

УДК 534.222

ДЕФОРМАЦИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕФРАКЦИОННОМ КАНАЛЕ С АБЕРРАЦИЯМИ

И. П. Лукин

На основе метода геометрической оптики исследована пространственная структура зондирующего излучения в рефракционных каналах, формируемых интенсивным оптическим излучением в поглощающей среде. В случае дефокусирующих рефракционных каналов, профиль показателя преломления которых слабо отличается от параболического, получены аналитические решения уравнений геометрического луча и эйконала. Путем сравнения численного и аналитических решений уравнения геометрического луча установлены области применимости безаберрационного приближения и приближения малых aberrаций для описания структуры зондирующего излучения, распространяющегося в аберрационных рефракционных каналах. Рассмотрена аберрационная деформация волнового фронта зондирующего излучения в рефракционном канале, получены результаты для оценки погрешностей безаберрационных методов зондирования параметров рефракционных каналов. Установлена область применимости параксиального приближения геометрической оптики для атмосферных рефракционных каналов.

При прохождении интенсивного оптического излучения (ИОИ) через поглощающую среду в ней остается тепловой «след», формирующий рефракционный канал (область с градиентами показателя преломления среды) [1, 2]. Для целей бесконтактной метрологии интенсивного оптического излучения [3–5], калоритмической спектроскопии веществ [6, 7], измерения скоростей движения потоков жидкости и газа [8, 9], а также для функционирования систем адаптивной коррекции искажений ИОИ [10] необходима оперативная информация о характеристиках рефракционных каналов. Одним из возможных путей решения этой задачи является оптическое зондирование рефракционных каналов [3–5]. Обычно рефракционный канал рассматривается как безаберрационная линзоподобная среда [11–14]. Влияние хроматических aberrаций рефракционного канала на зондирующее излучение оценивалось в [3], а искажения зондирующего пучка, вызванные продольной неоднородностью линзоподобной среды при наличии изменяющейся с расстоянием низшей aberrации (типа «клиновидной»), были рассмотрены в [3, 4]. В данной статье методом геометрической оптики исследована структура зондирующего пучка в рефракционных каналах при наличии аберрационных искажений ИОИ и оценена область применимости параксиального приближения геометрической оптики для описания распространения зондирующего пучка в аберрационных рефракционных каналах.

1. Рассмотрим уравнение геометрического луча в векторной форме [15, 16]:

$$\frac{d}{ds} \left[n(\mathbf{r}) \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right] = \nabla n(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где s — расстояние вдоль луча, измеряемое от некоторой начальной точки на луче; $n(\mathbf{r})$ — показатель преломления среды в точке \mathbf{r} ; $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ — радиус-вектор точки на луче.

Перейдем к цилиндрической системе координат ($x=\rho \cos \theta$, $y=\rho \sin \theta$, $z=z$), ось z которой совпадает с оптической осью рефракционного канала. Пусть $n(r)=n(z, \rho)$, т.е. фокусное расстояние и функции, характеризующие aberrации рефракционного канала, изменяются вдоль оптической оси канала и не зависят от угла θ (случай цилиндрического рефракционного канала) [11-14]. Для параксиальных лучей с $d\theta/dz|_{z=z_0}=0$ и $\theta|_{z=z_0}=\theta_0$ [16] уравнение (1) примет вид

$$\frac{d}{dz} \left[n(z, \rho) \frac{d\rho(z)}{dz} \right] = \frac{\partial n(z, \rho)}{\partial \rho}, \quad (2)$$

$$\frac{d\rho(z)}{dz} \Big|_{z=z_0} = \gamma_0, \quad \rho(z) \Big|_{z=z_0} = \rho_0.$$

Здесь ρ_0 , θ_0 , z_0 — координаты начальной точки луча (в дальнейшем будем считать $z_0=0$), а γ_0 — угол выхода луча из начальной точки к оптической оси рефракционного канала.

