

Искусственная рефракция радиоволн в ионосфере

§ 1. Введение

Рассмотрим эффект дисперсионной рефракции с точки зрения принципа суперпозиции монохроматических волн на примере его практического применения – искусственного управления распространением радиоволн в ионосфере.

Для формирования необходимой частотной модуляции будем использовать трансформацию продольной модуляции волнового пакета в поперечную за счет неоднородной структуры ионосферы. Хотя этот метод формирования поперечной модуляции в значительной степени зависит от неоднородной структуры среды, он имеет существенное преимущество – возможность использования обычных антенн вместо сооружения громоздких антенных решеток.

Обращение к принципу суперпозиции объясняется несколькими причинами.

Во-первых, существует ряд хорошо известных приближенных методов решения монохроматических задач для сложных сред, близких к реальным. Мы будем использовать параболическое уравнение теории дифракции.

Во-вторых, обратная задача синтеза излучаемого сигнала, который, распространяясь в ионосфере, обеспечивает в заданной точке пространства максимальную энергию, становится простой и сводится к подбору фаз и амплитуд монохроматических компонент.

В-третьих, мы преследуем методическую цель – рассмотрение дисперсионной рефракции с различных позиций и точек зрения.

Прежде всего, констатируем факт, что для волновой функции U принцип суперпозиции выполняется, поскольку она удовлетворяет линейному волновому уравнению (1.7). В то же время для

энергетических характеристик волны, например для мощности и энергии, этот принцип не выполняется, поскольку они являются нелинейными функциями поля. Однако на практике чаще всего именно энергетические характеристики и представляют интерес.

Например, в наиболее распространенной прикладной задаче радиофизики – передаче сообщений с помощью радиоволн – достоверность приема определяется энергией сигнала. Более того, само понятие распространения радиоволн связывают с распространением волновой энергии. Например, в ПВГО групповая скорость – это средняя за период скорость передачи энергии.

В спектральном подходе дисперсионная рефракция объясняется эффектом частотно-зависимой фокусировки, подобно тому, как происходит сжатие продольно-модулированной волны при частотной дисперсии в одномерном случае [32, 33, 51, 52, 61, 68]. Пакет будет иметь максимальную мощность в той точке пространства и в тот момент времени, когда полностью совпадут фазы всех спектральных компонент.

В одномерном случае возможно только перераспределение мощности в пространстве, общая энергия пакета останется постоянной для каждой точки пространства. Здесь, естественно, эффект дисперсионной рефракции не может наблюдаться по определению.

При переходе к двум или трем измерениям появляется возможность перераспределения энергии в пространстве. Для этого необходимо, чтобы монохроматические компоненты имели различное направление волнового вектора, как это имеет место в волновом пакете с поперечной частотной модуляцией. Тогда, кроме продольной фокусировки, возникнет поперечная, а результатом совместного их действия будет перераспределение энергии в пространстве. Естественно, полная энергия во всей пространственной области останется неизменной.

Это перераспределение физически объясняется возникновением эффекта дисперсионной рефракции и может быть описано в рамках модифицированной ПВГО, что мы и покажем далее.

В масштабах Земли самой объемной диспергирующей средой является ионосфера, где сильная частотная дисперсия наблюдается в КВ-диапазоне радиоволн. Здесь дисперсионные эффекты, как уже отмечалось, начинают проявляться при полосе сигнала порядка 100 КГц [34, 48, 53, 57, 97]. Отметим, что практически все коротковолновые радиосистемы имеют более узкую полосу, поскольку разработчики таких систем пытаются

избежать дисперсионных искажений сигнала в радиоканале. Это основная причина, почему в обычных системах не проявляется (а, точнее, не замечается) эффект дисперсионной рефракции, поскольку это явление – многомерный вариант дисперсионных искажений волнового пакета. В ряде последних работ [109, 110] проводятся исследования возможности компенсации продольных дисперсионных искажений ионосферного радиосигнала путем использования в его обработке специальных фильтров, что позволяет расширить полосу радиоканала до 1 МГц.

Эффект усиления поля в заданной точке пространства за счет дисперсии среды на основе принципа суперпозиции поясняет рис. 17. Пусть передатчик излучает сигнал с широким частотным

