

## ДВУХЧАСТОТНОЕ ЗОНДИРОВАНИЯ ПОЛИДИСПЕРСНОЙ СРЕДЫ В ВИДЕ КАПЕЛЬ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ

В настоящее время большой интерес представляет разработка дистанционных методов измерения характеристик осадков в связи с изучением физических процессов атмосферы, а также при решении различных прикладных задач.

При этом широко используют двухчастотное зондирование, в основе которого лежит вычисление значения дифференциальной эффективной площади рассеяния (ДЭПР) и обеспечивающее более высокую точность и надежность измерения осадков по сравнению с одночастотными методами [1]. Однако большинство опубликованных работ основано на предположении о сферической форме капель, хотя в реальности форма частиц существенно отличается от сферической. Это значительно влияет на характеристики рассеяния, в связи с чем, решение задачи о рассеянии электромагнитной энергии на каплях воды несферической формы представляет значительный интерес.

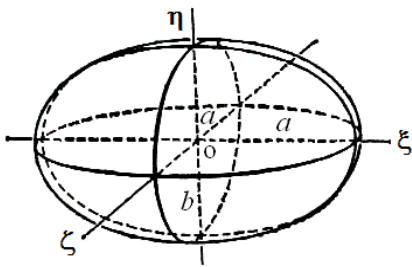


Рис.1. Система координат и форма падающей капли

В общем случае форма падающих капель может быть достаточно сложной, однако в рамках модели Пруппахера [2], которая учитывает силы гравитации, поверхностного натяжения и аэродинамического сопротивления, действующие на каплю в режиме установившегося падения, форма капли описывается двухосным эллипсоидом [2]. Сечение капли имеет форму эллипса – рис.1 в вертикальной плоскости (горизонтальная ось  $2b$ , вертикальная –  $2a$ ), а в горизонтальной плоскости – форму окружности диаметром  $2b$ .

При этом необходимо учитывать, что размеры капель меняются в широких пределах, что описывается функцией распределения полидисперсной среды (среды состоящей из капель разных размеров).

При двухчастотном зондировании осадков значение ДЭПР находят в виде отношения удельных значений эффективной площади рассеяния (ЭПР), измеренных на двух частотах [3]

$$\sigma_d = \frac{\sigma_0(\lambda_1)}{\sigma_0(\lambda_2)}, \quad (1)$$

$$\sigma_0(\lambda_{1,2}) = N_T \int_0^{\infty} \sigma_p(D, \lambda_{1,2}) F(D) dD \quad (2)$$

где  $\sigma_0(\lambda_{1,2})$  – удельное значение ЭПР ( $\text{мм}^2/\text{м}^3$ ) полидисперсной среды на разных длинах волн  $\lambda_{1,2}$ ,  $N_T$ , ( $\text{м}^{-3}$ ) – концентрация капель (количество частиц в единичном объеме),  $\sigma_p$  – ЭПР отдельной капли ( $\text{мм}^2$ ).

Обычно распределение капель в среде описывается гамма – распределением [4]

$$N_T = \int_0^{\infty} N(D) dD = N_0 \Gamma(\alpha+1) \beta^{\alpha+1}, \quad (3)$$

где  $F(D) = \frac{N(D)}{N_T}$  – плотность распределения капель по размерам ( $\text{мм}^{-1}$ ). На рис. 2 приведен характерный вид гамма-распределения для нескольких значений диаметра интенсивности

дождя. Распределение имеет несимметричный вид, так как интенсивность дождя увеличивается, в основном, за счет появления крупных капель. Это подтверждается нелинейной зависимостью концентрации капель  $N_T$  от интенсивности осадков, которая измерена экспериментально [5] и аппроксимируется с помощью метода наименьших квадратов [6] для умеренных дождей  $I \leq 20$  мм/ч в следующем виде

$$N_T = 495,45[1 - \exp(-I / 3,17)]. \quad (4)$$

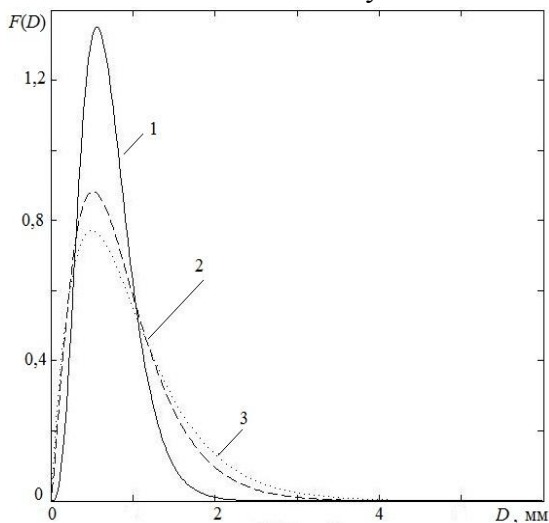


Рис. 2 Форма гамма-распределения: кривая 1 – интенсивность осадков  $I = 1$  мм/ч; кривая 2 –  $I = 10$  мм/ч; кривая 3 –  $I = 20$  мм/ч

Как видно, концентрация капель сначала монотонно растет с увеличением интенсивности дождя, а в дальнейшем наблюдается насыщение зависимости, в то время как увеличение интенсивности дождя происходит, в основном, за счет укрупнения капель.

Двухчастотное зондирование позволяет связать только два параметра гамма-распределения из трех, поэтому необходимо использовать дополнительную информацию о свойствах среды для полноты системы уравнений. В ряде работ предлагаются различные подходы, в том числе фиксация одного из параметров [4, 7, 8], использование корреляционных связей между параметрами и др. В то же время в работах [3, 6] предложено использовать усредненные данные контактных измерений параметров гамма-распределения в зависимости от интенсивности дождя для территории Украины [3], что позволяет сформулировать дополнительное уравнение в виде

$$\alpha = 10,22\beta^{-1,095} \quad (5)$$

Уравнения (1) – (5) образуют полную систему уравнений для вычисления трех параметров распределения частиц по размерам на основании двухчастотного зондирования, что позволяет рассчитать все интегральные характеристики осадков (интенсивность, водность, концентрацию и др.).

