

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ НЕКОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ

В.И.Миргородский, В.В.Герасимов, С.В.Пешин

*Институт радиотехники и электроники РАН
141120 г.Фрязино, Московская обл., Россия¹⁾*

Поступила в редакцию 9 июня 1995 г.

Предложен новый принцип отображения пространственных распределений источников некогерентного излучения, основанный на корреляционной обработке сигналов, принимаемых разнесенными в пространстве приемниками. Экспериментально показано, что таким образом можно получать информацию томографического типа.

Известно, что стационарная картина интерференции некогерентного излучения наблюдается при условии малости разности хода интерферирующих лучей по сравнению с длиной когерентности излучения. Эта особенность используется, в частности, при измерениях линейных размеров концевых мер [1] в интерферометрах типа Физо или Кюстера. Предлагаемая работа посвящена изложению основанного на этом явлении нового принципа получения информации о распределении в пространстве источников некогерентного излучения электромагнитной, акустической или какой-либо другой природы. В то время как в интерферометрах Физо и Кюстера осуществляется измерение пространственного размера объектов вдоль одного направления, предлагаемый принцип позволяет получать информацию о трехмерных распределениях в пространстве интенсивности эмиссии некогерентного излучения. Главным требованием к параметрам излучения для реализации такого зондирования является малость длины когерентности L_k по сравнению с требуемым пространственным разрешением Δr .

Рассмотрим пространство, в котором излучение распространяется со скоростью v и затуханием α . Для упрощения анализа сосредоточим все источники некогерентного излучения внутри области V (рис.1). Мгновенные амплитуды эмиссии источников излучения представим, для простоты, скалярной вещественной функцией источников $N(\mathbf{r}, t)$, подробнее про свойства которой речь пойдет ниже. Пусть приемники излучения расположены в различных точках пространства \mathbf{r}_i ($i = 1, 2, \dots, N$), не принадлежащих к области V . Тогда амплитуда излучения источников вблизи чувствительных элементов приемников будет определяться следующим выражением:

$$S_i(t) = \int_V N \left(\mathbf{r}, t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}{v} \right) \frac{\exp(-\alpha|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|} d^3r. \quad (1)$$

Действие приемников сигналов состоит в линейном преобразовании амплитуды излучения $S_i(t)$ в электрический сигнал. Обычно такое преобразование происходит с ограничением частотного (временного и пространственного)

¹⁾e-mail: vim288@ire216.msk.su.

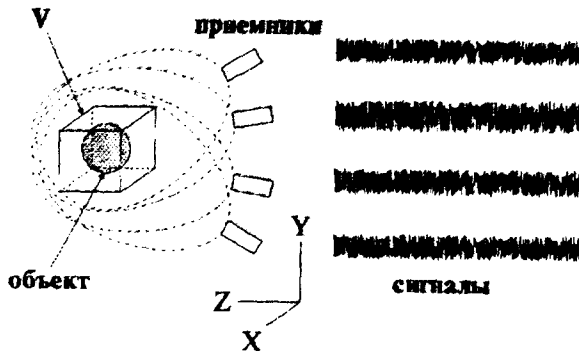


Рис.1. Схема расположения приемников относительно объекта и вид сигналов, получаемых на выходе. Пунктиром приведены диаграммы направленности приемников

спектров. Однако без существенного снижения общности рассмотрения, считая приемники идеальными, эффекты ограничения временного и пространственного спектров можно учесть соответствующим заданием свойств функции источников $N(\mathbf{r}, t)$, а также допущением того, что приемники излучения обладают близкими к изотропным диаграммами направленности. В этом случае можно считать, что электрические сигналы на выходах приемников имеют такой же вид, как и на входе — $S_i(t)$. Для анализа сигналов $S_i(t)$ воспользуемся выражением для корреляционной функции второго порядка:

$$C_{ij}(\tau_{ij}) = \int_{-\infty}^{\infty} S_i(t) S_j(t - \tau_{ij}) dt, \quad (2)$$

где τ_{ij} — задержка между i -м и j -м сигналами. Подстановка в (2) выражений $S_i(t)$ (1) и перемена порядка интегрирования приводят к следующему:

$$\int_V d^3r \int_V d^3r' \frac{\exp[-\alpha(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| + |\mathbf{r}' - \mathbf{r}_j|)]}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| |\mathbf{r}' - \mathbf{r}_j|} \int_{-\infty}^{\infty} N(\mathbf{r}, t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}{v}) N(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_j|}{v} - \tau_{ij}) dt, \quad (3)$$

где интеграл

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} N(\mathbf{r}, t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}{v}) N(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_j|}{v} - \tau_{ij}) dt \quad (4)$$

вычисляется, исходя из параметров пространственной и временной когерентности излучения, определяемых функцией источников $N(\mathbf{r}, t)$.