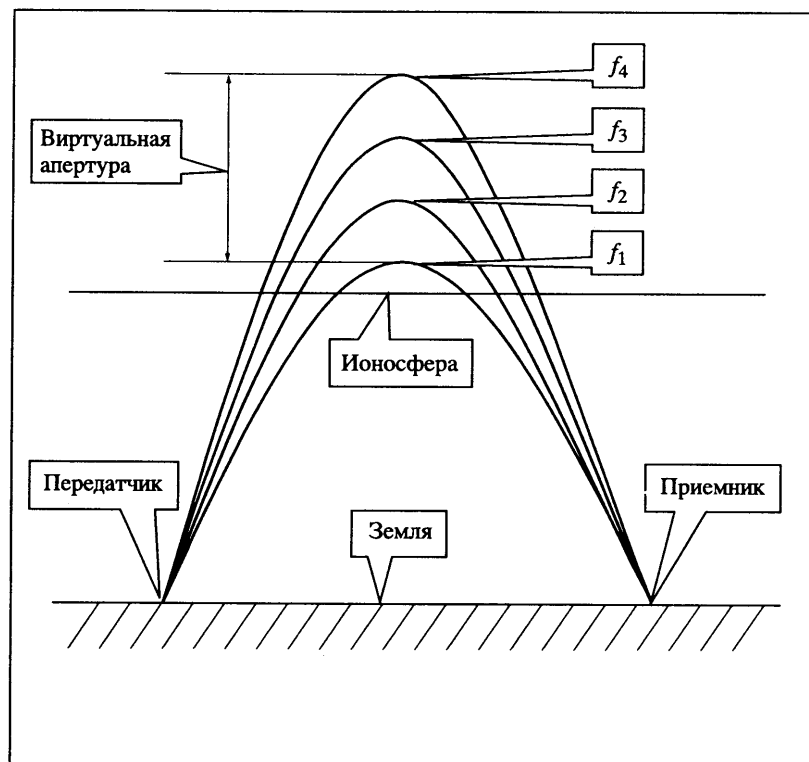


Рис. 17. Схема фокусировки поля

Спектральные компоненты частотно-модулированного пакета, распространяясь по различным траекториям, приходят под разными углами в точку приема сфазированными, что приводит к поперечному и продольному сжатию волнового пакета. В результате происходит пространственное перераспределение энергии сигнала в точку расположения приемника. Этот процесс можно интерпретировать также как возникновение в ионосфере антенны с большой виртуальной апертурой, фокусирующей поле в точке приема

спектром в достаточно большом диапазоне углов, а плазменная частота ионосферы монотонно возрастает с высотой. Очевидно, что различные частотные компоненты спектра сигнала придут в точку приема под различными углами, поскольку из-за дисперсии отразятся на различных высотах в ионосфере. Если обеспечить совпадение фаз всех частотных компонент в точке приема, тогда, кроме сжатия пакета во времени, произойдет его сжатие и в пространстве, включая поперечное направление.

Усиление поля в точке приема можно интерпретировать также возникновением в ионосфере виртуальной антенны с большой апертурой, фокусирующей волновую энергию.

Возможность адаптивной фокусировки КВ-сигналов в ионосферном радиоканале, но без использования дисперсионных свойств ионосферы, отмечалась и ранее [107]. Принципиальным моментом в нашем подходе является отказ от использования громоздких фазированных антенных решеток.

Покажем, что частотная дисперсия среды может быть использована для создания искусственной рефракции, величина которой практически значима. Для этого проведем численные расчеты распространения монохроматических компонент сигнала в упрощенной модели ионосферы с одним линейным слоем и суммируем их с одинаковой фазой в выбранной точке пространства. Условие фазирования монохроматических компонент в выбранной точке легко пересчитывается на их начальные фазы в точке излучения, что позволяет вычислить (синтезировать) излученный импульс.

Используя обратное преобразование Фурье, определим пространственно-временные характеристики пакета и рассчитаем распределение энергии в пространственно-временных координатах.

Затем, используя параметры продольной частотной модуляции синтезированного излучаемого сигнала, рассчитаем траектории пространственно-временных лучей по формулам модифицированной ПВГО, после чего сравним результаты с полноволновыми расчетами.

§ 2. Постановка задачи

Рассмотрим распространение волнового пакета в прямоугольной области $[0, L_x]$, $[0, L_y]$ по осям x и y , моделирующей отрезок атмосферно-ионосферного радиоканала. Здесь ось x соответствует продольной координате, вдоль которой происходит преимущественное распространение радиоволн, ось y

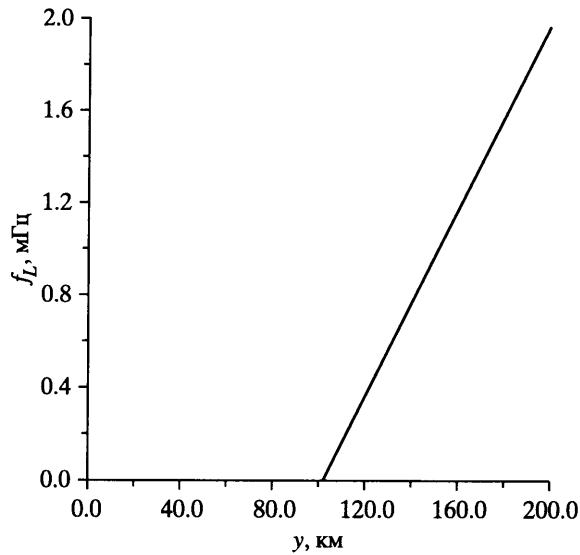


Рис. 18. Вертикальный профиль плазменной частоты

соответствует высоте. Вертикальное распределение плазменной частоты электронов показано на рис. 18 и представляет собой простейшую модель ионосферы с одним линейным слоем [34].

Пусть сигнал $A_p(t)$, имеющий спектр

$$A_s(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_p(t) \exp(i\omega t) dt,$$

излучается с поверхности Земли из точки $x = 0$, $y = 0$.

Для каждой спектральной компоненты сигнала решим задачу распространения монохроматической волны в параболическом приближении. Возможность использования этого приближения обуславливается тем, что в дальнем распространении КВ участвуют только волны с малыми углами возвышения.

Напомним, что параболическое, или малоугловое, приближение получается подстановкой анзатца

$$U = A \exp \left\{ i \left(\frac{\omega}{c} x - \omega t \right) \right\}$$

в исходное волновое уравнение (1.7) и отбрасыванием члена $\partial^2 A / \partial x^2$.

