

**РАДИОЛОКАЦИОННОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ РАДИОАКТИВНОГО АЭРОЗОЛЯ
В АТМОСФЕРНОМ ВОЗДУХЕ**

КОРБАН В.Х., ДЕГТЯРЕВА Л.Н., КОРБАН Д.В.

Одесская национальная академия связи им. А.С. Попова

RADAR DETECTION OF RADIOACTIVE AEROSOLS IN ATMOSPHERIC AIR

KORBAN V.KH., DEGTJARJEVA L.N., KORBAN D.V.

Odessa National Academy of Telecommunications named after A.S. Popov

***Аннотация.** В данной статье рассмотрена возможность дистанционного радиолокационного мониторинга радиоактивного загрязнения атмосферы. В качестве информативных параметров использованы действительные энергетические параметры Стокса. Показано влияние градиента диэлектрической проницаемости радиоактивного объема атмосферы на изменение поляризации отраженной волны.*

***Abstract.** In this article the possibility of remote radar monitoring of radioactive pollution. As informative parameters used real energy Stokes parameters. The influence of radioactive dielectric gradient volume of the atmosphere to change the polarization of the reflected wave.*

Действие ионизирующей радиации на живой организм интересовало мировую науку с момента открытия и первых же шагов применения радиоактивного излучения. Крупнейшие международные специалисты обеспокоены такими эффектами, создали международную комиссию по радиационной защите [1]. Затем в 1955 году был создан научный комитет по действию атомной радиации в рамках ООН (United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, UNSCEAR).

Среди вопросов, представляющих научный интерес, является вопрос о действии радиации на человека и окружающую среду. Радиация действительно смертельно опасна и при больших дозах она вызывает серьезные поражения тканей, а при малых дозах, вызвать рак и индуцировать генетические дефекты, которые могут проявиться у детей и внуков человека, подвергшегося облучению, или у его более отдаленных потомков.

Разные виды излучений сопровождаются высвобождением разного количества энергии и обладают разной проникающей способностью и поэтому они оказывают неодинаковое воздействие на ткани живого организма. Альфа излучение, представляющее поток тяжелых частиц, состоящий из нейтронов и протонов, практически не способно проникнуть через наружный слой кожи, образованный отмершими клетками и не представляет опасности до тех пор, пока радиоактивные вещества, испускающие α -частицы, не попадут внутрь организма через открытую рану, с пищей, водой или вдыхаемым воздухом. Бета-излучение обладает большей проникающей способностью и проходит в ткани организма на глубину один-два сантиметра. Проникающая способность гамма-излучения, которая распространяется со скоростью света, очень велика, и его может задержать только толстая свинцовая или бетонная плита.

С начала испытаний ядерного оружия в атмосфере каждый житель Земли подвергался облучению от радиоактивных осадков, которые образовались в результате ядерных взрывов. При этом большая часть радиоактивного аэрозоля выбрасывается в стратосферу на высоту до 50 км, где он остаётся долгие годы, циркулируя вокруг земного шара с медленным выпадением на подстилающую поверхность. Самыми опасными и долгоживущими являются четыре радионуклида, это углерод-14 с периодом полураспада 5730 лет, стронций-14 и цезий-137 с периодом полураспада 30 лет и цирконий-95, период полураспада которого составляет 64 суток. Суммарная коллективная эффективная эквивалентная доза от всех ядерных взрывов в атмосфере составляет 30 000 000 чел.-Зв., которую человечество будет получать миллионы лет.

Атомные электростанции вносят определенный вклад в суммарное облучение населения. Каждый реактор выбрасывает в окружающую среду целый ряд радионуклидов с разными периодами полураспада. Многие из них живут долго и распространяются по всему земному шару, оставаясь в атмосфере практически бесконечно. Особенно большое количество долгоживущих радионуклидов попадает в атмосферу при таких крупных авариях, как Чернобыльская и Фукусима-1.

Ядерный топливный цикл также сопровождается образованием большого количества коротко и долгоживущих радионуклидов, выбрасываемых в атмосферу и циркулирующих в стратосфере столетиями. Ядерный топливный цикл состоит из добычи руды, ее обогащения, производства ядерного топлива, эксплуатации ядерных реакторов, регенерации топлива.

