

УДК 535.416.3

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ СИГНАЛОВ УПРАВЛЕНИЯ В АДАПТИВНЫХ СИСТЕМАХ

М. А. Воронцов, В. И. Шмальгаузен

Рассматриваются системы адаптивной фокусировки излучения в нелинейной, оптически неоднородной среде. Вводятся спектральные критерии оценки качества фокусировки на основе анализа рассеянного поля в пределах приемной апертуры. Предложены методы, позволяющие формировать сигналы управления корректором волнового фронта с помощью оптической фильтрации рассеянного излучения.

Одна из центральных проблем адаптивной оптики заключается в создании эффективных методов коррекции волнового фронта. Разработка алгоритма управления предполагает решение двух задач: выбор приемлемого критерия, по значениям которого можно оценивать качество работы системы, и выбор метода оптимизации этого критерия. Задачи эти необходимо решать с учетом ограниченных возможностей как регистрации необходимой информации, так и собственно управления. В современных адаптивных оптических системах в большинстве случаев используются градиентные методы оптимизации. Сигналы управления корректором формируются из градиентов оптимизируемого критерия. С этой точки зрения два типа современных адаптивных систем — фазового сопряжения и апертурного зондирования — отличаются оптимизируемым критерием и градиентным алгоритмом, используемым для его оптимизации [1].

Достоинство метода апертурного зондирования заключается в возможности оптимизировать с его помощью любой, доступный измерению критерий качества адаптивной системы. Основной недостаток алгоритма связан с необходимостью введения в фазовый фронт излученной волны пробных вариаций фазы, необходимых для получения сигналов управления корректором. В методе фазового сопряжения для организации управления не требуются пробные вариации фазы. Их роль играет текущее изменение фазы рассеянного поля.

Как показано в [2], в системах адаптивной фокусировки излучения методом фазового сопряжения оптимизируется интерференционный критерий, который далеко не всегда отвечает физическим требованиям, предъявляемым к системе. Другой недостаток метода заключается в необходимости регистрировать волновой фронт рассеянного поля. Такие измерения требуют достаточно сложной техники [3].

В настоящей работе предлагается формировать сигналы управления корректором волнового фронта с помощью оптических схем фильтрации рассеянного поля без введения в излученную волну пробных вариаций фазы. Показано, что существуют такие критерии качества процесса фокусировки (спектральные критерии), градиенты которых зависят лишь от комплексной амплитуды рассеянного поля и типа используемого корректора. Это позволяет согласовать приемную апертуру адаптивной системы с произвольным корректором волнового фронта.

1. СПЕКТРАЛЬНЫЕ КРИТЕРИИ

Рассмотрим изображенную на рис. 1а схему адаптивной системы фокусировки оптического излучения на поверхности объекта. Источник излучения формирует световую волну с амплитудой электрического поля $E^0(\mathbf{r})$, $\mathbf{r} = \{x, y\}$. Корректором волнового фронта вносится фазовое распределение $u = u(\mathbf{r}, t)$, так что комплексная амплитуда излученной волны в начале трассы ($z = 0$) имеет вид

$$E(\mathbf{r}, t) = E^0(\mathbf{r}) \exp\{iu(\mathbf{r}, t)\}. \quad (1)$$

Будем описывать распространение излучения в оптически неоднородной и, вообще говоря, нелинейной среде в приближении квазиоптики. В этом случае поле $E(\mathbf{r}, z, t)$ в конце трассы ($z = z_0$) определяется из решения следующего уравнения:

$$2ik(\partial E/\partial z) = \Delta_{\perp} E + (2k^2/n_0^2)(\hat{n} + n_{нл}) E, \quad (2)$$

$$\Delta_{\perp} \equiv \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2.$$