Параболическое уравнение теории дифракции имеет вид [37, 64, 98, 99]:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial y^2} - 2i \frac{\omega}{c} \frac{\partial A}{\partial x} - \frac{\omega_L^2}{c^2} A = 0. \quad (6.1)$$

Здесь $A(x, y)$ – комплекснозначная амплитуда поля, зависящая от пространственных координат x, y .

Уравнение (6.1) дает малую ошибку решения по отношению к исходному уравнению (1.7), если в зоне расчета выполняется условие

$$\frac{\omega}{c} \frac{\partial A}{\partial x} \gg \frac{\partial^2 A}{\partial x^2}. \quad (6.2)$$

Это условие физически как раз и означает распространение волны с малыми углами относительно оси x . В этом случае A – медленная функция пространственных координат, что позволяет эффективно использовать численные методы для решения уравнения (6.1).

Каждая спектральная компонента поля рассчитывалась численно, начиная с расстояния x_0 , на котором задавались начальные условия $A(y)$, соответствующие гауссоидальному пучку, излученному из точки $x = 0, y = 0$. На всех частотах начальное поле имело одинаковую пространственную огибающую и нулевую начальную фазу.

Очевидно, что изменение амплитуды или фазы функции $A(y)$ на границе приведет к такому же изменению амплитуды и фазы во всех точках пространства. Обратное утверждение также верно: если нам надо изменить фазу или амплитуду в какой-либо точке пространства, мы должны на столько же изменить параметры начального поля.

Наша конкретная цель – показать расчетным путем, что фокусировка спектральных компонент в пространственно-временной области многократно увеличивает энергию волнового пакета по сравнению с монохроматическим случаем.

Для фокусировки энергии поля в выбранной точке x_m, y_m необходимо уравнивать значения фаз всех компонент в этой точке. На каждой из частот ω для всех высот y эта операция выражается формулой

$$\tilde{A}(x_m, y, \omega) = \frac{A(x_m, y, \omega)}{A(x_m, y_m, \omega)} |A(x_m, y_m, \omega)|.$$

Кроме этого, для улучшения характеристик распределения поля при суммировании следует ввести весовые коэффициенты $\chi(|A|)$, зависящие от абсолютной величины амплитуды. После вы-

равнивания фаз и процедуры взвешивания двумерная функция волнового пакета $A_\omega(y, t)$ на расстоянии x_m , сфокусированная на высоте y_m , выражается через обратное преобразование Фурье:

$$A_\omega(y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A(x_m, y, \omega)}{A(x_m, y_m, \omega)} \times \\ \times |A(x_m, y_m, \omega)| \chi(|A(x_m, y_m, \omega)|) \exp(-i\omega t) d\omega.$$

Форма излученного импульса также определяется через обратное преобразование Фурье:

$$A_p(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A^*(x_m, y_m, \omega)}{|A(x_m, y_m, \omega)|} \chi(|A(x_m, y_m, \omega)|) \exp(-i\omega t) d\omega.$$

Здесь звездочка, как это принято, обозначает комплексное сопряжение.

§ 3. Результаты численного счета с использованием параболического уравнения

Для численного решения параболического уравнения (6.1) использовалась неявная, безусловно устойчивая, второго порядка точности конечно-разностная схема Кранка–Николсона [15].

Начальное вертикальное распределение поля на расстоянии $x_0 = 300$ км для каждой из 100 частот в диапазоне 4.75–5.25 МГц задавалось в виде гауссоидального пучка с центром $y_0 = 54$ км полушириной $\sigma = 9.5$ км и радиусом кривизны фазового фронта $R = 340$ км:

$$A(y) = \exp \left\{ -\frac{(y - y_0)^2}{\sigma^2} - ik(y - y_0) \sin \alpha - ik \frac{(y - y_0)^2}{R} \right\},$$

здесь $\alpha = 0.175$ – угол возвышения.

На рис. 19–22 показано вертикальное распределение поля для центральной частоты 5 МГц на расстояниях $x = 300, 650, 1300, 1700$ км. По этим рисункам можно проследить все стадии эволюции пучка. Например, на рис. 21 показана компрессия пучка в каустической области, а на рис. 22 – распределение поля на конечном расстоянии $x_m = 1700$ км.