Чтобы вычислить ЭПР одиночной эллипсоидальной частицы в выражении для дифференциального значения ЭПР (2) используем метод моментов [9], в рамках которого рассеивающие свойства эллипсоидальной капли определяются выражением

$$\sigma_{x,y} = I_{x,y} \sigma_s \quad (6)$$

где  $\sigma_s$  – ЭПР сферической капли,  $I_{x,y}$  – интенсивность рассеянного поля для вертикальной и горизонтальной поляризации падающего поля.

При этом интенсивность поля, рассеянная эллипсоидальной частицей записывается в следующем виде

$$I_x = \frac{i_x}{i_s} = \frac{[(g-g')\alpha_1(\alpha_2 \sin \alpha + \alpha_1 \cos \alpha) + g' \cos \alpha]^2}{g_s^2}; \quad (7)$$

$$I_y = \frac{i_y}{i_s} = \frac{[(g-g')\alpha_2(\alpha_2 \sin \alpha + \alpha_1 \cos \alpha) + g' \sin \alpha]^2}{g_s^2}, \quad (8)$$

Выражения для коэффициентов  $g$  и  $g'$  приведем, следуя обозначениям работы [9]

$$g = \frac{a^2 b}{3} \frac{\varepsilon' - 1}{1 + (\varepsilon' - 1) q}; \quad (9)$$

$$g' = \frac{a^2 b}{3} \frac{\varepsilon' - 1}{1 + (\varepsilon' - 1) q'};$$

где  $\varepsilon'$  – вещественная часть диэлектрической проницаемости капли;  $q$  и  $q'$  – величины, которые зависят от размеров эллипсоида и определяются выражениями

$$q = \frac{1}{e^2} \left( 1 - \sqrt{\frac{1-e^2}{e^2} \arcsin e} \right), \quad q' = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} q \quad (10)$$

При вертикальной поляризации падающего поля значения коэффициентов

$$\alpha = 90^\circ, \quad \alpha_1 = 0, \quad \alpha_2 = 1, \quad \alpha_3 = 0, \quad (11)$$

а нормированная величина энергии, рассеянная эллипсоидальной частицей, примет вид

$$I_x = 0, \quad I_y = \frac{g^2}{g_s^2}. \quad (12)$$

При горизонтальной поляризации падающего поля зависимости (7), (8) записываются следующим образом:

$$\alpha = 0^\circ, \quad \alpha_1 = 1, \quad \alpha_2 = 0, \quad \alpha_3 = 0; \quad (13)$$

$$I_x = \frac{g'^2}{g_s^2}, \quad I_y = 0. \quad (14)$$

Для вычисления ЭПР сферической капли в (7), (8) необходимо учесть, что традиционно используемое длинноволновое приближение (приближение Рэля [10]) не выполняется уже в 3 см диапазоне радиоволн (дифракционный параметр  $\rho_d = \frac{2\pi r_3}{\lambda} \sqrt{\varepsilon'} \geq 1$  для капель диаметром  $2r_3 \sim 1$  мм). Поэтому необходимо использовать результаты строгого решения задачи о дифракции электромагнитного поля на диэлектрической сфере [11 – 13] (теория Ми).

В этом случае выражение для ЭПР отдельной частицы, нормированное на её геометрическое сечение  $\pi r^2$ , запишем в виде [13]

$$\sigma_s(r_3) = \frac{1}{\rho^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (2n+1) (a_n - b_n) \right|^2, \quad (15)$$

где  $\rho = \frac{2\pi}{\lambda} r_3$ ;  $a_n$  и  $b_n$  – коэффициенты разложения рассеянного поля, которые зависят от длины волны и коэффициента преломления материала частиц (коэффициенты Ми) [13]. При этом необходимо учитывать, что в выражение (15) входит комплексная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon = \varepsilon' - \varepsilon''$ , зависимость которой от температуры и длины волны хорошо описывается обобщенными формулами Дебая [14].

В результате величина энергии, рассеянная эллипсоидальной частицей в зависимости от угла наблюдения для вертикальной поляризации ( $\alpha = 90^\circ$ ), записывается в виде  $I_{22} = \frac{g^2}{g_s^2}$ , а в общем случае произвольного угла выражается следующим образом:

$$I_{22} = \frac{1}{g_s^2} \left[ (g-g')^2 \cdot \sin^4 \alpha + 2 \cdot (g-g') \cdot g' \cdot \sin^2 \alpha + g'^2 \right]. \quad (16)$$

При этом важно отметить, что для горизонтальной поляризации падающего поля величина рассеянной энергии не зависит от угла наблюдения в силу симметрии задачи (рис. 1). Это обстоятельство имеет решающее значение при дистанционном зондировании осадков, так как позволяет сократить количество неизвестных параметров задачи.

Однако для вертикальной поляризации падающего поля рассеянный сигнал зависит от угла наблюдения  $\alpha$ , в связи с чем представляет интерес оценка пределов изменчивости ЭПР полидисперсной среды и ее ДЭПР при двухчастотном зондировании при вариациях угла возвышения антенны радара. Поэтому рассмотрим результаты численного моделирования рассеивающих свойств полидисперсной среды, состоящей из капель эллипсоидальной формы для различных углов наблюдения.

На рис. 3 приведена зависимость ЭПР полидисперсной среды ( $\sigma$  относительно  $1 \text{ мм}^2/\text{м}^3$ ) от интенсивности дождя для ортогональных поляризаций падающего поля при  $\lambda=0,86 \text{ см}$  – рис. 3, а и  $\lambda=3,2 \text{ см}$  – рис. 3, б (кривая 1 – сферические частицы (теория Ми), кривые 2 и 3 – эллипсоидальные частицы для горизонтальной и вертикальной поляризаций – соответственно).

