

О. А. Войтович, А. М. Линкова, Г. И. Хлопов, С. И. Хоменко

ДИСТАНЦИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ РАЗМЕРОВ КАПЕЛЬ ВОДЫ  
С ПОМОЩЬЮ ДВУХЧАСТОТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: [khlopov@ire.kharkov.ua](mailto:khlopov@ire.kharkov.ua)*

Приведены результаты анализа возможностей двухчастотного метода при измерении размеров капель воды с использованием радиолокационного зондирования в диапазонах длин волн 8 мм и 3,2 см. Представлены результаты теоретического исследования метода, выполненного на примере монодисперсной среды, а также результаты экспериментальных измерений размера капель с помощью радиолокационных и контактных способов. Ил. 11. Табл. 2. Библиогр.: 13 назв.

**Ключевые слова:** эффективная поверхность рассеяния, дифракция, дифференциальная эффективная поверхность рассеяния.

Измерение микроструктурных характеристик осадков имеет важное значение для исследования процессов их образования и развития [1]. При этом значительный интерес представляет использование методов дистанционного зондирования, особенно в части измерения размеров частиц жидких осадков. В частности, предложено использовать доплеровский радар при вертикальном зондировании, когда по виду спектра отраженных сигналов удастся восстановить закон распределения частиц по размерам [2]. Однако наличие турбулентности тропосферы и вертикальной составляющей конвективных потоков приводит к значительным искажениям результатов измерений.

Учитывая выше сказанное, заслуживает внимания двухчастотный метод измерения размеров капель, впервые предложенный в работе [1] и затем исследованный для определения размеров частиц твердых аэрозолей [3, 4]. Как было показано, применение метода достаточно эффективно в определенном диапазоне размеров частиц, который определяется, с одной стороны, достижимой точностью измерения эффективной поверхности рассеяния (ЭПР), а с другой – областью однозначного решения обратной задачи. При этом вещественные и мнимые значения диэлектрической проницаемости частиц в значительной мере определяют точностные характеристики и рамки применимости двухчастотного метода.

Как известно [5], диэлектрические параметры большинства твердых аэрозолей практически постоянны в широком диапазоне изменения частоты и температуры. Особенностью жидких осадков является зависимость их диэлектрических параметров от температуры и рабочей частоты, что существенно усложняет применение двухчастотного метода. Целью настоящей работы

является анализ возможностей двухчастотного метода для измерения размеров капель воды путем численного моделирования в широко используемых в радиометеорологии диапазонах длин волн 8 мм и 3,2 см и проведения экспериментальных измерений. При этом рассмотрение ограничено случаем монодисперсной среды, когда размеры всех капель одинаковы, что позволяет осуществить экспериментальные исследования с контролируемыми параметрами капель воды.

**1. Особенности частотной и температурной зависимостей диэлектрической проницаемости воды.** Как было отмечено выше, комплексная диэлектрическая проницаемость частиц осадков в значительной мере влияет на их отражаемость и зависит от температуры и рабочей длины волны. Указанная зависимость хорошо описывается обобщенными формулами Дебая [6, 7].

$$\operatorname{Re} \hat{\varepsilon} = \varepsilon_o + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_o) \left[ 1 + \left( \frac{\lambda_s}{\lambda} \right)^{1-\alpha_0} \sin \alpha_0 \frac{\pi}{2} \right]}{\Phi(\lambda, \lambda_s)}, \quad (1)$$

$$\operatorname{Im} \hat{\varepsilon} = \frac{\sigma_\lambda}{18,85 \cdot 10^{10}} + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_o) \left( \frac{\lambda_s}{\lambda} \right)^{1-\alpha_0} \cos \frac{\alpha_0 \pi}{2}}{\Phi(\lambda, \lambda_s)},$$

где  $\varepsilon_s$  – статическая диэлектрическая проницаемость;  $\varepsilon_o$  – оптическая диэлектрическая проницаемость; параметр  $\sigma_\lambda = 12,5664 \cdot 10^8$  [7];  $\lambda_s = 2\pi c \tau'$ ;  $c$  – скорость света;  $\tau' = \tau_0 \frac{\varepsilon_s + 2}{\varepsilon_o + 2}$  – время релаксации диэлектрической проницаемости;  $\tau_0$  – время релаксации молекул. Для практических расчетов широко используются эмпирические выражения [6] для входящих в (1) величин:

$$\Phi(\lambda, \lambda_s) = 1 + 2 \left( \frac{\lambda_s}{\lambda} \right)^{1-\alpha_0} \sin \frac{\pi \alpha_0}{2} + \left( \frac{\lambda_s}{\lambda} \right)^{2(1-\alpha_0)};$$