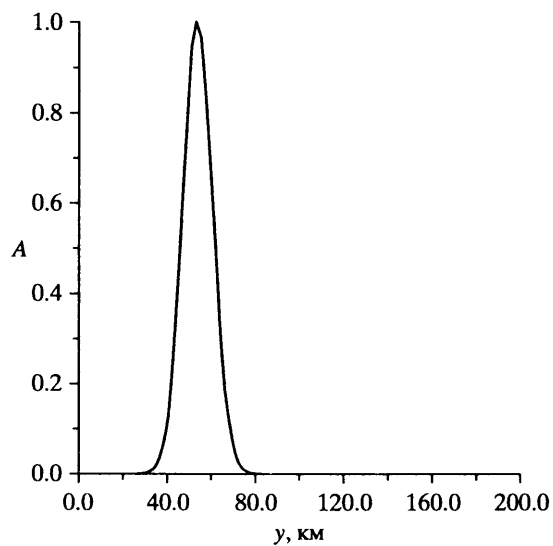


Рис. 19. Исходный волновой пучок, $x = 300$ км,
 $f = 5$ МГц

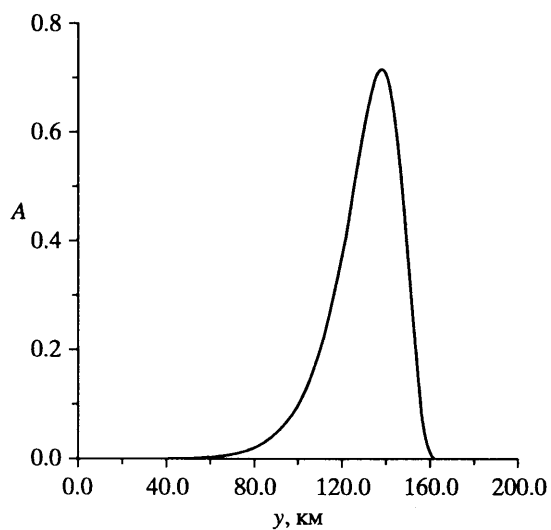


Рис. 20. Вертикальное распределение поля, $x = 650$ км,
 $f = 5$ МГц

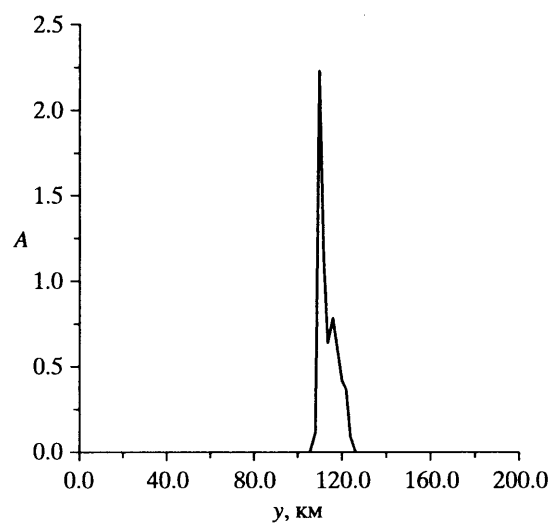


Рис. 21. Вертикальное распределение поля, $x = 1300$ км, $f = 5$ МГц

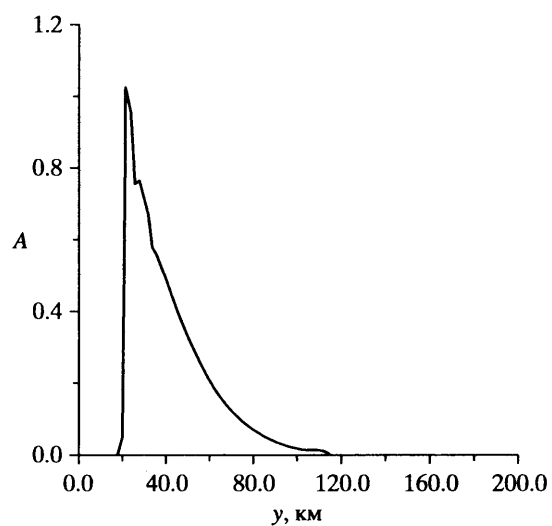


Рис. 22. Вертикальное распределение поля на конечном участке, $x = 1700$ км, $f = 5$ МГц

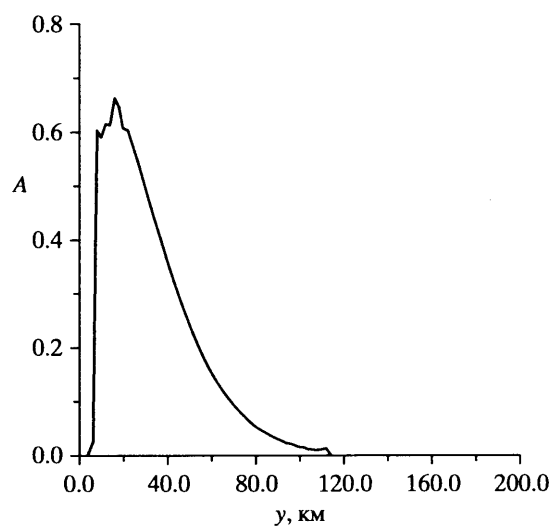


Рис. 23. Вертикальное распределение поля на конечном участке, $x = 1700$ км, $f = 4.75$ МГц

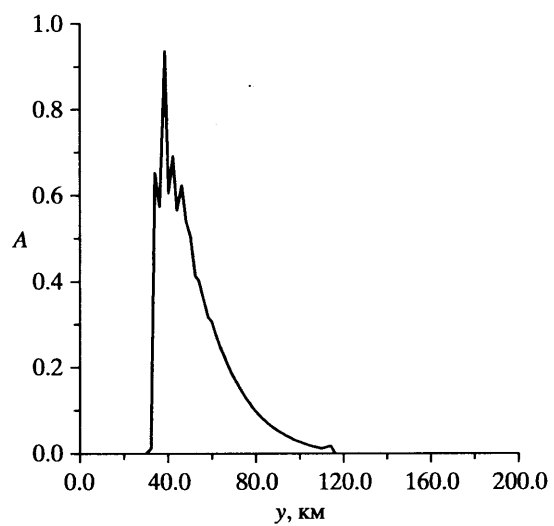


Рис. 24. Вертикальное распределение поля на конечном участке, $x = 1700$ км, $f = 5.25$ МГц