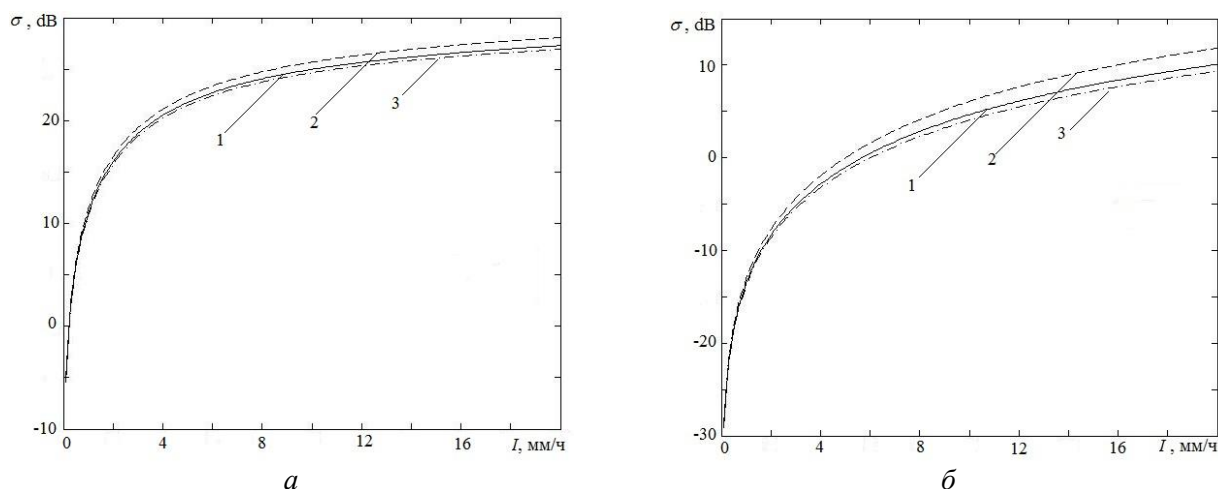


Рис. 3. ЭПР полидисперсной среды при: а –  $\lambda = 0,86 \text{ см}$  и б –  $\lambda = 3,2 \text{ см}$

Как видно, если интенсивность дождя не превышает 5 – 6 мм/ч, эллиптичность формы частиц практически не сказывается на величине ЭПР полидисперсной среды. На рис. 4 приведены результаты численного моделирования ДЭПР при двухчастотном зондировании при  $\lambda_1=0,86 \text{ см}$  и  $\lambda_2=3,2 \text{ см}$ . Чем больше интенсивность осадков, тем больше отличие ДЭПР для ортогональных поляризаций. Это связано с увеличением доли крупных капель с ростом интенсивности осадков согласно (4) – рис. 2, отличие формы которых от сферической тем больше, чем крупнее частица. Кроме того, следует отметить, что в области малых интенсивностей осадков зависимость имеет характерный экстремум, что приводит к неоднозначности определения интенсивности дождя по измеренному значению ДЭПР. Это является следствием разного поведения удельной ЭПР полидисперсной среды в зависимости от интенсивности дождя в 8 мм и 3 см диапазонах – рис. 5 (кривые 1, 2 – горизонтальная и вертикальная поляризации соответственно для  $\lambda=0,86 \text{ см}$ , кривые 3, 4 – горизонтальная и вертикальная поляризации для  $\lambda=3,2 \text{ см}$ ).

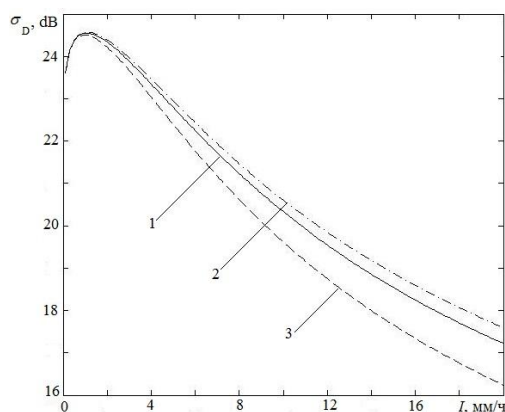


Рис. 4. Зависимость ДЭПР полидисперсной среды от интенсивности дождя в диапазоне ( $\lambda_1=0,86$  см,  $\lambda_2=3,2$  см, кривая 1 – сферические частицы, кривые 2 и 3 – эллипсоидальные частицы для горизонтальной и вертикальной поляризаций – соответственно)

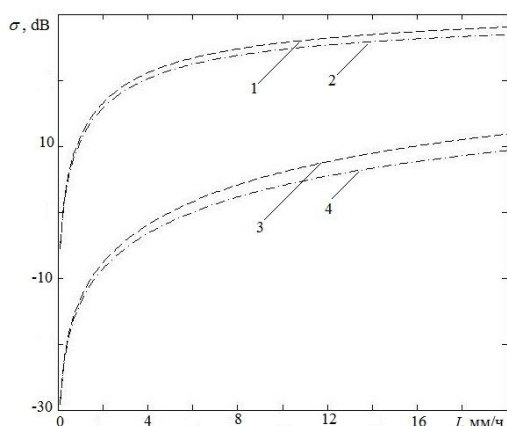
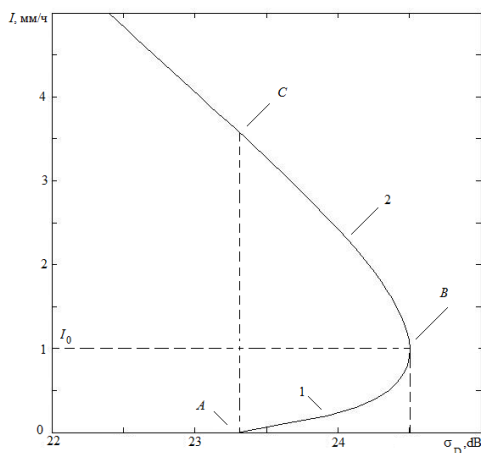