В общем случае корреляционные параметры излучения могут быть весьма разнообразными, поэтому, для упрощения анализа, рассмотрим достаточно общий и в то же время имеющий практический интерес случай теплового излучения. Длина корреляции термодинамических флуктуаций температуры какой-либо среды определяется известным выражением $L_t = \sqrt{2\chi/\omega}$, где χ — температуропроводность среды, а ω — круговая частота флуктуаций [2]. Даже для относительно низких частот — порядка 1 МГц и при высокой для конденсированного состояния температуропроводности $\chi = 1 \text{ см}^2/\text{с}$ получаем значение $L_t \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ см}$. Для целого ряда практически полезных задач зондирования это значение меньше требуемого пространственного разрешения Δr , что дает основания ограничиться, для упрощения анализа, случаем требуемого пространственного разрешения Δr , превышающего L_t . В этом случае изучение,

испускаемое различными (отстоящими друг от друга более чем на L_t) точками пространства r и r' , может считаться не коррелированным и зависимость I от r и r' , будет пропорциональна $\delta(r - r')$. Подобно можно разрешить вопрос о влиянии на I временной когерентности излучения. Если, как и раньше, ограничиться случаем $\Delta r > L_k$, где L_k - длина когерентности, определяемая выражением $L_k = v/\Delta f$ (v - скорость распространения излучения, а Δf - его полоса), то зависимость I от τ_{ij} , с учетом запаздывания, может быть представлена в виде

$$\sim \delta\left(\frac{|r - r'|}{v} - \frac{|r' - r_j|}{v} - \tau_{ij}\right).$$

Таким образом, с учетом вышесказанного интеграл (4) можно оценить следующим образом:

$$I \sim \langle N^2(r) \rangle \delta(r - r') \delta\left(\frac{|r - r_i|}{v} - \frac{|r' - r_j|}{v} - \tau_{ij}\right), \quad (5)$$

где знак угловые скобки обозначают операцию усреднения по времени²⁾. Подставляя (5) в исходное выражение (3) и выполняя интегрирование по dr' , получим

$$\int_{V_{ij}} d^3r \frac{\exp\{-\alpha(|r - r_i| + |r - r_j|)\}}{|r - r_i||r - r_j|} \langle N^2(r) \rangle = k_i k_j C_{ij}(\tau_{ij}); \quad i, j = 1, 2, \dots, n, \quad i \neq j, \quad (6)$$

где k_i - коэффициент чувствительности i -го канала, а V_{ij} - это область пространства (гиперboloид), удовлетворяющая уравнению

$$|r - r_i| - |r - r_j| = v\tau_{ij}. \quad (7)$$

Смысл полученного понятия - значение корреляционной функции определяется источниками, располагающимися на поверхности V_{ij} , разность хода от точек которой до приемников, расположенных в точках r_i и r_j , равна $v\tau_{ij}$. Наличие n приемников, расположенных в различных точках пространства, позволяет получить $n!/2(n-2)!$ разных сочетаний сигналов по 2 и, следовательно, различных корреляционных функций $C_{ij}(\tau_{ij})$, образующих систему уравнений (6), где искомой функцией является $\langle N^2(r) \rangle$. Полученная система относится к типу уравнений Фредгольма 1-го рода, обычно трудно поддающихся решению.

Эта трудность, как оказалось, может быть преодолена путем изменения метода обработки принимаемых сигналов, а именно, с помощью замены корреляционного интеграла 2-го порядка (2) на корреляционный интеграл 4-го порядка вида

$$C_{ijkl}(\tau_{ij}, \tau_{ik}, \tau_{il}) = \int_{-\infty}^{\infty} S_i(t) S_j(t + \tau_{ij}) S_k(t + \tau_{ik}) S_l(t + \tau_{il}) dt, \quad (8)$$

где τ_{ij} , τ_{ik} , τ_{il} - времена задержки j , k и l каналов относительно i -го. В этом случае использование вывода, аналогичного приведенному ранее, позволяет

²⁾ Следует отметить, что приведенная процедура допускает обобщения на случаи частичной когерентности излучения, когда интеграл I уже не выражается через δ -функции, а имеет более сложный вид [3].