$$\varepsilon_s = 78,54 \cdot [1 - 4,58 \cdot 10^{-3} (T - 25) + 1,19 \cdot 10^{-5} (T - 25)^2 + 2,8 \cdot 10^{-8} (T - 25)^3];$$

$$\varepsilon_o = 5,27 + 0,022T + 0,0013T^2; \quad (2)$$

$$\alpha_0 = -\frac{16,22}{T + 273} + 0,061;$$

$$\lambda_s = 0,00034 \exp \left[ \frac{2513,98}{T + 273} \right];$$

$$\lambda_s = 0,00033836 \exp(2513,98 / (T + 273)),$$

где  $T$  – температура, °С.

В качестве примера на рис. 1, а приведены зависимости мнимой и действительной частей комплексной диэлектрической проницаемости воды от температуры в диапазонах 8 мм и 3,2 см, а на рис. 1, б – от длины волны при температуре 20 °С. При этом на рис. 1, а представленные кривые соответствуют: 1 –  $\text{Re} \dot{\varepsilon}(\lambda_2)$ , 2 –  $\text{Im} \dot{\varepsilon}(\lambda_2)$ , 3 –  $\text{Im} \dot{\varepsilon}(\lambda_1)$ , 4 –  $\text{Re} \dot{\varepsilon}(\lambda_1)$ ; на рис. 1, б: 1 –  $\text{Re} \dot{\varepsilon}$ , 2 –  $\text{Im} \dot{\varepsilon}$ .

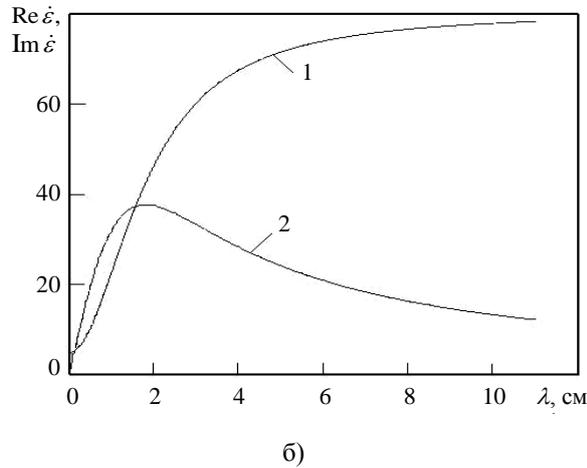
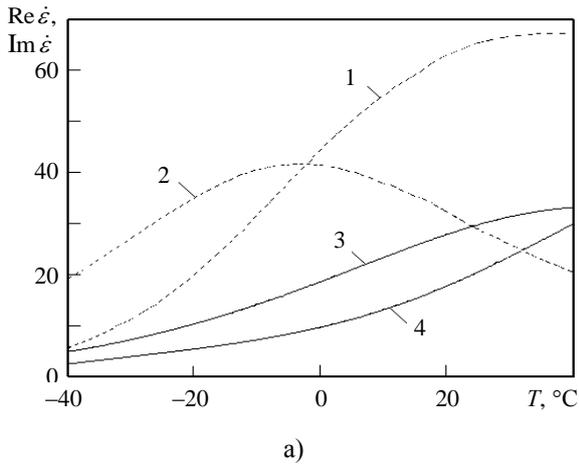


Рис. 1. Зависимость диэлектрической проницаемости воды от температуры (а) и длины волны (б)

Как видно, результаты расчетов свидетельствуют о значительном изменении реальной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости воды при изменении частоты и температуры, что необходимо учитывать при оценке возможностей двухчастотного метода зондирования осадков.

**2. Особенности двухчастотного зондирования капель.** Рассмотрим удельное значение ЭПР монодисперсной среды, которая состоит из капель воды одинаковых размеров в приближении некогерентного рассеяния в следующем виде [8, 9]:

$$\sigma_o(r) = N_0 \sigma_p(r). \quad (3)$$

Так как величина ЭПР зависит от концентрации частиц  $N_0$ ,  $\text{м}^{-3}$  и ЭПР отдельной частицы  $\sigma_p$  радиусом  $r$ , то для оценки их размеров в работе [1] предложено использовать дифференциальное значение ЭПР (ДЭПР) в виде отношения их удельных значений, измеренных на разных длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ :

$$\sigma_d = \frac{\sigma_o(r, \lambda_1)}{\sigma_o(r, \lambda_2)}. \quad (4)$$

В этом случае, как показано [3, 4], значение ДЭПР в определенных пределах монотонно зависит от радиуса частиц, что позволяет использовать соотношение (4) для восстановления эффективного размера частиц.