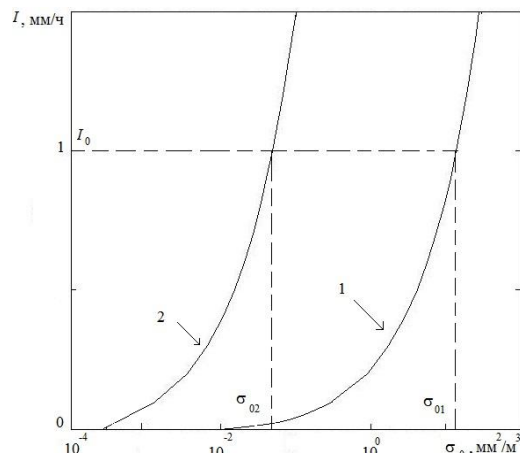
Рис. 5. Зависимость удельной ЭПР от интенсивности дождя ( $\lambda_1=8,6$  мм, гор. и вер. пол. – кривая 1,2,  $\lambda_2=3,2$  см, гор. и вер. пол. – кривая 3,4)

Как видно, скорость роста ЭПР немонотонно зависит от интенсивности дождя, так как ЭПР в диапазоне 8 мм растет при малых интенсивностях быстрее чем в диапазоне 3 см. Однако при возрастании интенсивности дождя, количество крупных капель увеличивается, и рост ЭПР в 8 мм диапазоне замедляется, так как размеры капель в большей степени соответствуют резонансному рассеянию, в то время как в диапазоне 3 см рост ЭПР продолжается.

В этом случае одному значению ДЭПР соответствуют два значения интенсивности. Например, для горизонтальной поляризации – рис. 6, а, точка А соответствует значению интенсивности дождя, которое асимптотически стремится к нулю (величина ДЭПР  $\sigma_D=23,295$  дБ), точка В является точкой перегиба и соответствует значениям  $I=1$  мм/ч и  $\sigma_D=24,51$  дБ, а для точки С соответствуют значения –  $I=3,5$  мм/ч и  $\sigma_D=23,295$  дБ в диапазоне интенсивностей дождя  $0 < I \leq 3,5$  мм/ч. Для устранения неоднозначности можно использовать зависимость удельной ЭПР  $\sigma_0(\lambda)$  от интенсивности осадков (рис. 5), которая монотонно растет с увеличением интенсивности дождя в обоих диапазонах, хотя и с разной скоростью.



а



б

Рис. 6. Зависимость интенсивности дождя: а – от ДЭПР, б – от удельной ЭПР ( $\lambda = 8,6$  мм – 1;  $\lambda = 3,2$  см – 2, гор. поляризация)

Это позволяет использовать характерные точки роста зависимости интенсивности дождя от удельного значения ЭПР  $I_0$ ,  $\sigma_{01}$  и  $\sigma_{02}$  (рис. 6б, кривая 1 –  $\lambda_1 = 8,6$  мм, кривая 2 –  $\lambda_2 = 3,2$  см) и сформулировать следующее условие для однозначного определения интенсивности дождя

$$\begin{cases} I \leq I_0 \text{ мм/ч, если } \sigma_0(\lambda_1) \leq \sigma_{01}; \sigma_0(\lambda_2) \leq \sigma_{02}, \\ I > I_0 \text{ мм/ч, если } \sigma_0(\lambda_1) > \sigma_{01}; \sigma_0(\lambda_2) > \sigma_{02}, \end{cases} \quad (5)$$

где  $I_0 = 1$  мм/ч,  $\sigma_{01} = 13,88$  мм<sup>2</sup>/м<sup>3</sup>,  $\sigma_{02} = 0,049$  мм<sup>2</sup>/м<sup>3</sup>.

Для вертикальной поляризации ситуация аналогична рассмотренной выше – рис. 7, а, в частности точка А соответствует значениям  $I = 0$  мм/ч и  $\sigma_D = 23,3$  дБ; точка В –  $I = 1$  мм/ч и  $\sigma_D = 24,48$  дБ, а точка С –  $I = 4,38$  мм/ч и  $\sigma_D = 23,3$  дБ) в диапазоне интенсивностей дождя  $0 < I \leq 4,38$  мм/ч. При этом в результате анализа зависимости удельной ЭПР от интенсивности дождя – рис. 7, б можно использовать сформулированное выше условие для устранения неоднозначности (5), в котором константы имеют следующие значения:  $I_0 = 1$  мм/ч,  $\sigma_{01} = 11,96$  мм<sup>2</sup>/м<sup>3</sup>,  $\sigma_{02} = 0,042$  мм<sup>2</sup>/м<sup>3</sup>.

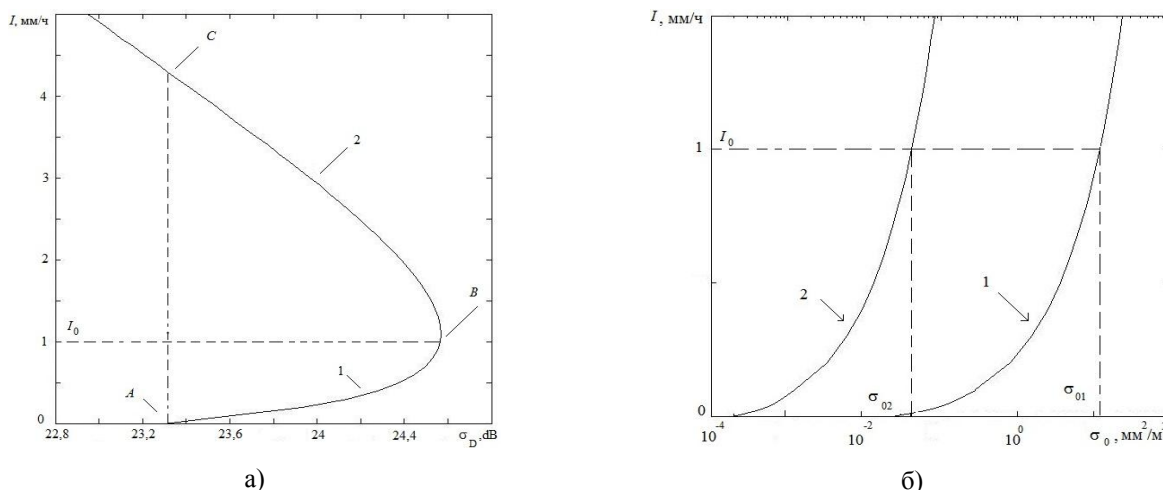


Рис. 7. Зависимость интенсивности дождя: а – от ДЭПР, б – от удельной ЭПР ( $\lambda = 8,6$  мм – 1;  $\lambda = 3,2$  см – 2, вер. поляризация)

На рис. 8 приведен пример, который иллюстрирует использование соотношений (5) для вычисления интенсивности дождя по данным измерения дифференциальной ЭПР, где рис. 8, а соответствует ветви  $I \leq 1$  мм/ч, а рис. 8б – значениям  $I > 1$  мм/ч.