2. Рассмотрим рефракционный канал с aberrационным профилем показателя преломления среды, мало отличающимся от профиля параболического вида:

$$n(z, \rho) = n_0 \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{\rho^2}{F^2(z)} \right\} + n_0 \left\{ \beta(z) \frac{\rho^4}{F_0^4} \right\}, \quad (3)$$

где n_0 — значение показателя преломления среды на оптической оси рефракционного канала; $F(z)$ — локальное фокусное расстояние рефракционного канала; $F_0=F(z)|_{z=0}$; $\beta(z)$ — функция, описывающая изменение aberrаций рефракционного канала вдоль его оптической оси ($\beta(z) (\rho/F_0)^2 \ll 1$). Уравнение (2) для рефракционного канала с профилем показателя преломления (3) запишется следующим образом:

$$\frac{d^2 r(\xi)}{d\xi^2} - \frac{F_0^2}{F^2(\xi)} r(\xi) = 4\beta(\xi) r^2(\xi), \quad (4)$$

$$\frac{dr(\xi)}{d\xi} \Big|_{\xi=0} = \gamma_0, \quad r(\xi) \Big|_{\xi=0} = r_0,$$

где $r(\xi)=\rho(\xi)/F_0$, $r_0=\rho_0/F_0$, $\xi=z/F_0$. Траектория луча в рефракционном канале, найденная путем решения уравнения (4) методом последовательных приближений [16], имеет вид

$$r(\xi) = r_0 U_1(\xi) + \gamma_0 U_2(\xi) + \quad (5)$$

$$+ 4 \int_0^\xi dt \beta(t) [U_1(t)r_0 + U_2(t)\gamma_0]^3 U_2(\xi-t),$$

где $U_1(\xi)$ и $U_2(\xi)$ — решения вспомогательного уравнения

$$U''(\xi) - \frac{F_0^2}{F^2(\xi)} U(\xi) = 0$$

с граничными условиями $U_1(0) = U'_2(0) = 1$, $U'_1(0) = U_2(0) = 0$. Соотношение (5) позволяет приближенно рассчитывать геометрические лучи зондирующего излучения в рефракционных каналах с профилем локального фокусного расстояния произвольного вида. Путем сравнения этих результатов с численным решением уравнения (2) для некоторых эталонных профилей, аналогичных рассмотренным в [3, 4, 14], может быть получена оценка области применимости решения (5). Ока-

залось, что в рефракционных каналах гауссова и гауссоподобного профиля показателя преломления для зондирующего излучения с первоначально плоским волновым фронтом область применимости безаберрационного приближения [3] ограничена условием $\rho(\xi) \leq a_k(\xi)|_{\xi=0}$ (где $a_k(\xi)$ — радиус рефракционного канала), а формула малых aberrаций (5) применима при $\rho(\xi) \leq 2a_k(\xi)|_{\xi=0}$.

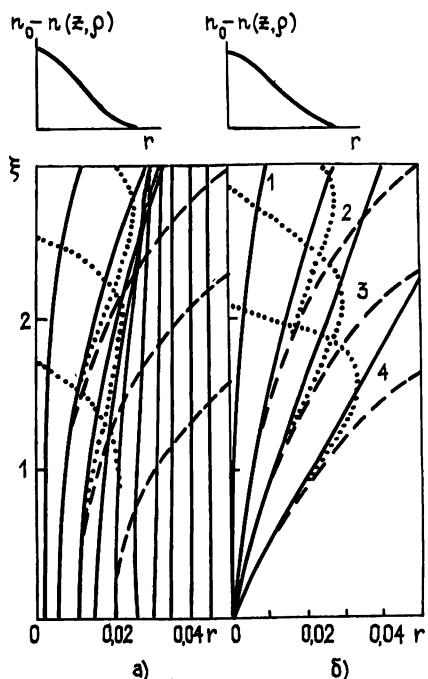


Рис. 1.

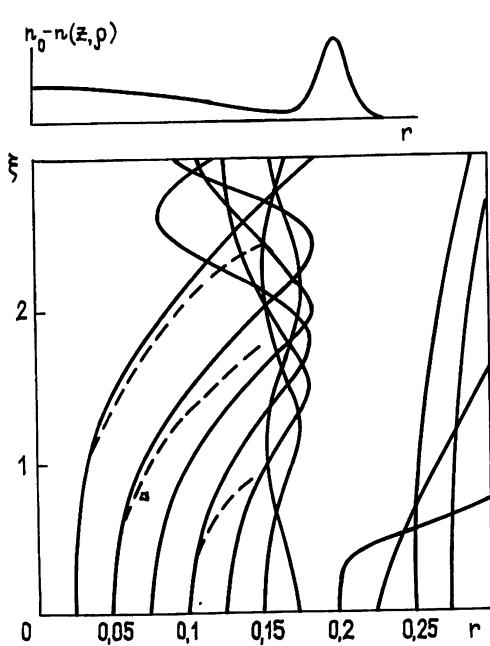


Рис. 2.