В (2) $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, n_0 — показатель преломления невозмущенной среды, $\hat{n} = \hat{n}(\mathbf{r}, z, t)$ — возмущения показателя преломления, $n_{нл} = n_{нл}(EE^*)$ — нелинейная добавка к показателю преломления, вызванная взаимодействием излучения со средой. В плоскости z_0 происходит рассеяние излучения поверхностью объекта. Комплексную амплитуду рассеянного поля выразим через коэффициент рассеяния поверхности объекта $\rho(\mathbf{r}, t)$ —

$$\psi(\mathbf{r}, z_0, t) = \rho(\mathbf{r}, t) E(\mathbf{r}, z_0, t). \quad (3)$$

Пренебрегая самовоздействием рассеянного поля, будем считать, что волна ψ не меняет оптических свойств среды и описывается уравнением

$$-2ik(\partial\psi/\partial z) = \Delta_{\perp}\psi + (2k^2/n_0^2)(\hat{n} + n_{нл})\psi. \quad (4)$$

В схеме адаптивной фокусировки излучения (1)—(4) измерению доступна, вообще говоря, лишь амплитуда $|\psi|$ и фаза ϕ поля ψ в плоскости приемника $z = 0$. Для оценки качества фокусировки необходимо задаться некоторым критерием фокусировки J , зависящим от поля $E(\mathbf{r}, z_0, t)$.

Функционал J , выбираемый в качестве критерия фокусировки, должен удовлетворять двум требованиям: отражать цель управления и быть доступным измерению. Второе условие предполагает наличие связи между значением критерия в плоскости объекта и на приемном конце трассы, т. е. необходимо выполнение соотношения типа

$$J(E|_{z=z_0}) = J_0(E, \psi|_{z=0}). \quad (5)$$

Значение функционала J_0 определяется по измерениям рассеянного поля ψ в пределах приемной апертуры.

Введем критерий J_s и покажем, что он удовлетворяет перечисленным выше требованиям к функционалу фокусировки *:

$$J_s = \iint E(\mathbf{r}_1, z_0, t) E(\mathbf{r}_2, z_0, t) \rho(\mathbf{r}_2, t) \times (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2. \quad (6)$$

* Интегрирование в (6) и всюду ниже производится в бесконечных пределах.

Функционал J_s является естественным обобщением интерференционного критерия, описанного в [4]. В Приложении 1 доказано соотношение, справедливое для любого $z \leq z_0$, $z \geq 0$:

$$\iint E_1 \psi_2 \kappa_{1,2} d^2 r_1 d^2 r_2 = c(t), \quad (7)$$

где $c(t)$ — некоторая функция аргумента t . В (7) использованы следующие обозначения: $E_1 = E(\mathbf{r}_1, z, t)$, $\psi_2 = \psi(\mathbf{r}_2, z, t)$, $\kappa_{1,2} = \kappa(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$. Фильтрующая функция κ является произвольной действительной функцией разностного аргумента $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$.

Из (7) легко получить связь между спектрами $\mathcal{E}(\mathbf{k}, z, t)$ и $U(\mathbf{k}, z, t)$, $\mathbf{k} = \{k_x, k_y\}$, излученной и рассеянной волн:

$$\int \mathcal{E}(-\mathbf{k}, z, t) U(\mathbf{k}, z, t) m(\mathbf{k}) d^2 \mathbf{k} = c(t). \quad (8)$$

Здесь $\mathcal{E}(\mathbf{k}, z, t) = F\{E(\mathbf{r}, z, t)\}$, $U(\mathbf{k}, z, t) = F\{\psi(\mathbf{r}, z, t)\}$, $m(\mathbf{k}) = F\{\kappa\}$, F — оператор преобразования Фурье по переменным (x, y) .

Используя (3), (7) и (8), можно записать аналогичное (5) соотношение, связывающее значения критерия J_s на объекте и в плоскости приемника излучения:

$$J_s = \iint (E_1 \psi_2)|_{z=0} \kappa_{1,2} d^2 r_1 d^2 r_2 = \int \mathcal{E}(-\mathbf{k}, 0, t) U(\mathbf{k}, 0, t) m(\mathbf{k}) d^2 \mathbf{k}. \quad (9)$$

В силу (9) введенный критерий J_s можно назвать спектральным, так как он связывает значение спектров излученной и рассеянной волн в плоскости приемной апертуры и на объекте. Функция $m(\mathbf{k})$ определяет ширину полосы пропускания фильтра пространственных частот.