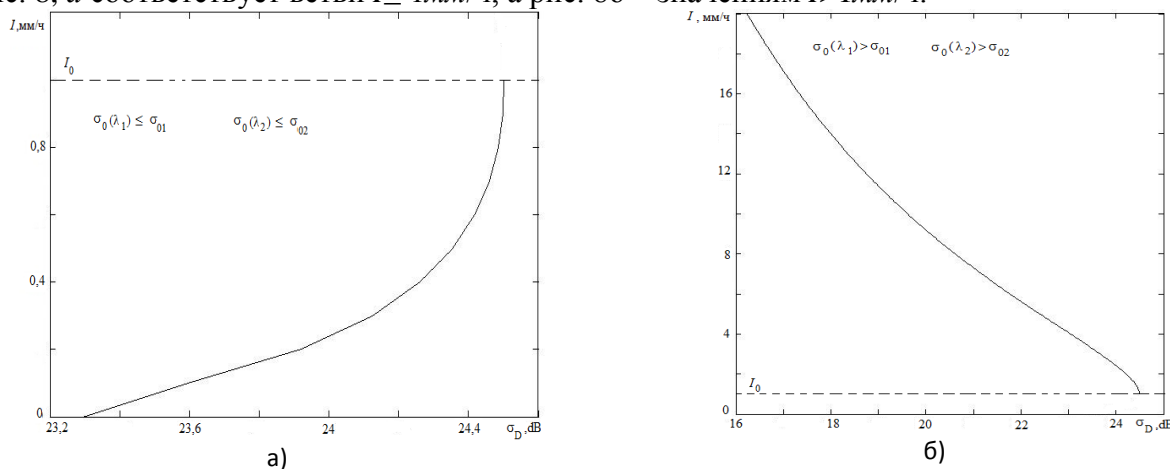


Рис. 8. Зависимость интенсивности дождя от ДЭПР: а –  $\sigma_0(\lambda_1) \leq \sigma_{01}$ ,  $\sigma_0(\lambda_2) \leq \sigma_{02}$ ; б –  $\sigma_0(\lambda_1) > \sigma_{01}$ ,  $\sigma_0(\lambda_2) > \sigma_{02}$ , гор. поляризация

На рис. 9 приведены аналогичные зависимости для вертикальной поляризации, где рис. 9, а соответствует ветви  $I \leq 1 \text{ мм/ч}$ , а рис. 9, б – значениям  $I > 1 \text{ мм/ч}$ .

При этом следует отметить, что сформулированная система неравенств (5) справедлива только для использованных данных контактных измерений параметров гамма – распределения  $\alpha(I)$  и  $\beta(I)$  [6], а для других значений микроструктурных характеристик требуется уточнение соответствующих данных. Кроме того, сформулированные условия (5) заметно отличается от аналогичных выражений, полученных в работе для частиц сферической формы.

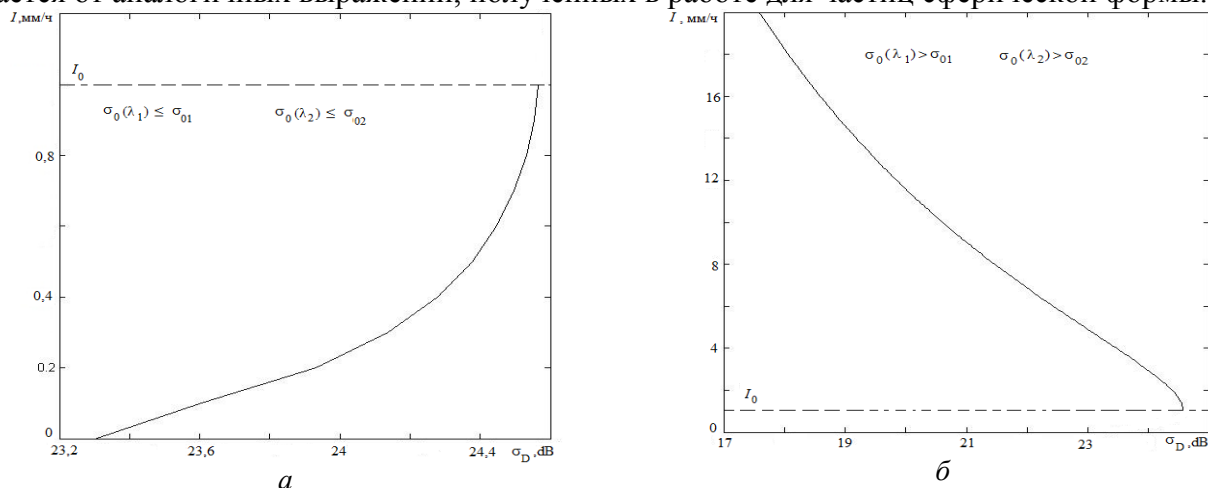


Рис. 9. Зависимость интенсивности дождя от ДЭПР: а –  $\sigma_0(\lambda_1) \leq \sigma_{01}, \sigma_0(\lambda_2) \leq \sigma_{02}$ ; б –  $\sigma_0(\lambda_1) > \sigma_{01}, \sigma_0(\lambda_2) > \sigma_{02}$ , вертикальная поляризация

На рис. 10 приведено сравнение зависимости восстановленной интенсивности дождя от значения дифференциальной ЭПР ( $\lambda_1=8,6 \text{ мм}, \lambda_2=3,2 \text{ см}$ ).