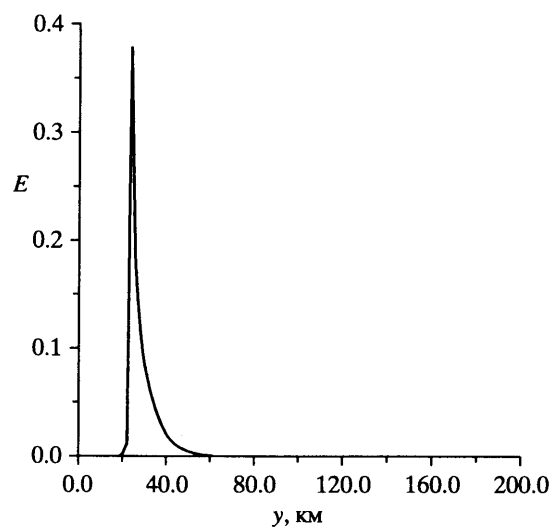


Рис. 25. Распределение энергии волнового пакета, сфокусированного на высоте 22 км

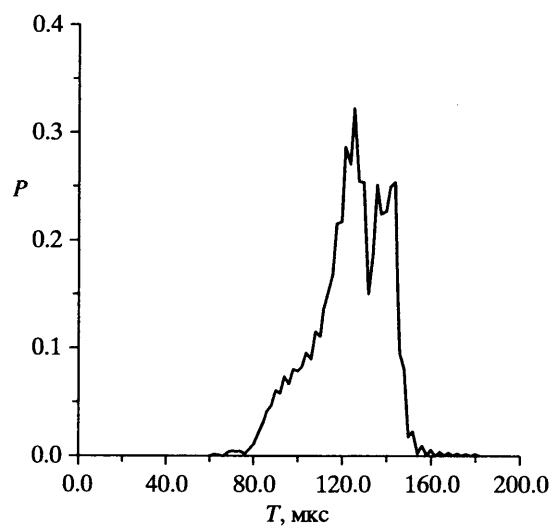


Рис. 26. Функция мощности излучаемого сигнала для фокусировки энергии на высоте 22 км

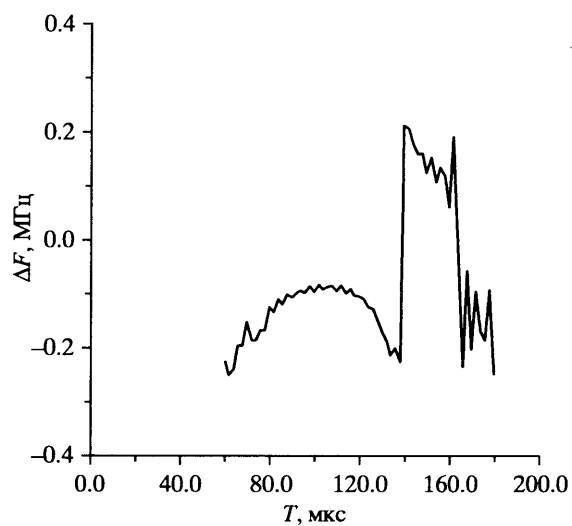


Рис. 27. Функция частотной модуляции излучаемого сигнала для фокусировки энергии на высоте 22 км

На рис. 23 и 24 изображено распределение поля на расстоянии $x_m = 1700$ км для двух крайних частот $f = 4.75$ МГц и $f = 5.25$ МГц.

На рис. 25–28 показаны различные характеристики волнового пакета, сфокусированного на высоте $y_m = 22$ км. Здесь и далее использовались весовые коэффициенты $\kappa = |A|^3$.

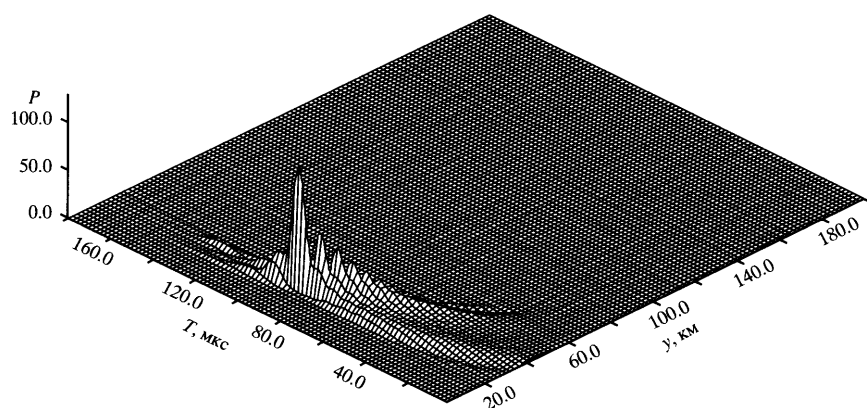


Рис. 28. Пространственно-временное распределение мощности волнового пакета, сфокусированного на высоте 22 км

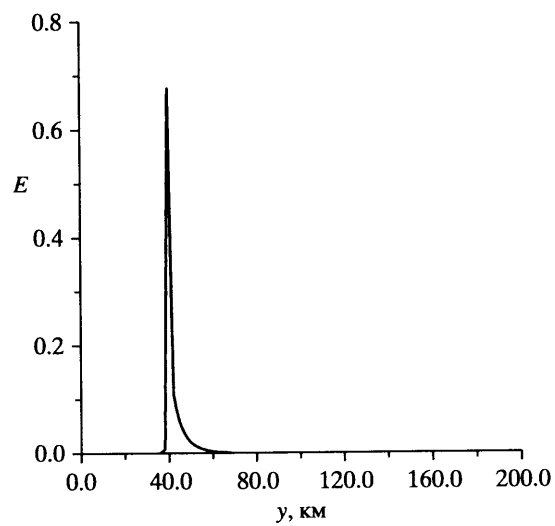


Рис. 29. Распределение энергии волнового пакета, сфокусированного на высоте 38 км