Остановимся более подробно на физическом смысле спектрального критерия J_s . Максимизация J_s приводит к максимизации пространственных составляющих спектра $\mathcal{E}(\mathbf{k}, z_0, t)$ поля E на объекте в пределах фильтра $m(\mathbf{k})$. При $\kappa(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, где δ — дельта-функция ($m(\mathbf{k}) = 1$), спектральный критерий совпадает с введенным в [4] интерференционным критерием $J_H = \left| \int E^2|_{z=z_0} \rho(\mathbf{r}) d^2 \mathbf{r} \right|$, оптимизируемым при использовании алгоритма фазового сопряжения [2]. Изменяя весовую функцию κ , можно влиять на характер процесса в адаптивной системе. Таким образом можно лучше удовлетворить физическим требованиям, предъявляемым к системе фокусировки излучения.

2. РЕГИСТРАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО КРИТЕРИЯ

Запишем интеграл сохранения (7) в том случае, когда плоскость регистрации расположена непосредственно перед корректором волнового фронта, рис. 1б. Влияние корректора на излученную и рассеянную волны эквивалентно действию некоторой фазовой неоднородности $u(\mathbf{r}, t)$ в начале трассы. Поэтому аналогично (9) получим

$$J_s = \iint \{E_1^0 \psi_2 \exp(iu_2)\}|_{z=0} \kappa_{1,2} d^2 r_1 d^2 r_2 = \int \mathcal{E}_0(-\mathbf{k}) U_\varphi(\mathbf{k}) m(\mathbf{k}) d^2 \mathbf{k}, \quad (10)$$

где $u_2 = u(\mathbf{r}_2, t)$, $U_\varphi(\mathbf{k}) = F\{\psi_u\}$, $\psi_u = \psi e^{iu}$, $\mathcal{E}_0(\mathbf{k}) = F\{E^0\}$. Регистрацию спектрального критерия можно осуществить, например, с помощью интерференционной схемы, изображенной на рис. 2.

Схема содержит два канала. В первом с помощью линз L_1, L_2 и точечной диафрагмы Φ_1 формируется плоская опорная волна. В том случае, когда сохраняется необходимая пространственная когерентность излученной и рассеянной волн, в качестве опорного поля возможно использовать саму излученную волну. Во втором канале с помощью системы линз L_3, L_4 и пространственного фильтра $m(\mathbf{k})$, расположенного в общей фокальной плоскости этих линз, формируется волна с комплексной амплитудой

$$\hat{\psi}(\mathbf{r}_1, t) = \int \psi_u(\mathbf{r}_2, 0, t) \times (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d^2 r_2.$$

Это поле интерферирует в плоскости регистрации с опорной волной. Выражение для фототока детектора можно представить в следующей форме:

$$i(t) = \int \{|E^0|^2 + |\hat{\psi}|^2\} d^2 r + 2 \iint |E^0| |\hat{\psi}_2| \times \cos \{u_2 + \varphi_2 + \Delta\} \times_{1,2} d^2 r_1 d^2 r_2, \quad (11)$$

где Δ — фаза опорной волны.

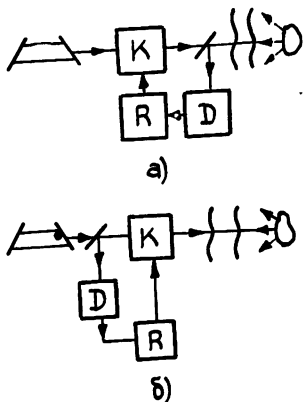


Рис. 1.