преобразовать выражение (8) к виду

$$\int_{V_{ijkl}} \langle N^4(\mathbf{r}) \rangle \frac{\exp\{-\alpha(|\mathbf{r}-\mathbf{r}_i| + |\mathbf{r}-\mathbf{r}_j| + |\mathbf{r}-\mathbf{r}_k| + |\mathbf{r}-\mathbf{r}_l|)\}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_i||\mathbf{r}-\mathbf{r}_j||\mathbf{r}-\mathbf{r}_k||\mathbf{r}-\mathbf{r}_l|} d^3r, \quad (9)$$

где V_{ijkl} – область пространства V , удовлетворяющая системе уравнений

$$\begin{aligned} |\mathbf{r}-\mathbf{r}_i| - |\mathbf{r}-\mathbf{r}_j| &= v\tau_{ij}, \\ |\mathbf{r}-\mathbf{r}_i| - |\mathbf{r}-\mathbf{r}_k| &= v\tau_{ik}, \\ |\mathbf{r}-\mathbf{r}_i| - |\mathbf{r}-\mathbf{r}_l| &= v\tau_{il}. \end{aligned} \quad (10)$$

Уравнения системы (10), как уже отмечалось, описывают гиперболические поверхности. Поэтому, область V_{ijkl} при несовпадающих значениях положений приемников $\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \mathbf{r}_k, \mathbf{r}_l$ определяется пересечением гиперболических поверхностей, параметры которых определяются задержками $\tau_{ij}, \tau_{ik}, \tau_{il}$. Для случая расположения приемников в одной плоскости, скажем XY , картина пересечений с очевидностью будет симметрична относительно этой плоскости. Поскольку зондируемая область расположена при $Z > 0$, то должны учитываться решения системы (10) только при $Z > 0$. С учетом этого область V_{ijkl} представляет из себя одну точку, откуда непосредственно следует, что

$$\begin{aligned} \langle N^4(\mathbf{r}) \rangle &= k_i k_j k_k k_l |\mathbf{r}-\mathbf{r}_i||\mathbf{r}-\mathbf{r}_j||\mathbf{r}-\mathbf{r}_k||\mathbf{r}-\mathbf{r}_l| \cdot \\ &\cdot C_{ijkl}(\tau_{ij}, \tau_{ik}, \tau_{il}) \exp\{\alpha(|\mathbf{r}-\mathbf{r}_i| + |\mathbf{r}-\mathbf{r}_j| + |\mathbf{r}-\mathbf{r}_k| + |\mathbf{r}-\mathbf{r}_l|)\}, \end{aligned} \quad (11)$$

то есть значение $\langle N^4(\mathbf{r}) \rangle$ в любой точке области V определяется корреляционной функцией $C_{ijkl}(\tau_{ij}, \tau_{ik}, \tau_{il})$. Коэффициенты k_i, k_j, k_k, k_l , как и ранее, определяются чувствительностями i, j, k и l -го каналов. Задавая различные значения времен задержки $\tau_{ij}, \tau_{ik}, \tau_{il}$, можно последовательно просматривать точки исследуемой области пространства и получать тем самым трехмерные пространственные распределения интенсивностей источников некогерентного излучения. В случае наличия более четырех приемников возможно образование $n!/4!(n-4)!$ изображений с разных точек зрения – при использовании различных сочетаний сигналов $S_i(t)$ по 4.

Для проверки возможностей предложенного принципа отображения информации было проведено математическое моделирование процесса приема сигналов и воссоздания из них пространственного распределения интенсивности источников излучения. Моделирование состояло в суммировании, в соответствии с выражением (1), сигналов, пришедших к приемникам из пространства, заполненного статистически независимыми излучателями. В результате оказалось, что восстановленные распределения получаются близким по форме к исходным. Однако на восстановленных распределениях заметны по сравнению с исходными некоторое сглаживание пространственных перепадов и случайные (не повторяющиеся от эксперимента к эксперименту) пространственные шумы. Анализ причин сглаживания картины показал, что оно связано с ограниченностью спектра используемых сигналов. Как показали дополнительные расчеты, уменьшение периода дискретизации приводит к уменьшению эффекта сглаживания, но и к соответствующему увеличению объема информации, который необходимо обрабатывать. Пространственные шумы, как показали вычисления,

возникают при недостаточном усреднении в процессе корреляционной обработки – они уменьшаются при увеличении числа отсчетов N по закону, близкому к $1/\sqrt{N}$.

Для проверки реализуемости предложенного принципа отображения информации было проведено экспериментальное исследование процесса получения пространственного распределения интенсивности источников акустического излучения. Эксперимент состоял в приеме с помощью четырех микрофонов акустических сигналов, излучаемых динамическим громкоговорителем, возбуждаемым шумовым электрическим сигналом. Мощность возбуждения устанавливалась достаточной для обеспечения в приемных каналах отношения сигнал/шум, превышающего 10 раз. Излучатель имел характерные размеры около 50 см.