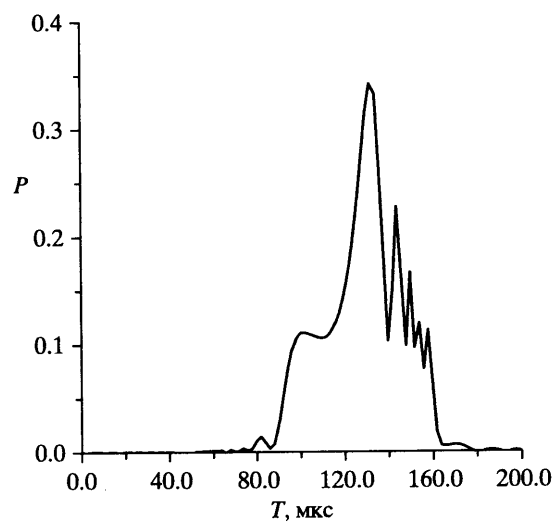


Рис. 30. Функция мощности излучаемого сигнала для фокусировки энергии на высоте 38 км

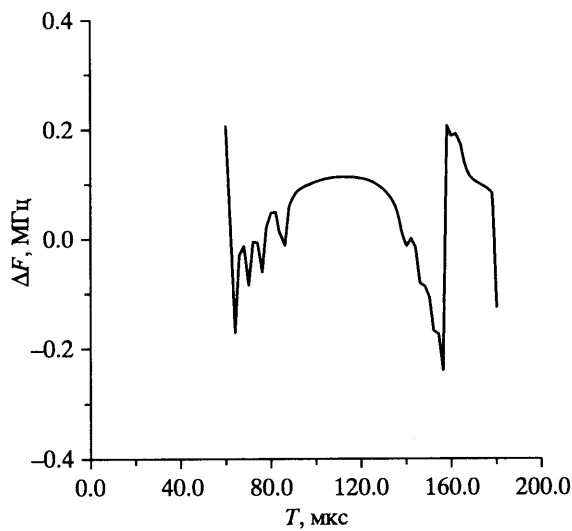


Рис. 31. Функция частотной модуляции излучаемого сигнала для фокусировки энергии на высоте 38 км

На рис. 25 изображена полная энергия волнового пакета $E(y)$ как функция высоты. Ее значения определяются как

$$E(y) = \int_0^T W(y, t) dt.$$

Здесь T – длительность пакета. На этом рисунке отчетливо видна концентрация энергии на высоте $y_m = 22$ км.

Два следующих графика (см. рис. 26 и 27) показывают амплитудную и частотную модуляции синтезированного излучаемого импульса, который обеспечивает фокусировку энергии на высоте 22 км.

На рис. 28 показано распределение мощности в координатах y, t . Видно, что компрессия пакета наблюдается как по пространственной, так и по временной координате.

Здесь распределение мощности определялось интегрированием за период быстрых осцилляций τ :

$$P(y, t) = \frac{1}{\tau} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} W(y, \tau - \theta) d\theta.$$

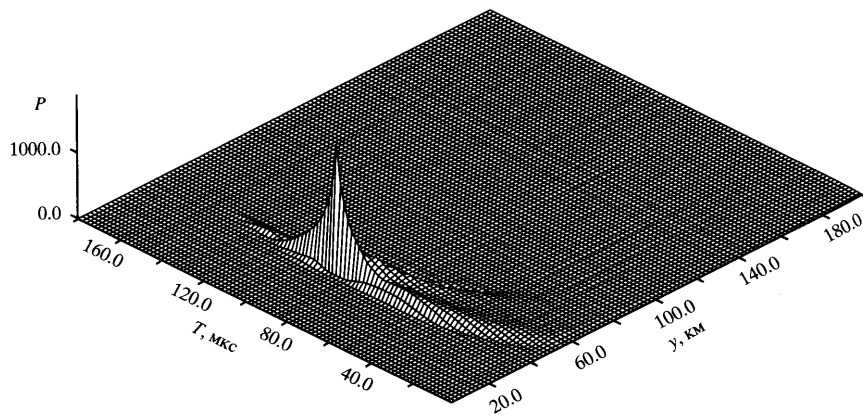


Рис. 32. Пространственно-временное распределение мощности волнового пакета, сфокусированного на высоте 38 км

На рис. 29–32 изображены те же самые характеристики поля, но с энергией пакета, сфокусированной на высоте $y_m = 38$ км.

Результаты расчетов свидетельствуют о том, что фокусировка поля в заданной точке увеличивает на порядок плотность энергии пакета по сравнению с ее величиной для любой монохроматической компоненты внутри спектра сигнала (в предположении равной излученной энергии). Это происходит из-за поперечного перераспределения энергии (как уже говорилось, полная энергия по всей высоте y останется неизменной).