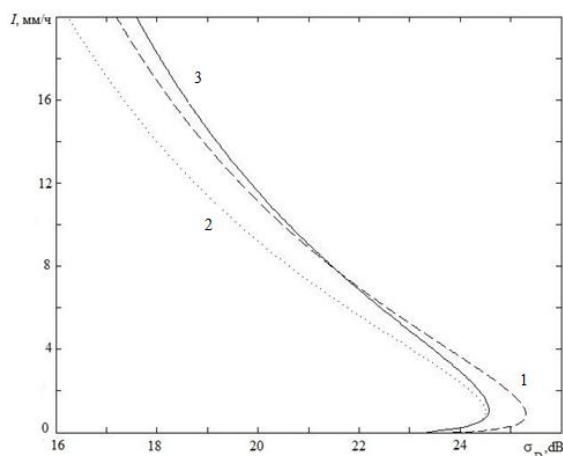


Рис. 10. Зависимость интенсивности дождя от ДЭПР ( $\lambda_1 = 8,6 \text{ мм}, \lambda_2 = 3,2 \text{ см}$ , кривая 1 – сферические частицы, кривая 2 и 3 – эллипсоидальные частицы для гор. и вер. поляризаций)

При этом кривая 1 построена для частиц сферической формы, а кривые 2 и 3 соответствуют эллипсоидальным каплям для горизонтальной и вертикальной поляризации падающего поля. Как видно, характерные точки для зависимостей, рассчитанных для сферических и несферических частиц заметно отличаются, включая точки перегиба и точки нулевой интенсивности. Это автоматически приводит к различным параметрам в уравнении (5) для рассмотренных полидисперсных сред.

Также важно подчеркнуть, что характеристики рассеяния эллипсоидальных частиц для вертикальной поляризации падающего поля зависят от угла наблюдения (16), в отличие от частиц сферической формы. При дистанционном зондировании это приводит к появлению

еще одного неизвестного параметра, который вносит неопределенность в результаты измерений.

Поэтому рассмотрим зависимость величины ЭПР  $\sigma_0$  и ее дифференциальное значение  $\sigma_D$  в зависимости от угла наблюдения  $\alpha$ . На рис. 11 приведены результаты вычисления ЭПР одиночной капли эллипсоидальной формы для частиц диаметром  $D=1$  мм, 3 мм и 6 мм (кривые 1, 2 и 3 соответственно) в зависимости от угла наблюдения. Как видно, ЭПР капли мало зависит от угла наблюдения в широком диапазоне изменения размеров капель, причем форма капли начинает сказываться на характеристиках рассеяния только для капель больших размеров  $D \approx 6$  мм. При двухчастотном зондировании осадков, значение дифференциальной ЭПР меняется не значительно – рис.12, ввиду слабой зависимости характеристик рассеяния от формы капли, как было показано в [15].

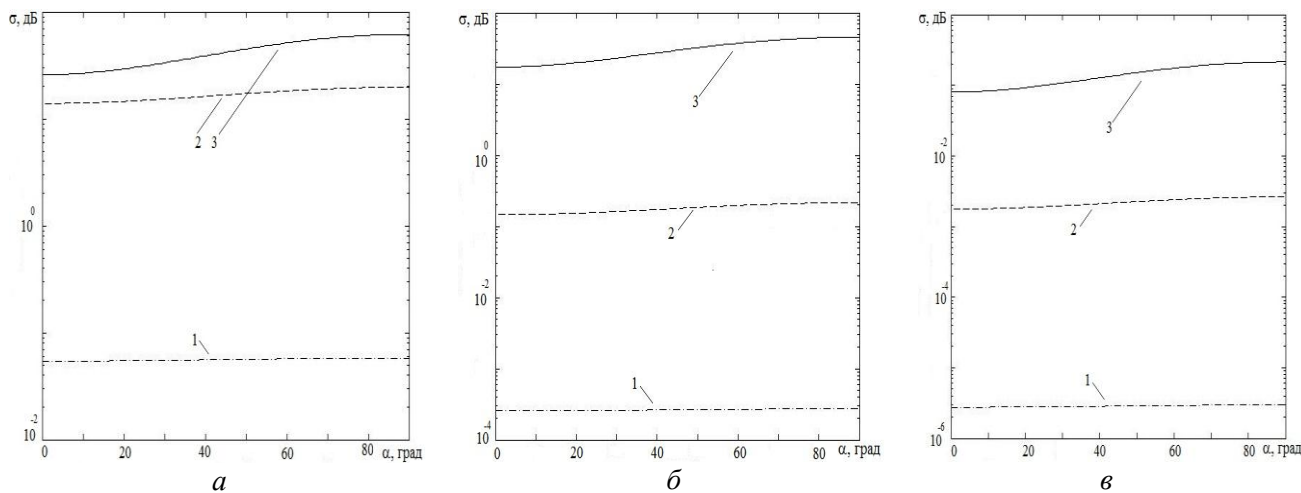


Рис. 11. Зависимость ЭПР капли от угла наблюдения: а –  $\lambda=0,86$  см, б –  $\lambda=3,2$  см, в –  $\lambda=10$  см (кривая 1 –  $D=1$  мм, кривая 2 –  $D=3$  мм, кривая 3 –  $D=6$  мм)

