_{z,y} = U_{z,y}^2$ в Z, Y-каналах на интервале $\Delta t \geq T$.

Как следует из методики наблюдений на вращающихся КА с короткими ортогональными дипольными антеннами [8], \bar{P}_z и \bar{P}_y можно представить в виде:

$$P_z = W_z \cdot 0,5 \cdot S \cdot (1+Q) \cdot \sin^2 \theta \quad (24)$$

$$P_y = W_y \cdot 0,25 \cdot S \cdot (1 + \cos^2 \theta - Q \cdot \sin^2 \theta) \quad (25)$$

где S и Q – соответственно, плотность потока и параметр Стокса излучения источника, θ – полярный угол между волновым вектором излучения \mathbf{k} и осью Z –антенны; W_z и W_y – коэффициенты передачи, зависящие от согласования антенн со входом приемника в соответствующем канале. Величины S и Q имеют, очевидно, смысл средних по периоду вращения от соответствующих величин.

Введем в рассмотрение величину $P_{tot} = (W_y/W_z) \cdot \bar{P}_z + 2P_y$, которая, как видно из (24, 25), пропорциональна полному потоку падающего поляризованного излучения $S(t)$:

$$P_{tot} = (W_y/W_z) \cdot \bar{P}_z + 2P_y = W_y \cdot S(t) \quad (26)$$

Из (23-25) нетрудно получить, что:

$$Q = 2 \cdot (W_y/W_z) \cdot \bar{P}_z / P_{tot} \cdot \sin^2 \theta - 1 \quad (27)$$

Соотношение (27) дает алгоритм вычисления параметра Q по наблюдаемым величинам средней по периоду вращения мощности сигнала $\bar{P}_{z,y}$ на выходах Z, Y-антенн при известном отношении коэффициентов передачи W_y/W_z и полярного угла θ [4]. Для определения двух других параметров U и V , необходимо, вообще говоря, применять режим когерентного сложения напряжений сигналов с выходов X, Y-антенн КА [9].

На рисунке 4 представлены мощность сигнала \bar{P}_z на выходе антенны Z в относительных единицах (верхняя панель) и параметр Q (нижняя панель) на частоте 9075 кГц в сеансе 23 ноября 1999 г. По оси абсцисс отложено время t в минутах, $t=0$ отвечает расчетному моменту прохождения КА через плоскость сканирования ДН антенны ППАДД.

Усреднение по вращениям КА проводилось на интервале $\Delta t \approx 9$ сек; значение $\bar{P}_z = 1$ отвечает мощности, наводимой на выходе Z-антенны квазиизотропным космическим радиофоном. Пунктирная линия на верхней панели характеризует модуляцию излучения СУРЫ диаграммой направленности антенны ППАДД. Расчеты Q выполнены по формуле (27) для отношения $W_y/W_z = 5,86$; при определении которого использованы результаты наблюдений радиофона по каналам Z, Y-антенн перед началом сеанса, и $\theta = 85^\circ$ (см. Таблицу 1).