§ 4. Результаты численного счета с использованием лучевых уравнений

В этом разделе мы представим результаты численного счета по уравнениям модифицированной ПВГО для уравнения Клейна–Гордона (1.7):

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{V}_g; \quad (6.3)$$

$$\mathbf{V}_g = c^2 \frac{\mathbf{k}}{\omega}; \quad (6.4)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = 0; \quad (6.5)$$

$$\frac{d\mathbf{V}_g}{dt} = -\frac{c^2 \omega_L}{\omega^2} \nabla \omega_L + \frac{c^2 \omega_L^3}{\omega^4} \nabla_{\perp} \omega_L - \frac{c^2 \omega_L^2}{\omega^3} \nabla_{\perp} \omega; \quad (6.6)$$

$$\frac{dA}{dt} = -\frac{A_0}{2} \left[\frac{c^2}{\omega} D - \left(\frac{1}{k_x} - \frac{c^2 k_x}{\omega^2} \right) \Omega_x - \frac{\omega_L}{\omega k_x} \frac{\partial \omega_L}{\partial x} \right]; \quad (6.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{dD}{dt} = & -\frac{c^2}{\omega} \left(\frac{\omega_L}{c^2 k_x} \frac{\partial \omega_L}{\partial y} \right)^2 - \frac{\omega_L}{\omega} \frac{\partial^2 \omega_L}{\partial y^2} - \\ & - \frac{\omega_L^2}{\omega(\omega^2 - \omega_L^2)} \Omega_y^2 - \frac{2\omega_L}{\omega^2 - \omega_L^2} \frac{\partial \omega_L}{\partial y} \Omega_y - \frac{c^2}{\omega} D^2; \end{aligned} \quad (6.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega_x}{dt} = & \frac{1}{k_x} \Omega_y^2 + \left(\frac{1}{k_x} - \frac{c^2 k_x}{\omega^2} \right) \Omega_x^2 + \\ & + \frac{\omega_L}{\omega k_x} \frac{\partial \omega_L}{\partial x} \Omega_x + \frac{\omega_L}{\omega k_x} \frac{\partial \omega_L}{\partial y} \Omega_y; \end{aligned} \quad (6.9)$$

$$\frac{d\Omega_y}{dt} = \frac{\omega_L}{\omega k_x} \frac{\partial \omega_L}{\partial y} \Omega_x - \frac{c^2}{\omega} \Omega_y D + \left(\frac{1}{k_x} - \frac{c^2 k_x}{\omega^2} \right) \Omega_x \Omega_y. \quad (6.10)$$

Здесь использовались следующие обозначения:

$$D = \frac{\partial k_y}{\partial y}; \quad \Omega_x = -\frac{\partial \omega}{\partial x}; \quad \Omega_y = -\frac{\partial \omega}{\partial y},$$

где D – расхожимость луча, Ω_x – коэффициент продольной частотной модуляции, Ω_y – коэффициент поперечной частотной модуляции.

Уравнения (6.3)–(6.6) первоначально получены нами для УКГ в главе 4 и содержатся как частный случай в уравнениях для произвольного закона дисперсии, рассмотренного в главе 5. Для перехода от общих уравнений (5.21), (5.24а), (5.25а) к частным (6.3)–(6.9) принято: $\varepsilon_0 = 1$, $\omega_M = \omega_L^2$.

В уравнении (6.10) член

$$\frac{\omega_L}{\omega k_x} \frac{\partial \omega_L}{\partial y} \Omega_x$$

описывает процесс трансформации продольной модуляции Ω_x в поперечную Ω_y на неоднородной поперечной структуре среды.

Приведенные выше уравнения задают квазимонохроматические лучи без модуляции, если коэффициенты продольной и поперечной частотной модуляции принять равными нулю. На рис. 33 изображены проекции ПВ-лучей на пространственные координаты.

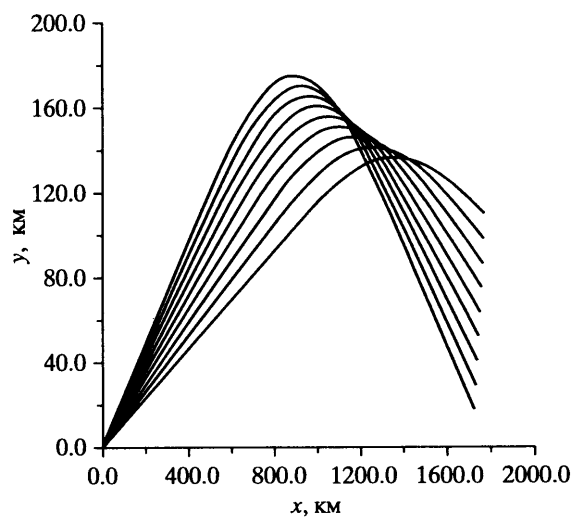


Рис. 33. Проекция ПВ-лучей немодулированной волны с частотой $f = 5$ МГц на пространственные координаты