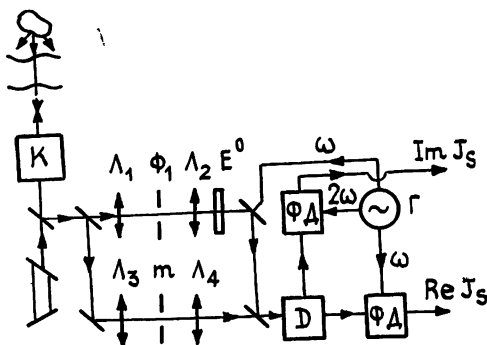


Рис. 2.

Рис. 1. Структурные схемы адаптивных систем фокусировки излучения: с непосредственной регистрацией рассеянного поля (а) и схема с регистрацией рассеянного поля после его прохождения через корректор (б), D — детектор излучения, R — устройство управления корректором K .

Рис. 2. Схема регистрации спектрального критерия: ФД — фазовый детектор, D — детектор излучения, Γ — задающий генератор.

Третье слагаемое в (11) при $\Delta = 0$ представляет собой реальную часть спектрального критерия (10). Для его выделения можно воспользоваться сканированием в опорном или объектном канале. Технически это можно сделать, например, с помощью электрооптического модулятора, расположенного в опорном плече. Пусть сканирование происходит с частотой ω и малой амплитудой a : $\Delta = a \cos \omega t$. Несложно показать, что составляющие сигнала $i(t)$ на частотах ω и 2ω с точностью до постоянного множителя соответственно равны действительной и мнимой части спектрального критерия J_s и могут быть выделены радиотехническими средствами.

3. ГРАДИЕНТЫ СПЕКТРАЛЬНОГО КРИТЕРИЯ. СХЕМЫ ОРГАНИЗАЦИИ УПРАВЛЕНИЯ

Рассмотрим адаптивную оптическую систему фокусировки излучения, в состав которой входит корректор с некоторым числом N степеней свободы. С помощью корректора формируется пространственное распределение $u(\mathbf{r}, t)$ фазы волны. Как правило, волновой фронт $u(\mathbf{r}, t)$ можно представить в виде некоторой суперпозиции функций влияния $S_j(\mathbf{r})$ и входных воздействий $\Phi_j(t)$:

$$u(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1}^N S_j(\mathbf{r}) \Phi_j(t).$$

Изменения $\Delta\Phi_j$ управляющих воздействий в процессе работы адаптивной системы должны быть направлены на оптимизацию выбранного критерия качества. В методе апертурного зондирования этот процесс управления организован следующим образом. По каждой из степеней свободы корректора вводятся пробные малые вариации фазы $S_j(r)\Delta\Phi_j(t)$, вызывающие приращения критерия ΔJ_j . С помощью градиентного метода по значениям ΔJ_j осуществляется коррекция текущего значения управляющих воздействий $\Phi_j(t)$. С помощью этой процедуры можно оптимизировать любой измеримый критерий качества системы, в том числе и спектральные критерии. Трудности практической реализации метода связаны в основном с необходимостью введения в излученную волну пробных вариаций.

В задачах фокусировки излучения на объект, удаленный на значительное расстояние, метод апертурного зондирования, в принципе, не может быть использован, так как в этой ситуации время распространения излучения до объекта превышает характерное время замороженности фазовых неоднородностей на трассе.

Метод фазового сопряжения не требует введения пробных вариаций. Для реализации алгоритма необходимо регистрировать в реальном времени фазовый профиль рассеянного поля $\varphi(r, t)$ и вводить коррекцию $u(r, t) = -\varphi(r, t)$.

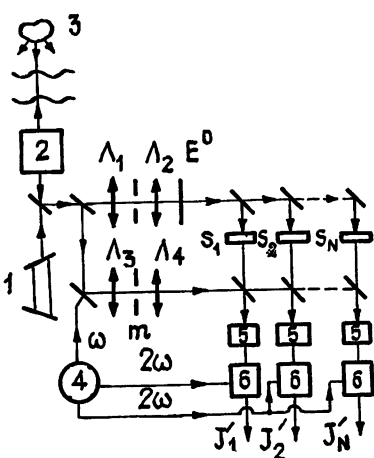


Рис. 3.