Рис. 1. Картинка геометрических лучей зондирующего излучения с первоначально плоским волновым фронтом (а) и точечного источника (б) в рефракционном канале с гауссовым профилем изменения показателя преломления воздуха (6). Сплошные линии — численное решение уравнения (2); пунктирные линии — расчет в безаберрационном приближении; точечные линии — расчет в приближении малых aberrаций (5); $\gamma_0 = -0,001$ (1), $0,005$ (2); $0,01$ (3); $0,02$ (4).

Рис. 2. Картинка геометрических лучей излучения с первоначально плоским волновым фронтом в рефракционном канале с локальными максимумами профиля показателя преломления среды на краю канала. Сплошные линии — численное решение уравнения (2); пунктирные линии — расчет в безаберрационном приближении.

3. Рассмотрим частный случай рефракционного канала с постоянными вдоль оптической оси параметрами $a_k(\xi) = a_k(0)$, $F(\xi) = F_0$, $\beta(\xi) = \beta(0)$. В этом случае $U_1(\xi) = \text{ch}(\xi)$ и $U_2(\xi) = \text{sh}(\xi)$. Для первоначально плоского волнового фронта зондирующего излучения ($\gamma_0 = 0$) на рис. 1а приведены результаты сравнения численного решения уравнения (2) (сплошные линии) и расчетов в безаберрационном приближении (пунктирные линии) и по формуле (5) (точечные линии) для рефракционного канала с гауссовым профилем показателя преломления:

$$n(z, \rho) = n_0 \left\{ 1 + \Delta n \left[1 - \exp \left(- \frac{\rho^2}{2a_k^2(0)} \right) \right] \right\}, \quad (6)$$

где Δn — относительное изменение показателя преломления среды по профилю канала, $\Delta n = 295 \cdot 10^{-6}$, $\beta(0) = -1/(8\Delta n)$. На рис. 1б представлены результаты расчета для точечного источника зондирующего излучения ($\gamma_0 \neq 0$) при $r_0 = 0$. Анализ результатов показывает, что безаберрационное приближение правильно описывает поведение характеристик зондирующего пучка оптического излучения, распространяющегося в параксиальной области рефракционного канала гауссова или гауссоподобного профиля. Так, для описания характеристик зондиру-

ющего пучка с начальным радиусом $a_0 \approx 0,1a_k(0)$ применимы результаты работ [3, 4] при трассах зондирования протяженностью от 0 до $3F_0$, пучка с радиусом $a_0 \approx 0,5a_k(0)$ — от 0 до F_0 , а пучка с $a_0 \approx a_k(0)$ — лишь до $0,5F_0$. Область применимости приближения малых aberrаций (5) по z примерно вдвое больше, чем безабберационного приближения.

Так как при тепловом самовоздействии ИОИ в атмосфере наблюдаются значительные aberrационные искажения его структуры [14], то формируемые им рефракционные каналы могут иметь сложные профили изменения показателя преломления воздуха. Как пример на рис. 2 представлены результаты численного решения (сплошные линии) уравнения (2) с профилем показателя преломления среды гауссова вида с локальными максимумами на краю канала, возникающими вследствие локальных фокусировок ИОИ при тепловом самовоздействии. Пунктирными линиями на рис. 2 представлены результаты расчета в безабберационном приближении. Рис. 1а и 2 наглядно показывают изменения лучевой картины зондирующего излучения с появлением локальных максимумов в поперечном профиле показателя преломления среды рефракционного канала. Эти изменения состоят не только в усложнении картины лучей, но и в сужении области применимости безабберационного приближения и приближения малых aberrаций. Однако даже в этом случае сохраняется возможность описания характеристик зондирующего излучения в приближении малых aberrаций на начальном участке распространения зондирующего излучения для узких, по сравнению с шириной канала, пучков излучения.

