Влияние геометрии рассеивающего объёма на параметры радиоэха

А. Г. Горелик, В. В. Кирьяшкин, С. Ф. Коломиец

Московский физико-технический институт (государственный университет), Московская область, г. Долгопрудный, пер. Институтский, д. 9, radiometeo@mail.ru

В докладе представлен способ определения интенсивности рассеяния на совокупности точечных частиц, находящихся в конечном объёме. Предложены варианты применения метода в задачах метеорологической радиолокации.

The way of determination of intensity of the wave disseminated by set of dot particles being in final volume is presented in the report. Options of application of a method in problems of a meteorological radar-location are offered.

В настоящее время интерес к рассеянию электромагнитных волн на разреженных рассеивающих средах, характеризующихся, в том числе, определенной степенью кластеризации рассеивателей непрерывно растёт. Это частично связано с тем, что современные метеорологические радиолокаторы работают в очень широком диапазоне длин волн – от 3 мм до 6 метров. Подходы, которые использовались ранее [1] кажутся авторам не совсем удобными, так как используют понятие корреляционной функции, физическое содержание которой в случае разреженных сред требует уточнения [2, 3]. В настоящем докладе будут представлены результаты рассмотрения формирования интенсивности рассеянного поля на частицах разреженных сред без использования понятия корреляции. Предлагаемый подход может упростить учёт кластеризации среды и иметь широкие перспективы дальнейшего использования. В настоящем докладе обсуждается также возможность расчёта коэффициентов коррекции “на геометрию рассеивающего объёма” мощности обратного рассеяния, полученной в рамках модели Керра-Райса [4-7].

Отметим что даже в периодической литературе обычно обсуждению проблемы влияния величины и геометрии объёма при облучении множественной метеорологической цели радиолокатором, работающем на различных длинах волн на мощностные и спектральные характеристики радиоэхо должного внимания не уделяют. Вместе с тем как показано в [4, 5, 7] геометрия рассеивающего объёма и расположение находящихся в нём частиц может самым существенным образом сказаться на правильности подхода от измеренных параметров радиоэха к метеорологическим величинам.

В представленном докладе сделана попытка перейти к распределению разности расстояний между рассеивателями минуя стадию записи сигнала в обычно используемой форме. Эти результаты оказываются полезными при решении задач связанных с применением обычных метеорологических радиолокаторов для определения скорости диссипации турбулентной энергии, неоднородностей поля ветра, включая его первые и вторые производные.

Рассмотрим следующую задачу: пусть имеется N одинаковых рассеивателей, заключённых в объёме V конечного размера. Рассеиватели неподвижные и точечные. Расстояние между рассеивателями гораздо больше размеров рассеивателя d. На рассеивающий объём падает плоская электромагнитная волна с длиной волны $\lambda >> d$. Интересует интенсивность рассеянной электромагнитной волны от указанной системы рассеивателей.

Для решения поставленной задачи считаем, что рассеиватели обнаружены в объёме V в координатах, соответствующих радиус-векторам $\vec{r}_n$, направление падающей волны -- вдоль оси OX. Считаем, что излучение от каждого рассеивателя изотропно и не зависит от других рассеивателей.

Будем интересоваться полем, рассеянным назад, то есть в направлении противоположном распространению падающей волны. В этом случае будем записывать $\vec{k}\cdot\vec{r}_n$ как $k\cdot r_n$ подразумевая под r_n расстояния от плоскости наблюдения до соответствующего n-го рассеивателя, $k=\dfrac{2\pi}{\lambda}$. Таким образом, для определения поля рассеянного назад, нет необходимости знать распределение положений частиц в пространстве – достаточно знать распределение проекций положений частиц на направление распространения падающей волны.

Записывая поле от каждого рассеивателя в комплексной форме, имеем для одного (n-го) рассеивателя: $E_n = a_0 \cdot e^{ikr_n}$

Для всех N рассеивателей (суммарное поле):

$$E=\sum_{n=1}^{N} E_n=\sum_{n=1}^{N} a_0\cdot e^{ikr_n}=a_0\cdot\sum_{n=1}^{N} e^{ikr_n} \qquad (1)$$

Интенсивность равна:

$$I=|E|^2=E\cdot E^*.$$

$$I=\left(a_0\cdot\sum_{n=1}^{N} e^{ikr_n}\right)\cdot\left(a_0\cdot\sum_{m=1}^{N} e^{-ikr_m}\right)=a_0^2\cdot\left(\sum_{n=1}^{N} e^{ikr_n}\right)\cdot\left(\sum_{m=1}^{N} e^{-ikr_m}\right)=a_0^2\cdot\left(N+\sum_{n\neq m} e^{ik(r_n-r_m)}\right). \qquad (2)$$

Введём переменную θ, характеризующую разность расстояний от фазового центра до центров рассматриваемых частиц, и перенумеруем все имеющиеся расстояния, тогда:

$$\theta_l=(r_n-r_m).$$

После перегруппировки членов суммы имеем:

$$a_0^2\cdot\left(N+\sum_{n\neq m} e^{ik(r_n-r_m)}\right)=a_0^2\cdot\left(N+\sum_{l=1}^{N(N-1)/2}\left(e^{ik\theta_l}+e^{-ik\theta_l}\right)\right)=a_0^2\cdot\left(N+2\cdot\sum_{l=1}^{N(N-1)/2}\cos(k\theta_l)\right). \qquad (3)$$

Таким образом, двойная сумма (2) записывается в виде (3), через разность проекций центров частиц на направление зондирования.