Традиционно для расчета ЭПР отдельной частицы широко применяется длинноволновое приближение (приближение Рэлея [9, 10]), однако в рассматриваемом случае указанное приближение не выполняется даже в 3-см диапазоне радиоволн. Поэтому нами использованы результаты строгого решения задачи о дифракции электромагнитного поля на диэлектрической сфере [11, 12] (теория Ми). Тогда выражение для значения ЭПР отдельной частицы, нормированное на поперечное сечение  $\pi r^2$ , записывается в виде [11]

$$\sigma_p(r) = \frac{1}{\rho^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (2n+1) (a_n - b_n) \right|^2, \quad (6)$$

где  $\rho = \frac{2\pi}{\lambda} r$  – дифракционный параметр;

$\dot{m} = \sqrt{\varepsilon' - j\varepsilon''}$  – комплексный коэффициент преломления;  $a_n$  и  $b_n$  – коэффициенты разложения рассеянного поля, которые зависят от длины волны и комплексного коэффициента преломления материала частиц (коэффициенты Ми):

$$a_n = \frac{(A_n(\dot{m}\rho) / \dot{m} + n / \rho) \psi_n(\rho) - \psi_{n-1}(\rho)}{(A_n(\dot{m}\rho) / \dot{m} + n / \rho) \zeta_n(\rho) - \zeta_{n-1}(\rho)}; \quad (7)$$

$$b_n = \frac{(A_n(\dot{m}\rho) \dot{m} + n / \rho) \psi_n(\rho) - \psi_{n-1}(\rho)}{(A_n(\dot{m}\rho) \dot{m} + n / \rho) \zeta_n(\rho) - \zeta_{n-1}(\rho)}, \quad (8)$$

где  $\psi_n$  и  $\zeta_n$  – функции Риккати-Бесселя 1-го и 3-го рода;  $A_n(\dot{m}\rho)$  – логарифмическая производная от функции Риккати-Бесселя 1-го рода, которая имеет вид

$$A_n(\dot{m}\rho) = \frac{\psi'_n(\dot{m}\rho)}{\psi_n(\dot{m}\rho)} = -\frac{n}{\dot{m}\rho} + \frac{J_{n-1/2}(\dot{m}\rho)}{J_{n+1/2}(\dot{m}\rho)}, \quad (9)$$

где  $J_{n-1/2}$ ,  $J_{n+1/2}$  – функции Бесселя 1-го рода с полуцелым индексом.

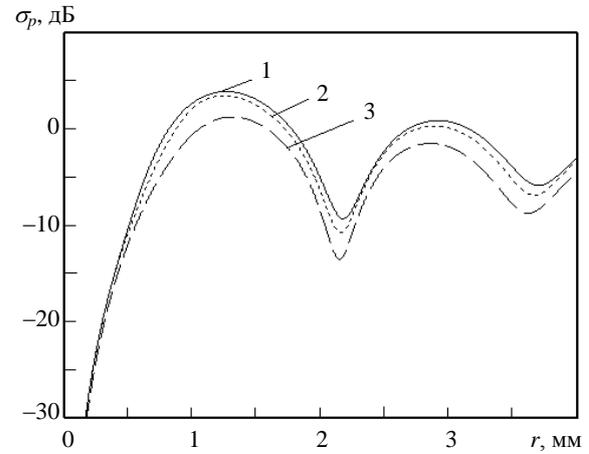
Для расчетов значения ЭПР с использованием выражений (6)–(9) было разработано программное обеспечение для ПК на основе алгоритма [12], которое позволяет вычислять значения ЭПР в широком диапазоне изменения геометрического и частотного параметров. При этом, как показано [3], полученные результаты совпадают с известными данными [13] с графической точностью.

На рис. 2 приведены результаты расчетов нормированного значения ЭПР для одиночной частицы с использованием приведенных выражений (6)–(9) в зависимости от температуры для длин волн  $\lambda_1 = 8$  мм (рис. 2, а) и  $\lambda_2 = 3,2$  см (рис. 2, б). Необходимо отметить, что вариация отражательной способности водяных капель в широком диапазоне изменения температур  $-30^\circ\text{C} \leq T \leq 30^\circ\text{C}$  выражена достаточно слабо, особенно в длинноволновом диапазоне ( $\lambda = 3,2$  см), что позволяет уменьшить количество независимых параметров задачи.