При функционировании АЭС для контроля технологических и аварийных радиоактивных выбросов и их распространения используются в качестве источников информации контактные приборы и методы измерений подразделениями самих АЭС, Госатомнадзора, Гидрометслужбой и др. [2]. Однако особенности такого контроля связаны с осуществлением лишь точечных измерений уровня радиоактивности на объектах и на местности, что не позволяет получать подробную информацию радиоактивного загрязнения атмосферного воздуха. Поэтому эффективность существующего мониторинга радиоактивного загрязнения окружающей среды не удовлетворяет предъявляемым требованиям защиты населения от действия радиации. Преимущество дистанционных радиолокационных методов и технических средств не вызывает сомнения.

В последние годы начали разрабатываться различные дистанционные методы контроля радиационного состояния атмосферы и их обсуждение на научных семинарах, начиная с 1997 года. На межотраслевом семинаре в ГГО им.А.И.Воейкова было подчеркнuto, что пока отсутствует обобщенная физико-математическая модель радиоактивных облаков как объектов радиолокационного наблюдения. Асановым В.Д., Белокуровым А.А., Канарейкиным Д.Б. в [2] представлены результаты испытаний стационарного и мобильного комплексов аппаратуры RJDIM в режиме мониторинга атмосферных загрязнений, в том числе и радиоактивных. К сожалению, никаких данных о названном методе и принципе построения радиолокационной аппаратуры не приводится.

Якубов В.П., Ковтун С.М., Лосев Д.В. предлагают для контроля уровня радиоактивности использовать измерение величины уменьшения интенсивности флуктуаций фонового радиотеплового излучения на длине волны 21 см вблизи источников радиации [3].

Протасевич Е.Т. предлагает определять источник ионизирующего излучения локацией приземного слоя воздуха электромагнитными волнами частотой 1612, 1665, 1667 и 1721 МГц при относительной влажности воздуха 60 % [4].

Елохин А.П. предлагает проводить радиолокационный контроль ионизирующих образований с помощью коэффициента отражения с измерением метеопараметров и корреляционным соотношением определять мощность выброса [5].

Савченко И.А., Степаненко В.Д. рассматривают особенности обнаружения радиоактивных облаков с помощью метеорологического радиолокатора, работающего на двух длинах волн ($\lambda_1 = 3,2$ см, $\lambda_2 = 10$ см).

Степаненко В.Д., Мельник Ю.А., Шалдаев С.Е. рассматривают некоторые возможности экологического радиолокатора для измерения радиоактивного загрязнения атмосферы [2]. Однако до настоящего времени не разработаны методы дистанционного радиолокационного контроля радиоактивного загрязнения атмосферного воздуха. Поэтому весьма актуальна задача разработки радиолокационных дистанционных методов обнаружения, распознавания и измерения объемной радиоактивности радиоактивного аэрозоля в атмосфере.

В данной статье рассмотрены радиолокационные методы, позволяющие дистанционно контролировать радиационную обстановку в реальном времени в любом месте установки радиолокационной системы. Эти методы натурно опробованы в санитарно-защитной зоне Южно-Украинской АЭС и показали высокую эффективность и оперативность.

Сущность радиолокационных методов основана на последовательном облучении зондирующего объема атмосферы электромагнитными волнами четырех фиксированных поляризаций: линейной вертикальной, линейной горизонтальной, линейной под углом наклона электрического вектора 45° и круговой. При каждом облучении производится прием двух ортогональных составляющих эхо-сигнала с измерением на выходе приемника РЛС четырех параметров Стокса и дифференциальной фазы. Параметры Стокса использовались для обнаружения и распознавания радиоактивного аэрозоля в зондирующем объеме атмосферы, а дифференциальная фаза для измерения концентрации (интенсивности) радиоактивного аэрозоля. Предпосылкой реализации радиолокационных методов является явление изменение поляризации эхо-сигнала градиентом диэлектрической проницаемости радиоактивного объема атмосферы, величина которого определяется концентрацией аэрозоля и ориентацией в пространстве. Для определения изменения поляризации электромагнитной волны, отраженной от радиоактивного объема атмосферы рассмотрим радиофизическую модель безоблачной атмосферы, в которой происходит изменение

диэлектрической проницаемости под воздействием радиоактивного аэрозоля с учетом того, что диэлектрическая проницаемость чистого воздуха равна единице.