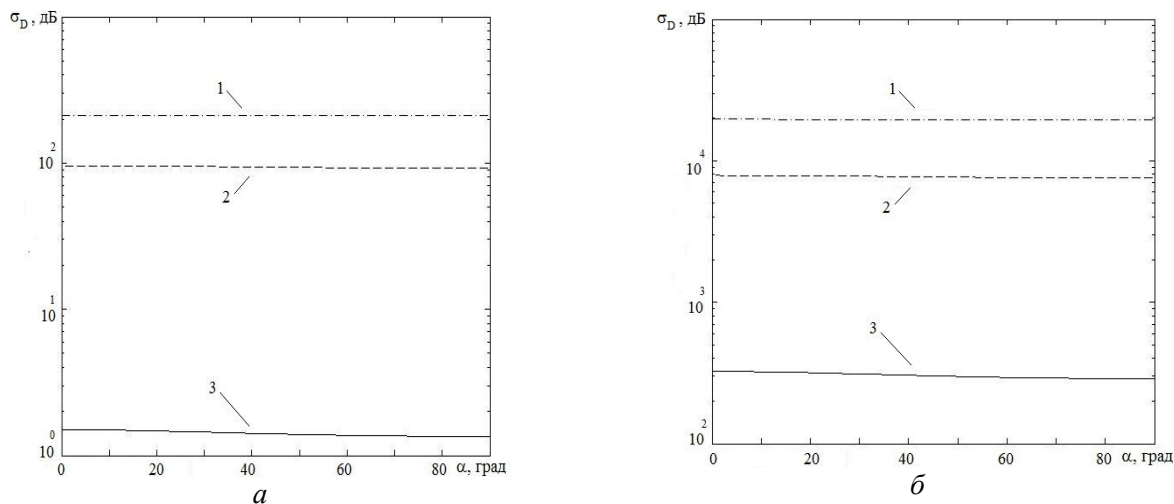


Рис. 12. ДЭПР одиночной капли от угла наблюдения: а)  $\lambda_1=0,86$  см,  $\lambda_2=3,2$  см, б)  $\lambda_1=0,86$  см,  $\lambda_2=10$  см – б), (кривая 1 –  $D=1$  мм, кривая 2 –  $D=3$  мм, кривая 3 –  $D=6$  мм)

Однако в случае полидисперсной среды, которая содержит крупные частицы – рис. 13, зависимость ЭПР от угла наблюдения (вертикальная поляризация, интенсивность осадков  $I=1$  мм/ч – кривая 1,  $I=10$  мм/ч – кривая 2,  $I=20$  мм/ч – кривая 3) в значительной мере повторяет ход кривых для одиночной капли – рис. 11, что подтверждает факт преимущественного влияния крупных капель на характеристики рассеяния.



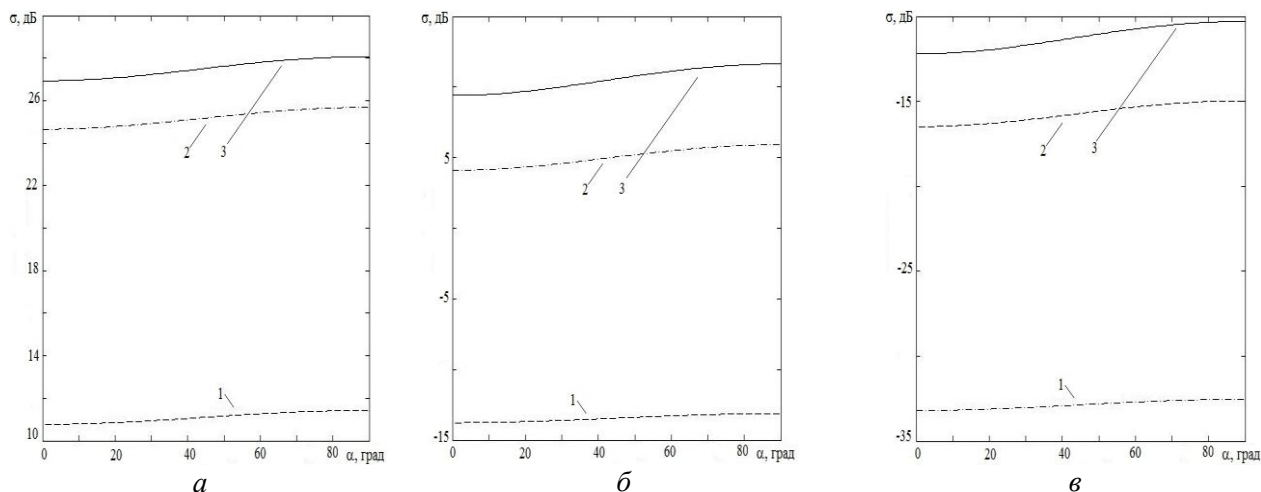


Рис. 13. ЭПР полидисперсной среды из эллипсоидальных капель от угла наблюдения:  $a - \lambda=0,86$  см,  $b - \lambda=3,2$  см,  $v - \lambda=10$  см ( $I=1$  мм/ч- кривая 1,  $I=10$  мм/ч – кривая 2,  $I=20$  мм/ч – кривая 3)

Действительно, для дождей малой интенсивности, которые состоят преимущественно из капель малых размеров и, следовательно, имеют форму, близкую к сферической, зависимость от угла наблюдения практически не выражена. В то же время, при увеличении интенсивности дождя количество крупных капель резко возрастает, что приводит к заметной зависимости характеристик рассеяния от угла наблюдения (кривые 2 и 3).

На рис. 14 представлены зависимости значения дифференциальной ЭПР для вертикальной поляризации падающего поля от угла наблюдения для полидисперсной среды.

Как видно, при увеличении интенсивности осадков возрастает количество крупных капель, но их влияние для случая двухчастотного зондирования оказывается меньше, чем при одночастотном зондировании, что также подтверждается результатами предыдущего анализа (рис. 12).