4. Исследование траекторий геометрических лучей зондирующего излучения в рефракционном канале позволяет не только установить область применимости полученных ранее результатов, но и рассчитать статистические характеристики фазы (эйконала) зондирующего излучения. Для этого рассмотрим уравнение эйконала [15, 16]

$$(\nabla\psi(r))^2 = n^2(r), \quad (7)$$

где $\psi(r)$ — эйконал волны в точке r . Зная аналитические решения уравнений для геометрических лучей (4) и эйконала (7) волны в приближении малых aberrаций, можно найти семейство волновых фронтов зондирующего излучения в рефракционном канале с aberrациями (3). При распространении зондирующего излучения с первоначально плоским волновым фронтом в рефракционном канале с постоянными вдоль оптической оси параметрами решение уравнения для системы волновых фронтов $\psi(r) = \text{const}$, найденное методом возмущений, имеет вид

$$\xi_{\text{пр}} \approx \xi - (\rho/R_k(\xi))^2 - \Delta\psi(\xi), \quad (8)$$

где $R_k(\xi) = F_0 \operatorname{ch}(\xi)/\operatorname{sh}(\xi)$ — радиус кривизны безабберационного параболического волнового фронта [3, 4];

$$\begin{aligned} \Delta\psi(\xi) = & \frac{\beta(0)}{F_0^4} \left\{ \frac{\operatorname{ch}^4(\xi) - 1}{4\operatorname{ch}^4(\xi)} + \frac{1}{\operatorname{ch}^3(\xi)} \left[\frac{3}{2}\xi\operatorname{sh}(\xi) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{3}{2}\operatorname{sh}^2(\xi)\operatorname{ch}(\xi) + \operatorname{sh}^2(\xi)\operatorname{ch}^3(\xi) + \operatorname{ch}(\xi) - \operatorname{ch}^5(\xi) \right] \right\} \rho^4. \end{aligned}$$

Таким образом, при распространении зондирующего излучения в симметричном aberrационном канале (3) появляются дополнительные aberrационные искривления волнового фронта $\Delta\psi(\xi)$ (типа сферической aberrации).

Самыми чувствительными способами определения характеристик рефракционных каналов являются основанные на измерении искривления волнового фронта зондирующего излучения [3–5]. Изменение кривизны волнового фронта оптической волны вызывает смещение

плоскости резкого изображения источника зондирующего излучения, прошедшего рефракционный канал, относительно фокальной плоскости приемной фокусирующей линзы на величину $\Delta = F_L^2/R_k(\xi)$, где F_L —

— фокусное расстояние приемной линзы. Возникающее при прохождении рефракционного канала дополнительное аберрационное искривление волнового фронта зондирующего излучения будет приводить к наличию систематической погрешности измерения фокусного расстояния рефракционного канала данным способом [5]. Влиянием аберрационных искажений зондирующего пучка оптического излучения на ошибку измерения фокусного расстояния рефракционного канала по смещению изображения зондирующего пучка за фокусирующими линзой [5] можно пренебречь при выполнении условия [15]: $|\Delta\psi(\xi)| \leq \lambda n_0$, где λ — длина волны зондирующего излучения в вакууме. На рис. 3 изображена область применимости безаберрационного приближения для описания искривления волнового фронта зондирующего излучения в рефракционных каналах гауссова профиля при $a_k(0) = 10^{-2}$ м (1), 10^{-1} м (2); 1 м (3).

Рис. 3. Область применимости безаберрационного приближения для описания искривления волнового фронта зондирующего излучения в рефракционных каналах гауссова профиля при $a_k(0) = 10^{-2}$ м (1), 10^{-1} м (2); 1 м (3).

Жены границы области применимости для описания искривления волнового

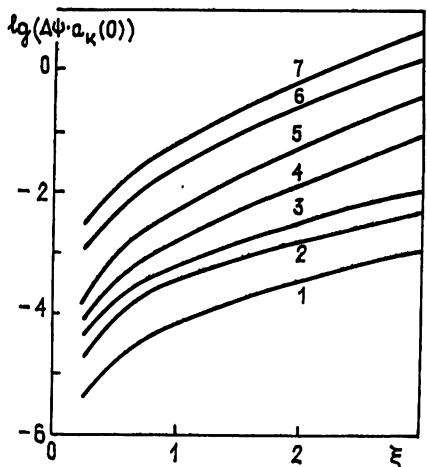


Рис. 4. Деформация волнового фронта зондирующего излучения в гауссовом рефракционном канале; $\rho/a_k(0) = 0.01$ (1); 0.05 (2); 0.1 (3); 0.5 (4); 1 (5); 2 (6); 3 (7).