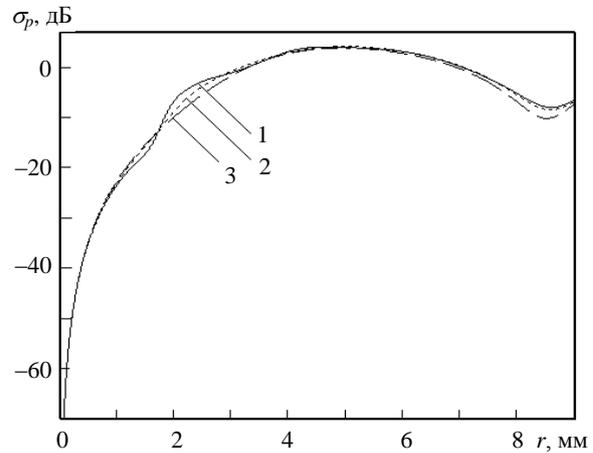
На рис. 3 приведены зависимости ДЭПР от радиуса одиночной капли воды, которая рассчитана в соответствии с (4). В связи с температурной зависимостью ЭПР, особенно в диапазоне 8 мм, вид кривых ДЭПР также зависит от температуры. Однако если учесть, что высота выпадения жидких осадков обычно не превышает  $1 \div 1,5$  км, то в условиях нормальной атмосферы вариация температуры в большинстве случаев лежит в пределах  $0^\circ\text{C} \leq T \leq 20^\circ\text{C}$ . Тогда, как показывают оценки, нижняя граница рабочей области меняется в пределах  $1,17 \text{ мм} \leq r_{\min} \leq 1,22 \text{ мм}$ . При этом верхняя граница рабочей области определяется положением первого минимума зависимости (4), что иллюстрирует рис. 3, и в рассматриваемом случае соответствует  $r_{\max} = 2,18 \text{ мм}$ .

Если температуру  $T = 10^\circ\text{C}$  выбрать в качестве среднего значения, то относительная ошибка измерения эффективного радиуса капель не превышает  $\delta_r = \left| \frac{r_{ef} - r_0}{r_0} \right| 100\% \leq 3\%$  в диапазоне изменения температур  $0^\circ\text{C} \leq T \leq 20^\circ\text{C}$  ( $r_0$  – значение эффективного радиуса при  $T = 10^\circ\text{C}$ ).

При этом диапазон измеряемых размеров для  $T = 10^\circ\text{C}$  лежит в пределах  $1,18 \div 2,18$  мм.



а)



б)

Рис. 2. Зависимость ЭПР капли воды от ее радиуса: 1 –  $T = -30^\circ\text{C}$ ; 2 –  $T = 0^\circ\text{C}$ ; 3 –  $T = 30^\circ\text{C}$

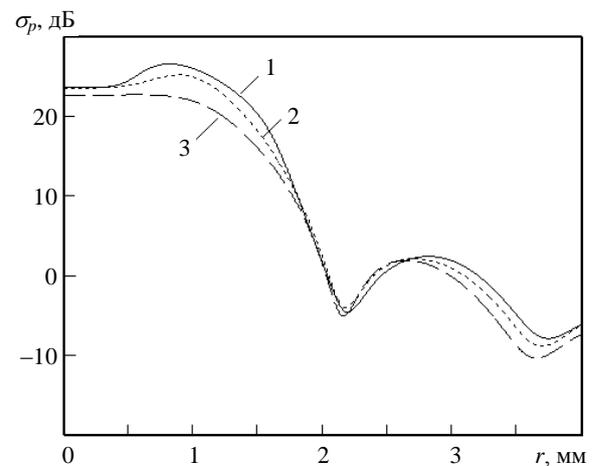


Рис. 3. Зависимость ДЭПР одиночной капли от ее радиуса: 1 –  $T = -30^\circ\text{C}$ ; 2 –  $T = 0^\circ\text{C}$ ; 3 –  $T = 30^\circ\text{C}$

**3. Экспериментальное исследование двухчастотного метода.** Целью экспериментального исследования является оценка возможностей двухчастотного метода на примере одиночных капель разных размеров.

Для формирования капель заданного радиуса разработан измерительный стенд (рис. 4), который представляет собой сосуд с водой, соединенный с каплепитателем разных диаметров  $r_k$ : 0,25; 0,5; 0,75 и 1 мм. Регулируя интенсивность потока воды можно регулировать частоту падения капель, что важно для проведения измерений.