Рассмотрим радиолокационный объем атмосферы, на который падает плоская монохроматическая электромагнитная волна в направлении оси y декартовой системы координат. Амплитуда волны известна и равняется единице. Электрическая и магнитная составляющие волны тогда запишутся в виде

$$\begin{aligned} E_z &= E_{z_0} \cos(\omega t - K_y), \\ H_x &= H_{x_0} \frac{1}{z_0} \cos(\omega t - K_y), \end{aligned} \quad (1)$$

где K_y – волновое число, равно $K_y = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \mu}$, $\mu = 1$.

Радиофизическую модель безоблачной турбулентной атмосферы можно представить в виде уравнений Максвелла, связывающих параметры атмосферы с параметрами проходящей через нее электромагнитной волны. С помощью этой модели определим влияние неоднородного объема на параметры электромагнитной волны, считая, что в однородной среде поляризация волны не изменяется. Запишем уравнения Максвелла, которые связывают составляющие электромагнитной волны в некоторой точке пространства [6]

$$\begin{aligned} \nabla \times E &= -j \omega \mu_0 H, \\ \nabla \times H &= j \omega \varepsilon_0 \varepsilon'(x, y, z) E, \\ \nabla [\varepsilon_0 \varepsilon'(x, y, z) E] &= 0, \\ \nabla \mu_0 H &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\mu_0 = const$;

∇ – дифференциальный оператор.

С третьего уравнения Максвелла вытекает, что

$$\nabla \times E = -\frac{1}{\varepsilon'(x, y, z)} E \nabla \varepsilon_0 \varepsilon'(x, y, z), \quad (3)$$

а со второго уравнения Максвелла получим

$$\nabla \times \nabla \times H = \nabla (\nabla \cdot H) - \nabla H = j \omega \varepsilon_0 \varepsilon'(x, y, z) \nabla E + j \omega [E \nabla \varepsilon_0 \varepsilon'(x, y, z)]. \quad (4)$$

С учетом (2), первого уравнения Максвелла, выражение (4) можно представить в виде [79]:

$$\nabla \times \nabla \times H = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon'(x, y, z) H + j \omega [E \nabla \varepsilon_0 \varepsilon'(x, y, z)]. \quad (5)$$

В результате с выражением (3) с учетом четвертого уравнения Максвелла получим

$$\nabla^2 H + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon'(x, y, z) H = \frac{1}{\varepsilon'(x, y, z)} \nabla \times H \nabla \varepsilon'(x, y, z), \quad (6)$$

аналогично нетрудно получить

$$\nabla (\nabla E) = \nabla^2 E + \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon'(x, y, z) \mu_0 E. \quad (7)$$

Отсюда окончательно будем иметь

$$\nabla^2 E + \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon'(x, y, z) \mu_0 E = -\nabla \left[\frac{E \varepsilon_0}{\varepsilon_0 \varepsilon'(x, y, z)} \cdot \varepsilon'(x, y, z) \right]. \quad (8)$$

В результате такого представления уравнений Максвелла получены исходные уравнения, интегрирование которых позволяет определить изменение поляризации волны при ее распространении в атмосфере. В принципе достаточно иметь одно из уравнений (6) или (8), из которого определяется соответствующая компонента волны (электрическая или магнитная). Вторая составляющая может быть определена по первой.