циальном приближении геометрической оптики, то необходимо установить область применимости данного приближения для атмосферных рефракционных каналов. Рассмотрим рефракционный канал гауссова профиля (6) с постоянными вдоль оптической оси характеристиками. В этом случае векторное уравнение геометрического луча (1) в безразмерных координатах ($t=s/F_0$) примет вид

$$dr/dt = f_1(t),$$

$$\frac{df_1}{dt} = \frac{\Delta n \exp(-r^2 F_0^2/2a_k^2(0))}{1 + \Delta n [1 - \exp(-r^2 F_0^2/2a_k^2(0))]} \frac{r F_0^2}{a_k^2(0)} (1 - f_1^2),$$

$$f_1(t)|_{t=0} = \sin \gamma_0, \quad r(t)|_{t=0} = r_0, \quad (9)$$

$$\xi(t) = \cos \gamma_0 \int_0^t dt' \exp \left\{ - \int_0^{t'} d\eta f_1(\eta) \frac{F_0^2 r(\eta)}{a_k^2(0)} \times \right.$$

$$\left. \times \frac{\Delta n \exp(-F_0^2 r^2(\eta)/2a_k^2(0))}{1 + \Delta n [1 - \exp(-F_0^2 r^2(\eta)/2a_k^2(0))]} \right\}.$$

Так как в области применимости приближения малых aberrаций рефракционного канала геометрический луч незначительно отклоняется от безабберрационного параксиального луча, то в выражение для $\xi(t)$ можно подставить значения $r(t)$ и $f_1(t)$, полученные из решения системы уравнений (9) в безабберрационном приближении. Тогда после разложения экспонент в ряд, вычисления интегралов и сохранения членов вплоть до квадратичных по $(a_k(0)/r_0)^2$, получим

$$\xi(t) \simeq \cos \gamma_0 \left\{ t - \frac{1}{4} (r_0^2 + \sin^2 \gamma_0) [\operatorname{sh}(t) \operatorname{ch}(t) - t] - \frac{r_0}{2} \sin \gamma_0 \operatorname{sh}^2(t) \right\}. \quad (10)$$

Решая уравнение (10) для t методом последовательных приближений, можно показать, что при $\gamma_0 \ll \pi$

$$t \simeq \xi \left\{ 1 + \frac{1}{2} \gamma_0^2 + \frac{1}{4} (r_0^2 + \gamma_0^2) \left[\frac{\operatorname{ch}(\xi) \operatorname{sh}(\xi)}{\xi} - 1 \right] + \frac{r_0 \gamma_0}{2} \frac{\operatorname{sh}^2(\xi)}{\xi} \right\}. \quad (11)$$

Таким образом, используя (5) и (11), решение системы уравнений (9) при $\gamma_0 = 0$ можно приближенно записать следующим образом:

$$r(\xi) \simeq r_0 \operatorname{ch}(\xi) + \frac{1}{4} \{ r_0^3 \operatorname{sh}(\xi) [\operatorname{ch}(\xi) \operatorname{sh}(\xi) - \xi] \} -$$

$$- \frac{1}{8 \Delta n} \left\{ r_0^3 \left[\frac{3}{2} \xi \operatorname{sh}(\xi) + \frac{3}{2} \operatorname{sh}^2(\xi) \operatorname{ch}(\xi) + \operatorname{sh}^2(\xi) \operatorname{ch}^3(\xi) + \operatorname{ch}(\xi) - \operatorname{ch}^5(\xi) \right] \right\}.$$

Так как в атмосферных рефракционных каналах $\Delta n \sim 10^{-6} \div 10^{-4}$, то выражение во второй фигурной скобке много больше выражения в первой. Следовательно, область применимости параксиального приближения геометрической оптики для атмосферных рефракционных каналов шире области применимости приближения малых aberrаций (5) и охватывает практически весь рефракционный канал.