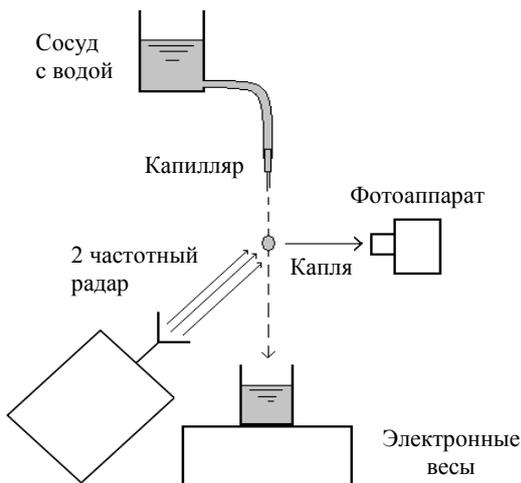


Рис. 4. Схема установки для формирования капель

Определение размера капель осуществлялось фотографическим методом и на основе измерения их массы. В первом случае фотокамера располагалась на заданном расстоянии от места падения капли, в поле зрения которой помещался металлический цилиндр 1 (рис. 5) с известным диаметром  $d_c = 1,5$  мм для калибровки поля зрения камеры.

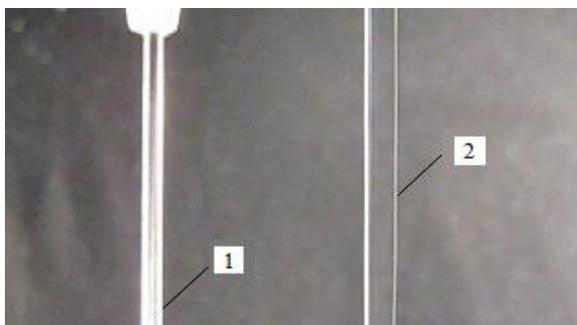


Рис. 5. Фотография падения капли: 1 – калибровочный цилиндр; 2 – вертикальный «след» от падения капли

Так как скорость капли составляет  $1 \pm 2$  м/с, то камера фиксирует «след» падения капли в виде вертикальной полосы 2. Это позволяет опреде-

лить горизонтальный размер капли, сравнив его с известным диаметром калибровочного цилиндра. Важным параметром является разброс размеров формируемых капель, который оценивался в серии измерений в виде нормированного среднеквадратичного отклонения (СКО) радиуса капель  $\frac{\Delta r}{\bar{r}} \leq 3\%$  ( $\bar{r}$  – среднее значение радиуса капель).

С другой стороны, рассеивающие свойства капли определяются их объемом, поэтому были проведены измерения общей массы  $m_T$  для  $N = 50 \div 150$  капель каждого размера с помощью электронных весов типа СВА-6000-0,2. Затем вычислялся средний объем одной капли  $V_1 = \frac{m_T}{N\rho_0}$  и

ее среднекубический радиус  $r_{ск} = \sqrt[3]{\frac{3V_1}{4\pi}}$ , который соответствует радиусу эквивалентной сферы.

Для определения характеристик рассеяния одиночной капли разработан двухчастотный доплеровский радиолокатор, работающий в режиме непрерывного излучения, в диапазонах 8 мм и 3,2 см. Оба канала построены по гомодинной схеме (рис. 6), где сигнал с выхода генератора Г поступает на вход резонатора Р, а затем через ферритовый вентиль ФВ на ферритовый циркулятор ФЦ и излучается рупорной антенной РА. На вход селективного усилителя СУ подается сигнал с выхода смесителя СМ в результате перемножения излученного  $P_\Gamma$  и отраженного  $P_{ПРМ}$  сигналов, а после усиления сигнал поступает на ПК для спектральной обработки.

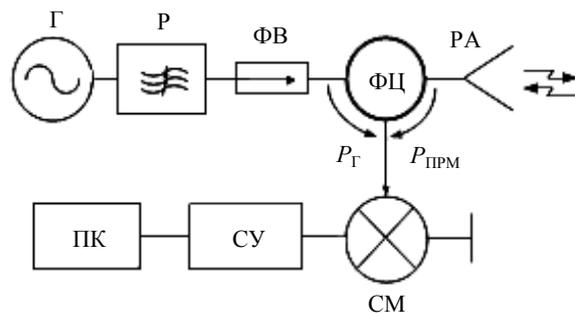


Рис. 6. Схема измерительного радара

Характеристики разработанного радара приведены в табл. 1, а на рис. 7 представлена фотография измерительного стенда. При проведении измерений радар облучал падающие капли вода под углом  $\varphi_v = 45^\circ$ , а для измерения абсолютного значения ЭПР капли на двух частотах осуществлялась калибровка радиолокатора с помощью металлической сферы малого диаметра, которая падала вдоль той же траектории, что и капля. При этом использовался шарик диамет-

ром 3,165 мм, ЭПР которого составляет 21,61 мм<sup>2</sup> на длине волны  $\lambda = 8$  мм и 8,48 мм<sup>2</sup> в диапазоне  $\lambda = 3,2$  см.