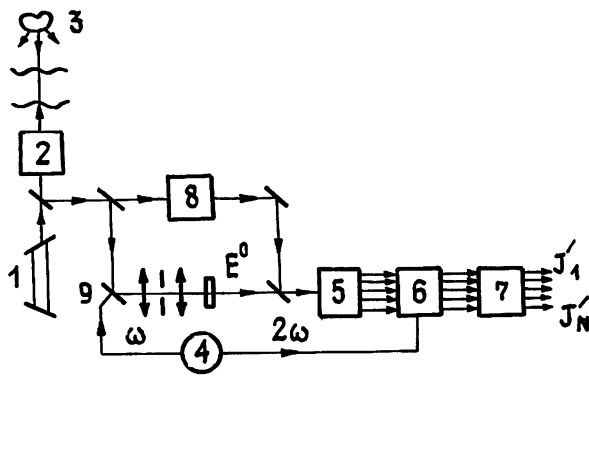


Рис. 4.

Рис. 3. Схема выделения сигналов управления корректором: 1 — источник излучения, 2 — корректор, 3 — объект фокусировки, 4 — задающий генератор, 5 — детекторы, 6 — фазовые детекторы, 7 — сканирующее зеркало.

Рис. 4. Схема регистрации градиентов с одним оптическим каналом. Обозначения 1—4 совпадают с рис. 3, 5 — матрица фотодетекторов, 6 — блок фазовых детекторов,

7 — ЭВМ, 8 — блок формирования волны ψ .

Наибольшее распространение получили схемы измерения фазы, основанные на использовании датчиков Гартмана [5]. В методе регистрируются производные фазового профиля φ в дискретном числе точек. По значениям этих производных с помощью ЭВМ восстанавливается профиль фазы. При большом числе точек регистрации восстановление фазы занимает значительное время. Если в адаптивной системе используется модальный корректор волнового фронта, компенсирующий отдельные аберрации, возникает дополнительная сложность, связанная с необходимостью аппроксимации фазового профиля φ с помощью функций влияния корректора.

Рассмотрим другую возможность организации управления корректором. Метод основан на непосредственном определении оптическим

путем градиентов J'_j спектрального критерия и не требует ни введения пробных вариаций фазы, ни ее непосредственного измерения. В Приложении 2 показано, что градиенты действительной части спектрального критерия имеют вид

$$J'_j = -2 \iint \{ |E_1^0| |\psi_2| \sin(u_2 + \varphi_2) \} |_{z=0} S_j(\mathbf{r}_1) d^2 \mathbf{r}_1 d^2 \mathbf{r}_2. \quad (12)$$

Значения J'_j могут быть получены с помощью оптической схемы, изображенной на рис. 3. Приведенная схема регистрации градиентов напоминает соответствующую схему (рис. 2) выделения мнимой части спектрального критерия. Волна $\hat{\psi}(\mathbf{r}_i, t)$ получается аналогичным образом. В остальных каналах формируется поле $S_j(\mathbf{r}) E^0(\mathbf{r}) e^{i a \sin \omega t}$ путем прохождения волны E^0 через фильтры с коэффициентами пропускания $S_j(\mathbf{r})$. Сигналы на выходе фазовых детекторов и фильтров частоты 2ω пропорциональны градиентам и могут непосредственно использоваться для управления корректором. Число оптических каналов можно сократить до одного ценой введения несложной обработки сигналов. Соответствующая схема приведена на рис. 4. В плоскости наблюдения помещается матрица фотодетекторов, при этом в точках расположения детекторов \mathbf{r} будут регистрироваться сигналы

$$\delta_l = \left\{ \int E^0(\mathbf{r}_1) \times (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_l) d^2 \mathbf{r}_1 \right\} |\psi(\mathbf{r}_l, 0, t)| \times \\ \times \sin [u(\mathbf{r}_l, t) + \varphi(\mathbf{r}_l, t)].$$

Нужные градиенты относительно любой системы функций влияния $S_j(\mathbf{r})$ получаются простым суммированием этих сигналов с соответствующими весами:

$$J'_j = c_1 \sum_l \delta_l S_j(\mathbf{r}_l),$$

c_1 — коэффициент пропорциональности.