В результате представления полученных соотношений в виде составляющих вдоль выбранных координатных осей и проведения интегрирования получим, что продольная составляющая поля волны будет равна

$$\Delta E_y = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \Gamma \left[E_z \frac{1}{1 + \varepsilon'(x, y, z)} \cdot \frac{\partial \varepsilon'(x, y, z)}{\partial \xi} \right] d\xi' d\eta d\xi, \quad (9)$$

а перекрестно-поляризованная составляющая поля волны, которая и будет определять собой изменение поляризации волны при ее прохождении через турбулентную атмосферу, запишется в виде:

$$\Delta E_x = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \Gamma \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{E_z}{1 + \varepsilon'(x, y, z)} \cdot \frac{\partial \varepsilon'(x, y, z)}{\partial \xi} + \frac{\Delta E_y}{1 + \varepsilon'(x, y, z)} \cdot \frac{\partial \varepsilon'(x, y, z)}{\partial \eta} \right] d\xi' d\eta d\xi. \quad (10)$$

Исходя из (9) и (10) получим выражение для составляющих рассеянной волны, которая параллельна вектору поля падающей волны в виде:

$$\Delta E_z = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \Gamma \left\{ \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon'(x, y, z) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{E_z}{1 + \varepsilon'(x, y, z)} \cdot \frac{\partial \varepsilon'(x, y, z)}{\partial \xi} \right] \right\} d\xi' d\eta d\xi. \quad (11)$$

Анализ выражений (10) и (11) показывает, что первые части этих соотношений складываются из двух слагаемых, одно из которых определяет поле, обусловленное не турбулентной атмосферой, а другое – турбулентной. При этом деполяризационная составляющая эхо-сигнала от турбулентного объема атмосферы появляется только в том случае, когда

$$\frac{\partial \varepsilon'(x, y, z)}{\partial \xi} \neq 0, \quad (12)$$

при описании падающего поля магнитной составляющей и когда

$$\frac{\partial \varepsilon'(x, y, z)}{\partial \xi'} \neq 0,$$

при описании электрической составляющей.

Здесь x, y, z – координаты места установки РЛС, в котором рассчитывается поле, а ξ', η, ξ координаты турбулентного объема атмосферы, в котором есть $\varepsilon'(x, y, z)$. Изменение поляризации отраженной волны происходит при изменении как амплитуды ортогональных составляющих волны, так и разницы фаз между ними. При этом изменение будет происходить только тогда, когда вектор электрического поля падающей волны на турбулентный объем атмосферы, в котором есть изменение диэлектрической проницаемости с определенным градиентом, не будет ортогональным вектору этого градиента.

Радиолокационное распознавание радиоактивного аэрозоля в зондирующем объеме атмосферного воздуха производится с использованием правила максимума правдоподобия.

Рассмотрим применение правила максимума правдоподобия для распознавания турбулентного объема при отсутствии радиоактивного аэрозоля в атмосфере и при его наличии.

Будем характеризовать турбулентный объем без радиоактивного аэрозоля диэлектрической проницаемостью ε'_T , и с радиоактивным аэрозолем – ε'_P , а в качестве признака распознавания можем использовать любой из четырех параметров Стокса (13)

$$\begin{aligned} I &= E_x^2 + E_y^2, & Q &= E_x^2 - E_y^2, & U &= 2E_x E_y \cos \Phi_{xy}, \\ V &= 2E_x E_y \sin \Phi_{xy} \end{aligned} \quad (13)$$

В нашем случае распознавание будем вести по четвертому параметру Стокса ($V = 2 E_x E_y \sin \Phi_{xy}$). В соответствии с правилом максимума правдоподобия необходимо проверить выполнение условия

$$\frac{W\left(\frac{V}{\varepsilon'_P}\right)}{W\left(\frac{V}{\varepsilon'_T}\right)} \geq 1 \quad (14)$$

Для решения поставленной задачи распознавания необходимо знать законы распределения $W\left(\frac{V}{\varepsilon'_p}\right)$ и $W\left(\frac{V}{\varepsilon'_t}\right)$. Согласно данных Главной геофизической обсерватории им.А.И.Воейкова, эти законы являются нормальными и соответственно с этим представим их в виде:

$$\frac{W\left(\frac{V}{\varepsilon'_p}\right)}{W\left(\frac{V}{\varepsilon'_t}\right)} = \frac{\frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_p} e^{-\frac{(V-m_p)^2}{2\sigma_p^2}}}{\frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_t} e^{-\frac{(V-m_t)^2}{2\sigma_t^2}}}, \quad (15)$$

где V – измеренные на РЛС значения четвертого параметра Стокса;
 m_p и m_t – математические ожидания четвертого параметра Стокса радиоактивного и нерадиоактивного объемов атмосферы;
 σ_p^2 и σ_t^2 – дисперсии четвертого параметра Стокса радиоактивного и нерадиоактивного объемов атмосферы.