Таблица 1  
Параметры двухчастотного радара

Параметр	Канал 1	Канал 2
Рабочая длина волны, мм	8	32
Излучаемая мощность, мВт	10	20
Ширина диаграммы направленности антенны, рад	9,4	24
Шум-фактор приемника, дБ	45	30
Полоса СУ, кГц	1	1

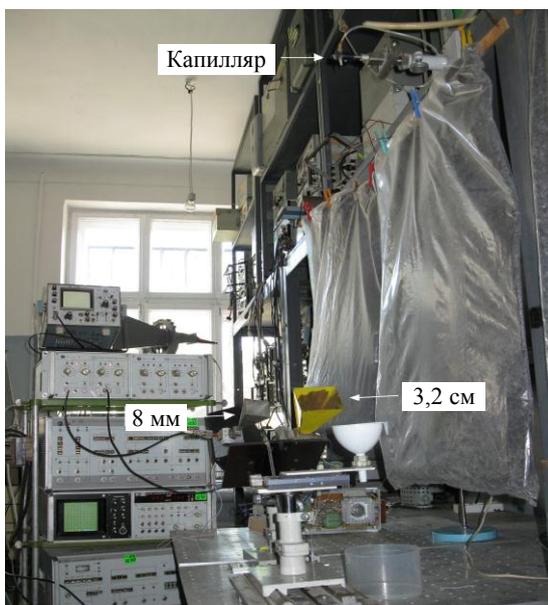


Рис. 7. Фото измерительного стенда

Запись сигналов на ПК проводилась одновременно для двух радиолокационных каналов с частотой дискретизации 16 кГц. В качестве примера на рис. 8 приведен сигнал, отраженный от одиночной капли  $r_{ск} = 2$  мм в диапазоне  $\lambda = 8$  мм.

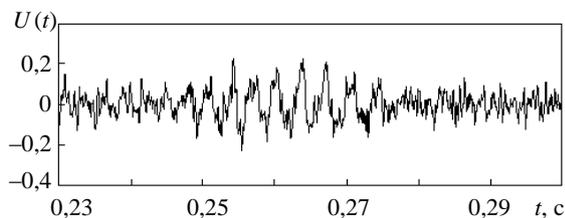


Рис. 8. Пример сигнала, отраженного от пролетающей одиночной капли радиусом  $r_{ск} = 2$  мм,  $\lambda = 8$  мм

Для увеличения отношения сигнал-шум сигналы обрабатывались с помощью цифрового полосового фильтра Баттерворта 2-го порядка с

полосой пропускания  $\Delta f_{\phi} = 100$  Гц и средней частотой  $f_{\phi} = 325$  Гц, значения которых согласованы с параметрами падения капли и калибровочного шарика (скорость и время пролета луча антенны). Применение описанного фильтра позволило существенно увеличить отношение сигнал-шум и улучшить точность измерений, как показано на рис. 9, где приведен пример осциллограммы напряжения с выхода фильтра, которое соответствует сигналу на рис. 8.

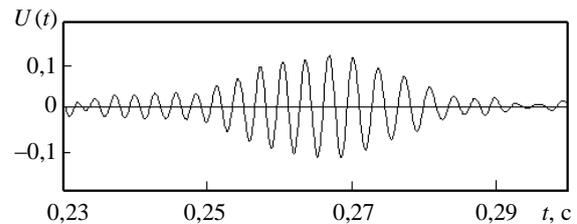


Рис. 9. Пример реализации сигнала, отраженного от капли, на выходе фильтра

Используя традиционную форму уравнения радиолокации [2], нетрудно показать, что измеряя отношение мощностей сигналов, отраженных от исследуемой капли  $\bar{P}_r^d$  и калибровочной сферы  $\bar{P}_r^s$ , можно найти ЭПР капли в виде

$$\sigma_0^d = \frac{\bar{P}_r^d \sigma_0^s}{\bar{P}_r^s}, \quad (10)$$

где  $\sigma_0^s$  – ЭПР калибровочной сферы. При этом в (10) в качестве  $\bar{P}_r^s$  и  $\bar{P}_r^d$  были взяты максимальные значения мощности отраженного сигнала для капли и для шара. По измеренным на двух длинах волн значениям ЭПР капли рассчитывалась величина ДЭПР, а затем использовалась расчетная зависимость ДЭПР от радиуса капли для температуры 15 °С (см. рис. 3) для определения ее размера.