Остановимся на особенностях спектральных критериев. Заметим, что при $u = -\varphi$ градиенты (12) спектрального критерия равны нулю. Это обстоятельство свидетельствует о том, что каждая точка экстремума спектрального критерия является одновременно и точкой экстремума интерференционного критерия, оптимизируемого при фазовом сопряжении. Однако число и глубина этих экстремумов у обоих критериев неодинаковы. Поясним сказанное простым примером. Рассмотрим объект, поверхность которого имеет две блестящие точки различной отражающей способности, разрешаемые передающей апертурой. Одна из точек расположена на оптической оси системы и имеет меньшую яркость. Пусть в начальном состоянии (до адаптации) обе точки равномерно освещены. При работе адаптивной системы по методу фазового сопряжения в процессе адаптации энергия сконцентрируется на боковой точке с большим коэффициентом отражения. Рассмотрим процесс адаптации при работе системы по спектральному критерию. В качестве пространственного фильтра $m(\mathbf{k})$ выберем диафрагму с малым отверстием в центре, пропускающую лишь спектр поля, рассеянного центральной точкой. Нетрудно видеть, что конечным результатом адаптации системы по спектральному критерию будет фокусировка излучения на центральный рассеиватель. В этом случае интерференционный критерий также имеет экстремум, однако при выбранном начальном условии (равномерная освещенность точек) этот экстремум системой фазового

сопряжения не достигается. Таким образом, использование спектральных критериев позволяет в ряде случаев избежать локальных экстремумов и осуществить фокусировку при многообликовом освещении объекта.

Для оптимизации спектральных критериев можно использовать и метод фазового сопряжения. В этом случае необходимо регистрировать волновой фронт поля, прошедшего через пространственный фильтр. С этой точки зрения применение в системах фазового сопряжения пространственных фильтров эквивалентно оптимизации тех же спектральных критериев, но другим градиентным методом — методом условного градиента [2].

Спектральные критерии можно оптимизировать не только методом фазового сопряжения, но и другими градиентными методами. Оптический метод выделения градиентов обладает тем преимуществом, что не требует использования сложной техники регистрации и восстановления фазового профиля и позволяет наилучшим образом согласовать приемную апертуру с передающей.

В заключение отметим другую особенность метода оптического определения градиентов. Корректор волнового фронта в этом методе выполняет две функции: задает фазовый фронт излученной волны и формирует сигнал рассогласования в виде волны $\psi_u = |\psi| \exp\{i(u + \varphi)\}$, образующейся при прохождении рассеянного поля ψ через корректор. Вся последующая схема выделения градиента сводится к регистрации фазового рассогласования $u + \varphi$ с некоторыми весами $S_j(\mathbf{r})$, зависящими от структуры корректора волнового фронта. Такой метод управления по сигналам рассогласования широко используется в системах автоматического регулирования.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Докажем соотношение (6). Заменяем в (2) координату \mathbf{r} на \mathbf{r}_1 и умножим полученное уравнение на $\psi_2 \kappa_{1,2}$. Аналогично, в (4) заменим \mathbf{r} на \mathbf{r}_2 и умножим его на $E_1 \kappa_{1,2}$. Полученное таким образом уравнение вычтем из первого и произведем интегрирование по переменным \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 . Предполагая радиус корреляции возмущения $\hat{n} + n_{\text{нл}}$ большим по сравнению с характерным масштабом изменения функции $\kappa_{1,2}$, получим

$$2ik \frac{\partial}{\partial z} \iint E_1 \psi_2 \kappa_{1,2} d^2 \mathbf{r}_1 d^2 \mathbf{r}_2 = \iint \kappa_{1,2} [\psi_1 \Delta_{\perp} E_1 - E_1 \Delta_{\perp} \psi_2] d^2 \mathbf{r}_1 d^2 \mathbf{r}_2. \quad (13)$$