После простейших преобразований условие (14) с учетом выражения (15) сводятся к виду [7]

$$\frac{\sigma_t}{\sigma_p} e^{aV^2+bV+c} \geq 1, \quad (16)$$

где коэффициенты a , b и c рассчитываются по формулам:

$$a = \frac{\sigma_p^2 - \sigma_t^2}{2\sigma_p^2 \sigma_t^2}, \quad b = \frac{m_p \sigma_t^2 - m_t \sigma_p^2}{\sigma_p^2 \sigma_t^2}, \quad c = \frac{m_t^2 \sigma_p^2 - m_p^2 \sigma_t^2}{2\sigma_p^2 \sigma_t^2}. \quad (17)$$

Логарифмируя (16) при основании e получим

$$aV^2 + bV + c \geq \ln \frac{\sigma_p}{\sigma_t}. \quad (18)$$

Решая (18) относительно V находим его критериальные значения $V_{кр}$. И при всех значениях $V \geq V_{кр}$ неравенство (18) будет справедливым. При радиолокационном контроле за радиоактивным загрязнением атмосферы с помощью радиолокационного поляриметра [8] измеряется четвертый параметр Стокса V и его измеренное значение сравнивается с $V_{кр}$. Если $V_{изм} \geq V_{кр}$, то принимается решение, что в атмосфере присутствует радиоактивный аэрозоль ($\Delta\Phi_{xy} = \varepsilon'_p$). Если же $V_{изм} < V_{кр}$, то в атмосфере радиоактивный аэрозоль отсутствует ($\Delta\Phi_{xy} = \varepsilon'_t$).

Взаимосвязь между диэлектрической проницаемостью радиоактивного объема и дифференциальной фазой эхо-сигнала устанавливает их уравнение взаимосвязи, сущность которого заключается в следующем. Пусть на отражающий объект воздуха падает плоская монохроматическая волна. Компоненты $E_x(t, z)$ и $E_y(t, z)$ вектора $\vec{E}(t, z)$ напряженности электрического поля волны в изотропной среде удовлетворяют уравнениям Максвелла, решение которых совпадает с волновым уравнением

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon' \mu'}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0, \quad (19)$$

где u – искомая функция,

ε' и μ' – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды,

c – скорость света в вакууме.

Тогда компоненты $E_x(t, z)$ и $E_y(t, z)$, как решения уравнения (19) имеют вид

$$\begin{aligned} E_x(t, z) &= A_1 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda} + \alpha_1\right), \\ E_y(t, z) &= A_2 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda} + \alpha_2\right), \end{aligned} \quad (20)$$

где A_1 и A_2 – амплитуды,

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu - \text{круговая частота колебаний,}$$

T – период колебаний,

$$\nu = \frac{c}{\sqrt{\epsilon'\mu'}} - \text{скорость распространения электромагнитной волны в данной среде с } \epsilon',$$

α_1 и α_2 – начальные фазы колебаний.

Пусть в точке M находится отражательный объем атмосферного воздуха с диэлектрической проницаемостью ϵ' , расстояние до которого $z = R$ (рис. 1).

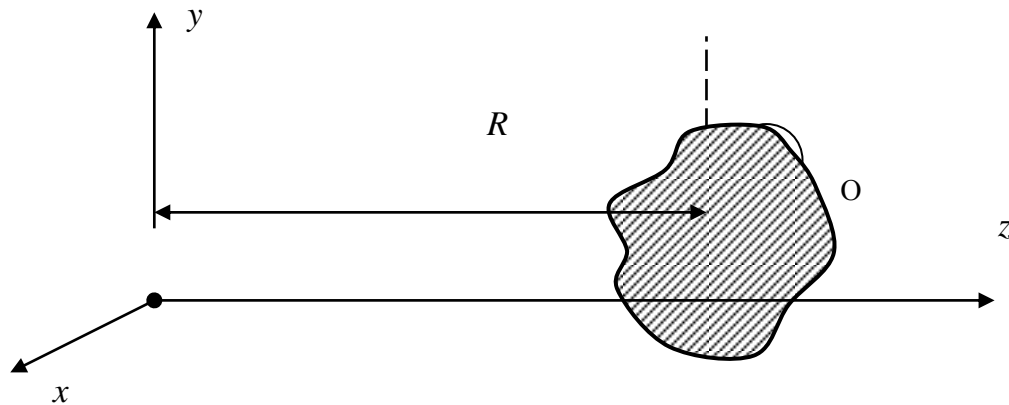


Рисунок 1 – Процесс отражения электромагнитной волны от объема воздуха M с диэлектрической проницаемостью ϵ'