Результаты сравнения результатов измерения размеров одиночной капли с помощью контактных методов и двухчастотного радара приведены в табл. 2, а на рис. 10 показана зависимость полученных результатов от среднекубического радиуса капли (радиуса эквивалентной сферической капли). По оси абсцисс приведены значения измеренного среднекубического радиуса  $r_{ск}$ , звездочками указаны измерения с помощью фотокамеры  $r_{\phi}$ , точками – радиолокационные измерения  $r_p$ , а гладкая прямая соответствует данным для капель сферической формы.

Можно видеть, что отличие расчетных и экспериментальных данных не превышает 3,5 %, что подтверждает возможность использования двухчастотного метода для измерения размеров капель с достаточной для практики точностью.

Таблица 2  
Результаты измерений

$r_{к}$ , мм	$r_{ск}$ , мм	$r_{ф}$ , мм	$r_{р}$ , мм
0,25	1,33	1,31	–
0,5	1,465	1,395	–
0,75	1,89	1,84	1,83
1	2	1,97	1,95

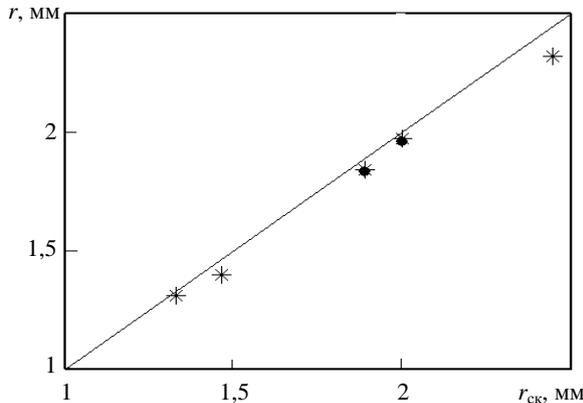


Рис. 10. Зависимость измеренного радиуса капли от радиуса эквивалентной сферы

Из рис. 10 видно, что измеренные данные расположены немного ниже прямой, которая соответствует сферическим каплям. Это свидетельствует о том, что форма капель незначительно отличается от сферической, что также подтверждается снимками, сделанными с помощью скоростной видеокамеры (рис. 11) в процессе падения капель разных диаметров.

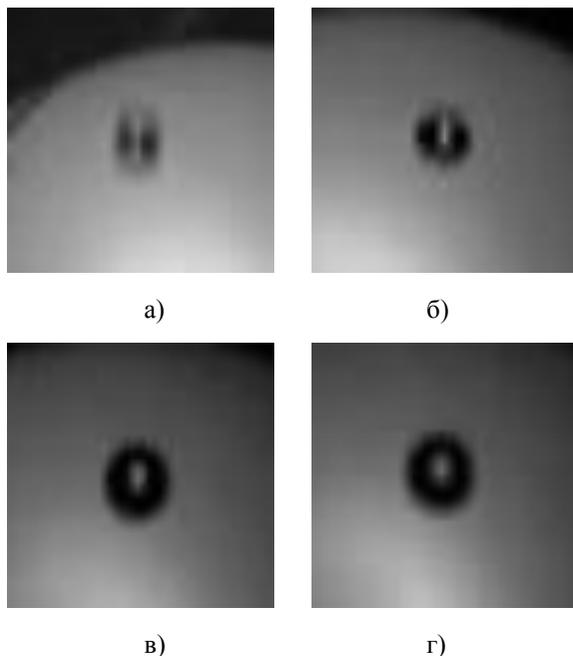


Рис. 11. Фотографии капель в полете: а) –  $r_{ск} = 1,33$  мм; б) –  $r_{ск} = 1,465$  мм; в) –  $r_{ск} = 1,89$  мм; г) –  $r_{ск} = 2$  мм

Необходимо отметить, что в ходе эксперимента энергетический потенциал стенда в диапазоне 3,2 см позволил измерить размер капель начиная с радиуса  $r \geq 1,5$  мм. Кроме того, недостатком метода является малая рабочая область  $\frac{r_{max}}{r_{min}} \leq 1,86$ , в которой возможно проводить однозначные измерения.

**Выводы.** Таким образом, диапазон однозначно измеряемых размеров слабо зависит от температуры и существенно зависит от длины волны.