Проинтегрируем по частям правую часть (13), предполагая ограниченность на бесконечности самой функции κ и ее первых производных, а также достаточно быстрое убывание полей E и ψ , в результате получим

$$2ik \frac{\partial}{\partial z} \iint E_1 \psi_2 \kappa_{1,2} d^2 \mathbf{r}_1 d^2 \mathbf{r}_2 = \iint E_1 \psi_2 (\Delta_{\perp,1} - \Delta_{\perp,2}) \times \kappa_{1,2} d^2 \mathbf{r}_1 d^2 \mathbf{r}_2, \quad (14)$$

где $\Delta_{\perp,i} = \partial^2 / \partial x_i^2 + \partial^2 / \partial y_i^2$, $i = 1, 2$. В новых переменных $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) / 2$ правая часть (14) примет вид

$$\iint E_1 \psi_2 \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}} \kappa_{1,2} d^2 \mathbf{r} d^2 \mathbf{R}.$$

Наложим на функцию $\kappa(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ следующее ограничение:

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}} \kappa(\mathbf{R} + \mathbf{r}/2, \mathbf{R} - \mathbf{r}/2) = 0.$$

В этом случае интеграл в правой части (14) равен нулю. Отсюда следует справедливость (6) для $\chi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \chi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Найдем градиенты действительной части спектрального критерия. Обозначим через $\Delta u(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1}^N S_j(\mathbf{r}) \Delta \Phi_j(t)$ некоторую малую вариацию фазы волны E , а через ΔJ_s — соответствующее ей приращение спектрального критерия. Согласно (6) это приращение имеет вид

$$\Delta J_s = \iint [E_1 \Delta E_2 \rho_2 \chi_{1,2} + E_2 \Delta E_1 \rho_2 \chi_{1,2}]|_{z=z_0} d^2 \mathbf{r}_1 d^2 \mathbf{r}_2. \quad (15)$$

Соотношение (15) можно переписать в следующей эквивалентной форме:

$$\Delta J_s = 2 \iint E_2 \rho_2 \Delta E_1 \chi_{1,2}|_{z=z_0} d^2 \mathbf{r}_1 d^2 \mathbf{r}_2 + \varepsilon,$$

где

$$\varepsilon = \iint E_2 \Delta E_1 (\chi_{2,1} \rho_1 - \chi_{1,2} \rho_2)|_{z=z_0} d^2 \mathbf{r}_1 d^2 \mathbf{r}_2.$$

Используя (2), запишем уравнение для приращения ΔE поля E :

$$2ik \frac{\partial \Delta E}{\partial z} = \Delta_{\perp}(\Delta E) + \frac{2k^2}{n_0^2} (\hat{n} + n_{\text{нл}}) \Delta E + \frac{2k^2}{n_0^2} E (\Delta \hat{n} + \Delta n_{\text{нл}}). \quad (16)$$

Здесь $\Delta \hat{n}$ и $\Delta n_{\text{нл}}$ — изменения показателя преломления, вызванные вариацией Δu . Будем считать $\Delta \hat{n}$ и $\Delta n_{\text{нл}}$ величинами второго порядка малости относительно ΔE . Условия малости $\Delta \hat{n}$ и $\Delta n_{\text{нл}}$ подробно обсуждаются в [6].