От объема M будет отражаться электромагнитная волна. Из уравнений (20) составляющие $E_x^*(t, z)$ и $E_y^*(t, z)$ вектора $\vec{E}^*(t, z)$ напряжённости электромагнитного поля отраженной волны определяются таким образом:

$$\begin{aligned} E_x^*(t, z) &= A_1 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda} + \alpha'_1\right), \\ E_y^*(t, z) &= A_2 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda} + \alpha'_2\right), \end{aligned} \quad (21)$$

где α'_1 и α'_2 – начальные фазы составляющих эхо-сигналов.

Будем считать, что процесс отражения от объема M происходит ближе к зеркальному, т.е. в M , прямая и отраженная волны имеют одинаковые фазы, а именно,

$$\begin{aligned} \omega t_1 - \frac{2\pi R}{\lambda} + \alpha_1 &= \omega t_1 + \frac{2\pi R}{\lambda} + \alpha'_1, \\ \omega t_1 - \frac{2\pi R}{\lambda} + \alpha_2 &= \omega t_1 + \frac{2\pi R}{\lambda} + \alpha'_2, \end{aligned} \quad (22)$$

где $t_1 = \frac{R}{\nu}$ – время прохождения волны от МРЛС (точка O) до отражающего объем M .

Из условия (22) находим α'_1 и α'_2

$$\begin{aligned} \alpha'_1 &= \alpha_1 - \frac{4\pi R}{\lambda}, \\ \alpha'_2 &= \alpha_2 - \frac{4\pi R}{\lambda}. \end{aligned} \quad (23)$$

Будем считать, что прямая и отраженная волны линейно поляризованы. Тогда прямая и отраженная электромагнитные волны будут складываться, образуя стоячие волны, как суперпозицию волн (20) и (21). Вычислим компоненты стоячей волны $E_{xc}(t, z)$ и $E_{yc}(t, z)$ вектора $\vec{E}_c(t, z)$ напряжённости стоячих волн

$$E_{xc}(t, z) = E_x(t, z) + E_x^*(t, z) = 2A_1 \cos\left(\omega t + \frac{\alpha'_1 + \alpha_1}{2}\right) \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda} + \frac{\alpha'_1 - \alpha_1}{2}\right)$$

$$E_{yc}(t, z) = E_y(t, z) + E_y^*(t, z) = 2A_2 \cos\left(\omega t + \frac{\alpha'_2 + \alpha_2}{2}\right) \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda} + \frac{\alpha'_2 - \alpha_2}{2}\right). \quad (24)$$

Определим разницу фаз в точке O каждой компоненты прямой и отраженной волны, т.е. стоячей волны. Из (20) вытекает, что при $t = 0$

$$E_x(0, 0) = A_1 \cos \alpha_1,$$

$$E_y(0, 0) = A_2 \cos \alpha_2, \quad (25)$$

при $t = 2t_1 = \frac{2R}{v}$, где $t_1 = \frac{R}{v}$ – время прохождения волны от точки O до M .

$$E_{xc}(2t_1, 0) = 2A_1 \cos\left(2\omega t_1 + \frac{\alpha'_1 + \alpha_1}{2}\right) \cos \frac{\alpha'_1 - \alpha_1}{2},$$

$$E_{yc}(2t_1, 0) = 2A_2 \cos\left(2\omega t_1 + \frac{\alpha'_2 + \alpha_2}{2}\right) \cos \frac{\alpha'_2 - \alpha_2}{2}. \quad (26)$$