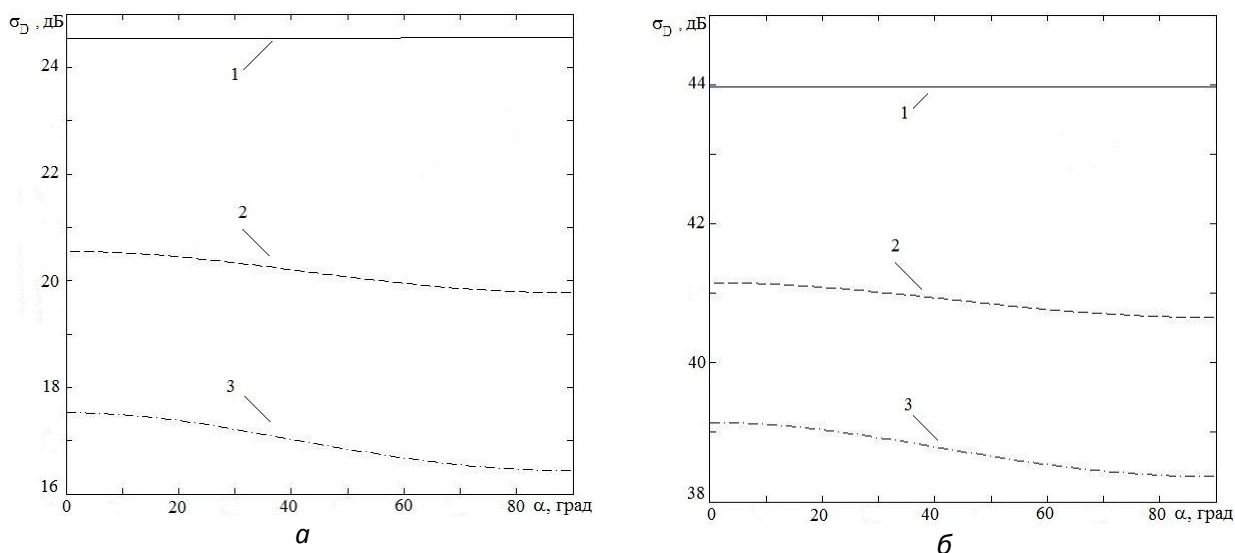


Рис. 14. ДЭПР полидисперсной среды эллипсоидальных капель от угла наблюдения:  $a - \lambda_1=0,86$  см и  $\lambda_2=3,2$  см,  $b - \lambda_1=0,86$  см,  $\lambda_2=10$  см, ( $I=1$  мм/ч – кривая 1,  $I=10$  мм/ч – кривая 2,  $I=20$  мм/ч – кривая 3)

## Выводы

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Получено приближенное решение задачи о двухчастотном рассеянии плоской электромагнитной волны в полидисперсной среде с каплями эллипсоидальной формы.

2. Показано, что параметры системы уравнений (5) для исключения неоднозначности восстановления значения интенсивности дождя для эллипсоидальных капель отличается от случая сферических капель.

3. Результаты двухчастотного зондирования в меньшей степени зависят от формы капель, чем данные одночастотного зондирования.

4. При горизонтальной поляризации падающего поля ЭПР эллипсоидальной капли не зависит от  $\alpha$ , что имеет решающее значение при дистанционном зондировании осадков.

5. При вертикальной поляризации зондирующего сигнала значение дифференциальной ЭПР полидисперсной среды из эллипсоидальных капель при малой интенсивности осадков  $I < 10$  мм/ч слабо зависит от угла наблюдения  $\alpha$ . Увеличение интенсивности осадков до 20 мм/ч приводит к росту дифференциальной ЭПР до 1,5 дБ при изменении  $\alpha$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  град за счет возрастания количества крупных капель.

**Список литературы:** 1. *Menengini R.* On the equivalence of dual-wavelength and dual-polarization equations for estimations of the raindrop size distribution // *J. Atmos. and oceanic technology.* – 2007. – Vol.24. – P. 806-820. 2. *Pruppacher H.R. and Beard K.V.* A wind tunnel investigation of the internal circulation and shape of water drops falling at terminal velocity in air // *Quart. J. Met. Soc. Apr.* – 1970. – Vol. 96. – P. 247-256. 3. *Линкова А. М.* Использование микроструктурных параметров для обработки данных двухчастотного измерения интенсивности дождя // *Радиофизика и электроника.* – 2011. – Т. 2 (16). – №1. – С. 33-38. 4. *Haddad Z. S., Durden S.L., Im E.* Parameterizing the raindrop distribution // *J. Appl. Meteor.* 1996. Vol. 35, P. 3-13. 5. *И.В. Литвинов,* Связь Структура атмосферных осадков. –Л. : Гидрометеоздат, 1974. – С.153. 6. *Linkova A.* Use of microstructure parameters for data processing of double frequency measurement of rain intensity // *Telecommunications and radio engineering.* – 2012. – Vol.71. – P. 423-433. 7. *Munchak S. J.* Retrieval of Raindrop Size Distribution from Simulated Dual-Frequency Radar Measurements // *J. Appl. Meteor. And Climatology.* – 2008. – Vol. 47. – P. 223-239. 8. *Meneghini R., Bidwell S.W., Rincon R., Heysfield G.M.* Differential frequency Doppler weather radar: Theory and Experiment // *Radio Science.* – 2003. – Vol. 8, № 3. – P. 1-10. 9. *Шупяцкий А. Б.* Радиолокационное измерение интенсивности и некоторых других характеристики осадков. – М. : Гидрометеоздат, 1960. –119 с. 10. *Атлас Д.* Успехи радарной метеорологии. – Л. : Гидрометеоздат, 1967. – 194 с. 11. *Ван-де-Хюлт Г.* Рассеяние света малыми частицами : пер. с англ. ; под ред. В.В. Соболев. – М. : Изд. иностр. лит., 1961. – 536 с. 12. *Айвазян Г. М.* Распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн в облаках. – Л. : Гидрометеоздат, 1991. – 480 с. 13. *Огутти Т.* Распространение и рассеяние электромагнитных волн в дожде и других гидрометеорах // *ТИИЭР.* – 1983. – Т. 71, №9. – С. 6-65. 14. *Kulemin G.P.* edited by *Barton D.* Millimeter-Wave Radar Targets and Clutter // *ArtechHouse, Boston-London,* 2003. – P. 327. 15. *Веселовская А.Б., Войтович О.А., Линкова А.М., Хлопов Г.И.* Двухчастотное зондирование водяных капель эллипсоидальной формы // *Радиофизика и электроника.* – 2012. – Т. 3(17), №4. – С. 37-43.

Харьковский национальный  
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 14.10.2012