Уравнение (16) относительно ΔE по форме совпадает с уравнением (2) для поля E , и, следовательно, имеет место соотношение (10), записанное относительно полей ΔE_1 и ψ_2 . Воспользовавшись им, получим

$$\Delta J_s = 2 \iint \psi_u(\mathbf{r}_2, 0, t) \Delta E(\mathbf{r}_1, 0, t) \chi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d^2 \mathbf{r}_1 d^2 \mathbf{r}_2 + \varepsilon. \quad (17)$$

Подставляя в (17) выражение $\Delta E = E^0(\mathbf{r}) \exp[i\Delta u(\mathbf{r}, t)] - E^0(\mathbf{r}) = iE^0(\mathbf{r})\Delta u + O(\Delta u)$ с точностью до $O(\Delta u)$, будем иметь

$$\Delta J_s = 2i \iint \psi_u(\mathbf{r}_2, 0, t) E^0(\mathbf{r}_1) \chi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \Delta u(\mathbf{r}_1, t) \times \\ \times d^2 \mathbf{r}_1 d^2 \mathbf{r}_2 + \varepsilon.$$

Приращение действительной части спектрального критерия представим в следующем виде:

$$\text{Re } \Delta J_s = \sum_{j=1}^N J'_j \Delta \Phi_j + \varepsilon,$$

где J'_j определяется согласно (12).

Если $\varepsilon = 0$, то J'_j являются градиентами функционала $\text{Re} J_s$ относительно управляющих воздействий Φ_j . Это условие справедливо в целом ряде случаев, например, для объекта, рассеивающая поверхность которого содержит совокупность ярко выраженных блестящих точек

$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^M \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$. Частным случаем является точечный объект ($M = 1$). Для интерференционного критерия $\chi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ и $\varepsilon = 0$ при произвольной функции $\rho(\mathbf{r})$ Соотношение $\varepsilon = 0$ выполнено и для объекта с зеркальной поверхностью. Возможен ряд других, практически интересных задач, в которых ε не играет существенной роли.

ЛИТЕРАТУРА

1. Харди Д. Н.— ТИИЭР, 1978, 66, № 6, с. 31.
2. Воронцов М. А. Материалы XI Всесоюзной школы по голографии и когерентной оптике.— Ростов-на-Дону, 1979, с. 65.
3. Адаптивная оптика. Сб. статей.— М.: Мир, 1980.
4. Воронцов М. А., Шмальгаузен В. И.— Квантовая электроника, 1980, 8, № 3, с. 500.
5. Витриченко Э. А. Методы исследования астрономической оптики.— М.: Наука, 1980.
6. Воронцов М. А., Шмальгаузен В. И.— Квантовая электроника, 1981, 8, № 1, с. 57.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
9 ноября 1981 г.

OPTICAL METHODS OF CONTROL SIGNAL FORMATION IN ADAPTIVE SYSTEMS

M. A. Vorontsov, V. I. Shmal'gauzen

Systems are considered of adaptive focusing of the radiation in a nonlinear optically inhomogeneous medium. Spectral criteria are introduced for the estimation of the focusing quality based on the analysis of the scattered field in the limits of the receiving devices. Methods are suggested which permit to form signals for the control of the wave front corrector by the optical filtration of the scattered radiation.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXII, № 4, 1982 г.

(Окончание)

Е. Д. Терешенко. Влияние крупномасштабных неоднородностей на разрешающую способность антенны станции некогерентного рассеяния радиоволн метрового диапазона.

Исследовано изменение средней диаграммы направленности по мощности приемной антенны станции некогерентного рассеяния для различных по характеру результатов измерений первой функции когерентности радиоволн, прошедших сквозь неоднородную ионосферу.

С. Ф. Голян, Я. С. Димант, В. Ю. Ким, Л. А. Лобачевский, В. В. Мигулин, В. А. Панченко, М. С. Петров, В. П. Полиматиди, И. С. Шлюгер, К. И. Юрин. Изменение ионизации в E-слое ионосферы под действием мощных радиоволн.

В. В. Водяников, А. Г. Омельченко, Ю. К. Постоев, Б. В. Троицкий. Перемещающиеся ионосферные возмущения на средних широтах по данным радиозондирования от ИСЗ «Интеркосмос-19».

М. И. Белоглазов. Влияние ВИБ на распространение радиосигналов СДВ диапазона в высоких широтах.