Экспериментальное исследование рассмотренного метода подтвердило возможность измерения размеров капель на основе ДЭПР. При этом отличие радиолокационных измерений от данных расчета не превышает 3,5 %.

Недостатком метода является небольшая рабочая область  $\frac{r_{max}}{r_{min}} \leq 1,86$ , в которой возможно проводить однозначные измерения.

1. *Абшаев М. Т.* О возможностях микроструктурных исследований облаков и осадков радиолокационными методами / М. Т. Абшаев, Ю. А. Дадали // Тр. Высокотурного геофиз. ин-та. – Л.: Гидрометеиздат, 1966. – Вып. 5. – С. 56–63.
2. *Довиак Р.* Доплеровские радиолокаторы и метеорологические наблюдения / Р. Довиак, Д. Зрич. – Л.: Гидрометеиздат, 1988. – 510 с.
3. *Войтович О. А.* Исследование двухчастотного метода дистанционного зондирования твердых аэрозолей / О. А. Войтович, А. М. Линкова, Г. И. Хлопов // Радиофизика и электрон.: сб. научн. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2009. – 14, № 2. – С. 169–176.
4. *Двухчастотное зондирование твердых полидисперсных аэрозолей* / Р. Кнехель, А. М. Линкова, А. Л. Теплюк, и др. // Радиофизика и электрон.: сб. научн. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2010. – 15, № 1. – С. 51–61.
5. *Хиппель А. Р.* Диэлектрики и их применение / А. Р. Хиппель. – М.: Госэнергоиздат, 1960. – 438 с.
6. *Ray P. S.* BroadBand complex refractive indices of ice and water / P. S. Ray // Appl. Optics. – 1972. – 11, N 8. – P. 1836–1843.
7. *Saxton J. A.* An electrical properties of water / J. A. Saxton // Wireless Engineer. – 1949. – 26, N 312. – P. 288–292.
8. *Розенберг В. И.* Рассеяние и ослабление электромагнитного излучения атмосферными частицами / В. И. Розенберг. – Л.: Гидрометеиздат, 1972. – 348 с.
9. *Шуляцкий А. Б.* Радиолокационное измерение интенсивности и некоторых других характеристик осадков / А. Б. Шуляцкий. – Л.: Гидрометеиздат, 1960. – 118 с.
10. *Атлас Д. Л.* Успехи радарной метеорологии / Д. Л. Атлас. – Л.: Гидрометеиздат, 1967. – 194 с.
11. *Ван-де-Хюлст Г.* Рассеяние света малыми частицами / Г. Ван-де-Хюлст. – М.: Изд. иностр. лит., 1961. – 536 с.
12. *Wiscombe W. J.* Improved Mie scattering algorithms / W. J. Wiscombe // Appl. Optics. – 1980. – 19, N 9. – P. 1505–1509.
13. *Chu-M. Chu.* Scattering and absorption of water droplets at millimeter wavelength: Ph. D. diss. / Chu Chu-M.; Univ. Michigan. – Ann Arbor, 1952. – 200 p.

O. A. Voitovych, A. M. Linkova, G. I. Khlopov,  
S. I. Khomenko

REMOTE MEASUREMENT OF WATER DROP  
SIZES BY DOUBLE  
FREQUENCY SOUNDING

The analysis of possibilities of double frequency method for measurement of water drop size is described by using radar sounding at wavelengths 8 mm and 3.2 cm. The results of theoretical study of the method performed for case of mono-disperse medium are presented and results of experimental measurements of drop size by means of radar and contact methods are also given.

**Key words:** radar cross section, diffraction, differential radar cross section.

О. А. Войтович, А. М. Лінкова, Г. І. Хлопов,  
С. І. Хоменко

ДИСТАНЦІЙНЕ ВИМІРЮВАННЯ РОЗМІРІВ  
КРАПЕЛЬ ВОДИ ЗА ДОПОМОГОЮ  
ДВОЧАСТОТНОГО ЗОНДУВАННЯ

Наведено результати аналізу можливостей двочастотного методу при вимірюванні розмірів крапель води з використанням радіолокаційного зондування в діапазонах довжин хвиль 8 мм і 3,2 см. Подано результати теоретичного дослідження методу, що виконаний на прикладі монодисперсного середовища, а також результати експериментальних вимірювань розміру крапель за допомогою радіолокаційних і контактних способів.

**Ключові слова:** ефективна поверхня розсіяння, дифракція, диференційна ефективна поверхня розсіяння.

*Рукопись поступила 09.07.10 г.*