ЛИТЕРАТУРА

- Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. — М.: Наука, 1981.
- Волковицкий О. А., Седунов Ю. С., Семенов Л. П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982.
- Беленький М. С., Лукин И. П., Миронов В. Л. Препринт ИОА СО АН СССР № 25. Томск, 1984.
- Беленький М. С., Лукин И. П., Миронов В. Л. // Опт. и спектр. 1986. Т. 60. Вып. 2. С. 388.
- А. с. № 63716 СССР. / Беленький М. С., Лукин И. П., Миронов В. Л. — Опубл. в Б. И. 1986. № 48. С. 292.
- Жаров В. П., Летохов В. С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. — М.: Наука, 1984.
- Сверхчувствительная лазерная спектроскопия. — М.: Мир, 1986.
- Nie Y.-X., Hane K., Gupta M. // Appl. Opt. 1986. V. 25. № 18. P. 3247.
- Sell J. A., Cattalica R. J. // Appl. Opt. 1986. V. 25. № 9. P. 1420.
- Лукин В. П. Атмосферная адаптивная оптика. — Новосибирск: Наука, 1986.
- Воробьев В. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. № 8. С. 1283.
- Алмаев Р. Х., Нерушев А. Ф., Семенов Л. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. № 9. С. 1351.

13. Молодцов С. Н., Саичев А. И. // Изв вузов. Радиофизика. 1978 Т 21. № 12. С. 1785
14. Землянов А. А., Синев С. Н. Препринт ИОА СО АН СССР № 29. Томск, 1984
15. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1973.
16. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. — М.: Наука, 1980.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР

Поступила в редакцию
14 января 1988 г.,
после доработки
5 октября 1988 г

WAVE FRONT DEFORMATION OF SOUNDING RADIATION IN REFRACTION CHANNEL WITH ABERRATIONS

I. P. Lukin

A spatial structure of sounding radiation in refraction channels formed by intense optical radiation in the absorbing medium is investigated using the geometrical optics method. For defocusing refraction channels, whose refractive index profile slightly differs from parabolic one, the analytical solutions of geometrical beam and eikonal are obtained. To describe the structure of sounding radiation propagating in aberrational refraction channels the fields of application of nonaberrational and weak-aberration approximation are established by comparing the numerical and analytical solutions of geometrical beam equations. The aberrational deformation of the sounding radiation wave front in a refraction channel is considered, the results for estimating the errors of nonaberrational methods of sounding the refraction channels parameters are obtained. The field of application of geometric optics paraxial approximation for atmospheric refraction channels is determined.

Аннотации депонированных статей

УДК 621.317.37

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕФЛЕКТОРА НАД ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ И ПОЛУПРОЗРАЧНОЙ ПЛОСКОСТЬЮ

H. B. Веремей, B. B. Веремей

Исследуется общий подход к решению в строгой постановке задачи о возбуждении нитью магнитного тока незамкнутого идеально проводящего кругового цилиндрического экрана, расположенного вблизи бесконечной ленточной дифракционной решетки. Электромагнитные поля в системе, представленные в виде сумм полей, порождаемых токами, наведенными на элементах структуры, подчиняются граничным условиям на поверхности экрана при условии, что известны коэффициенты отражения и прохождения для частотеродической решетки. Полученные системы парных сумматорных уравнений после частичного обращения их операторов преобразуются в системы неоднородных линейных алгебраических уравнений второго рода относительно амплитуд Фурье плотностей поверхностных токов, наведенных на экране.

Численно исследовано влияние частотеродической решетки (в предельном случае — проводящей плоскости), расположенной в ближней зоне рефлекторной антенны, на формирование диаграммы направленности (ДН). Показано, что наиболее сильное воздействие на направленность излучения антенны решетка оказывает в случае помешания в секторе главного лепестка ДН, когда она выполняет функции поляризационного фильтра. В случае размещения антенны в секторе боковых лепестков ДН первых порядков (что имеет место при наклоне антенны относительно решетки) наблюдается явление интерференции поля излучения, переотразившегося от решетки в направлении главного луча с полем основного излучения, приводящее к раздвоению главного лепестка ДН.

*Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 5635-В89. Деп. от 30 августа 1989 г.*