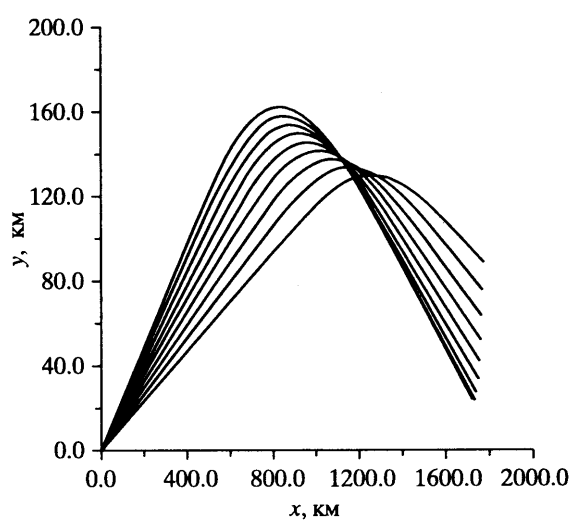


Рис. 34. Проекция ПВ-лучей частотно-модулированной волны, сфокусированной на высоте 22 км, на пространственные координаты

наты для квазимонохроматической волны на частоте 5 МГц, которые можно сравнить с результатами расчетов по параболическому уравнению. Здесь можно проследить полное совпадение лучевых траекторий с пространственным распределением поля (высота и ширина пучка на расстоянии $x = 300, 650, 1300$,

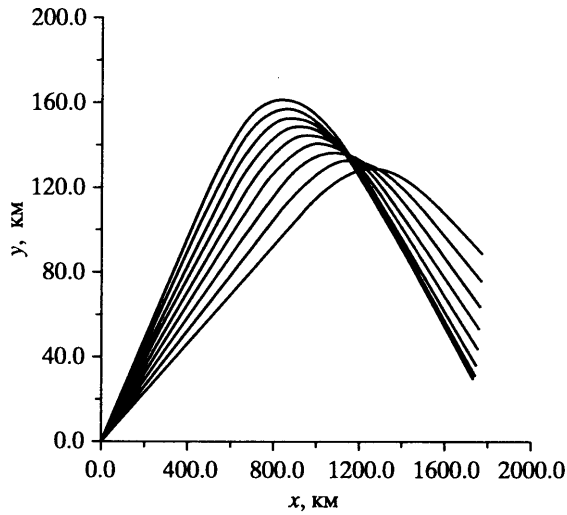


Рис. 35. Проекция ПВ-лучей частотно-модулированной волны, сфокусированной на высоте 38 км, на пространственные координаты

1700 км), полученных с помощью параболического уравнения и изображенных на рис. 19–22.

Например, на дистанции $x = 1300$ км наблюдается каустика (см. рис. 33), которой соответствует сжатие поля (см. рис. 21).

В предыдущем разделе главы нами были синтезированы два излучаемых сигнала, фокусирующие поле на высотах $y_m = 22$ км и $y_m = 38$ км. Из рис. 26, 27 и 30, 31 можно видеть, что сигналы имеют достаточно сложные функции амплитудной и частотной модуляции.

Для расчета лучей по формулам модифицированной ПВГО были взяты значения частоты и продольной частотной модуляции для моментов времени, соответствующих максимальной пиковой мощности излучаемого сигнала.

Проекция пространственно-временных лучей на плоскость (x, y) для первого ($y_m = 22$ км) и второго ($y_m = 38$ км) синтезированных сигналов даны на рис. 34 и 35 соответственно. В первом случае частота $f = \omega/2\pi = 4.89$ МГц, коэффициент частотной модуляции $\Omega_x = 0.21$ рад/(мкс · км). Во втором случае $f = 5.09$ МГц, $\Omega_x = 0.24$ рад/(мкс · км).

Как следует из графиков, пространственно-временные лучи имеют фокус на соответствующих высотах, подтверждая полноволновые расчеты и адекватность обоих методов для решения поставленной задачи.

§ 5. Обсуждение результатов

Итак, мы показали, каким образом, используя дисперсионные свойства среды, можно искусственно управлять распространением радиоволн в ионосфере. Физической основой такой возможности является эффект дисперсионной рефракции. Необходимая поперечная частотная модуляция в рассмотренной задаче возникает в результате трансформации продольной модуляции в поперечную на неоднородной структуре ионосферы.

Проведенные численные расчеты для простейшей модели ионосферы показали, что использование сигнала специальной формы дает возможность значительно (на порядки) увеличить энергию волны в выбранной точке пространства.

Такой сигнал должен быть промодулирован по частоте и амплитуде и занимать полосу не менее 100 КГц.

Подобного типа широкополосные сигналы могут быть использованы, например, в системах связи с шумоподобными сигналами (CDMA), как одиночный элемент кода [92]. Кроме повышения энергетических характеристик, здесь возникает еще одно преимущество с точки зрения скрытности связи – во всех точках, кроме выбранной, наблюдается дисперсионное расплывание по временной координате, дополнительно маскирующее сигнал под уровнем естественных шумов.

В реальной ионосфере всегда присутствуют случайные флуктуации электронной плотности плазмы, приводящие к флуктуациям фазового фронта волны. Следствием этого будет уменьшение величины эффекта пространственно-временной фокусировки, которое не учитывалось при получении приведенных выше результатов. Однако существует большое количество экспериментальных и теоретических работ, посвященных влиянию ионосферных флуктуаций на пространственные фокусировки монохроматических волн (пространственные каустики), которые говорят о том, что, по крайней мере, в спокойной ионосфере это влияние невелико. Например, каустическая зона от линии терминатора явно выражена и практически всегда наблюдаема [55, 95, 100, 104, 105].

Учитывая, что масштаб дисперсионной рефракции соизмерим с масштабом обычной рефракции, приводящей к возникновению каустик, можно надеяться на слабое воздействие случайных ионосферных неоднородностей на пространственно-временные фокусировки.