Регистрация сигналов состояла в преобразовании их в цифровую форму с помощью 8-разрядного АЦП, работающего в режиме последовательного опроса четырех каналов с тактовой частотой около 24 кГц. Регистрировались сигналы с шириной частотного спектра около 500 Гц, что в основном определялось полосой частот излучателя. В процессе измерения сигналы записывались в оперативную память ЭВМ, откуда, после окончания измерения, переносились для хранения на магнитный диск. Процесс построения одного сечения, состоящего из $\sim 10^3$ пространственных точек на основе реализаций принимаемых сигналов из 10^5 временных точек, занимает на ЭВМ типа "АТ486" около 10 мин.

На рис.1 изображено расположение исследуемой области относительно приемников, а в правой части рис.1 представлены сигналы, получаемые на выходах приемников. Расстояние от плоскости, в которой были расположены приемники до излучателя, составляло около 8 м; 3 приемника располагались в вершинах треугольника (близкого к равностороннему с размером стороны около 6 м), а 4-й в центре треугольника.

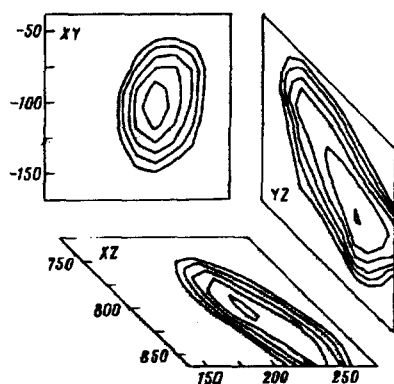


Рис.2. Результаты эксперимента по исследованию пространственного распределения интенсивности акустического источника некогерентного излучения (в виде сечений плоскостями, параллельными XY , XZ и YZ). Крайние контуры сечений соответствуют уровню полувысоты максимума

На рис.2 представлена в виде сечений плоскостями, параллельными XY , XZ и YZ (для отражения томографического характера картины), типичная пространственная зависимость эмиссии излучателя. Крайние контуры сечений соответствуют уровню полувысоты максимума. Как видно, полученное распределение имеет характер локализованного в пространстве максимума, по форме напоминающего эллипсоид. Размер вдоль направления X составил около 50 см, вдоль направления Y – 70 см, а вдоль направления Z – около 100 см.

Максимальный размер сечений по уровню 0,5 от максимума составил около 120 см и наблюдался в плоскости YZ . Анализ причин уширения наблюдаемого распределения показал, что, в основном, ухудшение пространственного разрешения, как и в вычислительных экспериментах, связано с ограниченностью частотного спектра сигналов, что приводит к достаточно большим длинам когерентности принимаемых сигналов. Оценки показали, что в условиях эксперимента длина когерентности сигналов составляла около 1 м, что близко к величине полученного пространственного разрешения.

В заключение следует остановиться на одном существенном преимуществе, выделяющем представленный принцип отображения информации из известных. Преимущество состоит в достаточности четырех приемников излучения для отображения в трехмерном пространстве распределений источников эмиссии с большим ($\gg 4$) количеством разрешаемых элементов, в то время как известные принципы пассивного отображения информации, на одном из которых основано, например, зрение, требуют количества приемников, равного или превышающего необходимое количество разрешаемых элементов. Физической основой для такого отличия является, по нашему мнению, то, что представленный принцип может реализовываться только на некогерентных сигналах, не имеющих периода повторения, автокорреляционные функции которых имеют один максимум, в то время как известные принципы реализуются и с периодическими сигналами, автокорреляционные функции которых имеют периодический характер.

Следует также отметить наиболее вероятные, на наш взгляд, области использования представленного принципа. Это, прежде всего, акусто- и радиотермометрия, а также применения, требующие определения местоположения непериодических возмущений, таких, как очаги землетрясений, сигналы акустической эмиссии, предшествующей разрушению конструкций, грозовые разряды и т.д.

-
1. М.Борн, Э.Вольф, *Основы оптики*, М.: Наука, 1970, (M.Born, E.Wolf, *Principles of optics*, Pergamon press, 1964).
 2. Г.Карслоу, Д.Егер, *Теплопроводность твердых тел*, М.: 1964. (H.S.Carslaw, J.C.Jaeger, *Conduction of heat in solids*, Oxford at the Clarendon Press).
 3. B.F.Corn, B.C.Hassell, and F.J.Keltonic, *J. Acoust. Soc. Am.* **37**, 523 (1965).