Разобьём весь интервал изменения θ на подынтервалы и посчитаем количество членов, вышеприведённой суммы на интервал. Перегруппируем сумму в правой части так, чтобы выделить частичные суммы, описывающие частицы с одинаковыми θ_s :

$$a_0^2\cdot\left(N+2\sum_{l}\cos(k\theta_l)\right)=a_0^2\cdot\left(N+2\sum_{s} n_s\cdot\cos(k\theta_s)\right). \qquad (4)$$

Проведём некоторые преобразования:

$$a_0^2 \cdot \left(N + 2\sum_s n_s \cdot \cos(k\,\theta_s) \right) = a_0^2 \cdot \left(N + 2N(N-1) \cdot \sum_s \frac{n_s}{N(N-1)} \cdot \cos(k\,\theta_s) \right). \tag{5}$$

Введём $p_s = \dfrac{n_s}{(N(N-1)/2)}$ – вероятность обнаружить расстояние между частицами (в проекции на направление распространения) в интервале (θ_{s-1}, θ_s), или другими словами – вероятность обнаружить сдвиг фаз между рассеивателями (в проекции на направление распространения) в интервале $(k \cdot \theta_{s-1}, k \cdot \theta_s)$. Здесь $N(N-1)/2$ – количество расстояний между частицами.

Перепишем выражение для интенсивности, используя введённые обозначения:

$$I(k) = a_0^2 N \left(1 + (N-1) \sum_s \frac{n_s}{(N(N-1)/2)} \cos(k\,\theta_s) \right). \tag{6}$$

$$I(k) = a_0^2 N \left(1 + (N-1) \sum_s p_s \cos(k\,\theta_s) \right). \tag{7}$$

Считая, что существует непрерывное распределение плотности вероятности, запишем:

$$a_0^2 N \left(1 + (N-1) \sum_s p_s \cos(k\,\theta_s) \right) = a_0^2 N \left(1 + (N-1) \cdot \int_0^\infty p(\theta) \cdot \cos(k\,\theta) d\,\theta \right). \tag{8}$$

Окончательно:

$$I(k) = a_0^2 N \left(1 + (N-1) \cdot \int_0^\infty p(\theta) \cdot \cos(k\,\theta) d\,\theta \right). \tag{9}$$

В случае большого количества частиц $N >> 1$:

$$I(k) \approx a_0^2 N \left(1 + N \cdot \int_0^\infty p(\theta) \cdot \cos(k\,\theta) d\,\theta \right). \tag{10}$$

Полученный результат выражен через плотность распределения величины разности проекций центров частиц на направление зондирования. Такая форма записи позволяет наглядно оценить влияние геометрии, а точнее соотношения продольного и поперечного масштаба зондируемого объема, на известное значение $a_0^2 N$ при заданной объемной концентрации рассеивателей, а также влияние кластеризации на регистрируемую интенсивность обратного рассеяния.

Выводы

При выводе представленной в настоящем докладе формулы не накладывались ограничения на вид $p(\theta)$, V и спектр сигнала. Подход легко обобщается на смесь частиц с разными рассеивающими свойствами.

Можно видеть, что полученное выражение для интенсивности представляет из себя сумму некогерентного члена $a_0^2 \cdot N$ с добавкой вида косинус-преобразования Фурье, появляющейся вследствие заданной по условию когерентности колебаний от рассеивателей. Полученные соотношения позволяют, зная плотность вероятности распределения разностей расстояний до фазового центра, вычислять суммарную интенсивность рассеянного поля.

В частности, при определенной и неизменной концентрации, интенсивность обратного рассеяния от сильно вытянутых и сильно сплюснутых объемов может достигать измеримых (в инструментальном смысле) величин. Наличие подобного эффекта было отмечено в [7] для доплеровских измерений атмосферной турбулентности. Однако исследования влияния геометрии на «неспектральные» характеристики обратного рассеяния проведено не было.

Литература

1. Booker H. G., Gordon W. E. A theory of radio scattering in the troposphere. Proc. Inst. Rad. Engrs., 38, 401-412.

П. И. Кузнецов, Р. Л. Стратонович, “К математической теории коррелированных случайных точек”, Изв. АН СССР. Сер. матем., 20:2 (1956), 167–178

Большаков И. А. Статистические проблемы выделения потока сигналов из шума. М.: Сов. радио, 1969. — 464 с.

Распространение ультракоротких волн / Пер. с англ.; под ред. Б. А. Шиллерова. -М.: Сов. Радио, 1954. - 710 с.

Пороговые сигналы/ Пер. Англ.; под ред. А. П. Сиверса – М.: Книга по Требованию, 2012. – 403 с.

Горелик А. Г., Мельничук, Ю. В., Черников А. А. «Связь статических характеристик радиолокационного сигнала с динамическими процессами и микроструктурой метеообъектов». Труды ЦАО. 1963. вып. 48, с.29 -36.

Горелик А.Г. Доплеровская радиолокация в метеорологии. - М.: МГАПИ, 1996.