Тогда разница фаз $\Delta\Phi_x$ для компонент E_{xc} и E_x , и $\Delta\Phi_y$ для компонент E_{yc} и E_y имеют вид:

$$\Delta\Phi_x = 2\omega t_1 + \frac{\alpha'_1 + \alpha_1}{2} - \alpha_1 = \frac{2R\omega}{v} + \frac{\alpha'_1 - \alpha_1}{2} = \frac{2R}{v} \cdot \frac{2\pi}{T} + \frac{\alpha'_1 - \alpha_1}{2} =$$

$$= \frac{4\pi R}{\lambda} + \frac{\alpha_1 - \frac{4\pi R}{\lambda} - \alpha_1}{2} = \frac{4\pi R}{\lambda} - \frac{2\pi R}{\lambda} = \frac{2\pi R}{\lambda} = \frac{2\pi R}{vT} = \frac{2\pi R\vartheta}{v} = \frac{2\pi\vartheta R\sqrt{\varepsilon'\mu'}}{c}$$

$$\Delta\Phi_y = 2\omega t_1 + \frac{\alpha'_2 + \alpha_2}{2} - \alpha_2 = \frac{2R\omega}{v} + \frac{\alpha'_2 - \alpha_2}{2} = \frac{2R}{v} \cdot \frac{2\pi}{T} + \frac{\alpha'_2 - \alpha_2}{2} =$$

$$= \frac{4\pi R}{\lambda} + \frac{\alpha_2 - \frac{4\pi R}{\lambda} - \alpha_2}{2} = \frac{4\pi R}{\lambda} - \frac{2\pi R}{\lambda} = \frac{2\pi R}{\lambda} = \frac{2\pi R}{vT} = \frac{2\pi R\vartheta}{v} = \frac{2\pi\vartheta R\sqrt{\varepsilon'\mu'}}{c} \quad (27)$$

Так как магнитная проницаемость атмосферы $\mu' = 1$, то

$$\Delta\Phi_x = \frac{R\sqrt{\varepsilon'} 2\pi\vartheta}{c} = \frac{R\sqrt{\varepsilon'} 2\pi}{cT},$$

$$\Delta\Phi_y = \frac{R\sqrt{\varepsilon'} 2\pi\vartheta}{c} = \frac{R\sqrt{\varepsilon'} 2\pi}{cT}. \quad (28)$$

Измерив c помощью поляризационной РЛС $\Delta\Phi_x$ или $\Delta\Phi_y$, и расстояние R легко определяется ε' . Разница фаз в (28) зависит только от R и ε' потому, что величины ϑ и c постоянные в процессе радиолокационного наблюдения.

Измерение концентрации радиоактивного аэрозоля осуществляется с помощью уравнения радиолокации для двухканального радиолокационного поляриметра.

Будем считать, что исходный уровень для измерения концентрации радиоактивной примеси находится на высоте наблюдения. Как показал Татарский [9], формула

$$C_{\varepsilon_z}^2 = a^2 \varepsilon_r^{-1/3} K_{\varepsilon_z} \left(\frac{d\varepsilon_z}{dz}\right)^2, \quad (29)$$

где C_{ε}^2 – структурный коэффициент диэлектрической проницаемости атмосферы,

ε_z – суммарная диэлектрическая проницаемость объема атмосферного воздуха,

K_{ε_z} – коэффициент турбулентной диффузии примеси, величина которого турбулентной атмосферы изменяется от $0,3 \text{ см}^2/\text{с}$ до $0,6 \text{ см}^2/\text{с}$ для молекулярной диффузии и до $10^{11} \text{ см}^2/\text{с}$ для диффузии в циклонических образованиях в атмосфере,

ε_r – скорость диссипации турбулентной энергии на единицу массы, которая изменяется от $10^{-3} \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$ до $10^{-5} \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$,

a – безразмерная величина, значение которой находится в пределах от 3,2 до 4,0, справедлива для любой примеси, в том числе и радиоактивной, которая переносится в турбулентной атмосфере и существенно влияет на величину диэлектрической проницаемости. Тогда уравнение радиолокации с учетом формул (29), (30) и (31)

$$\eta = 0,38 \lambda^{-1/3} C_{\varepsilon_{\Sigma}}^2, \quad (30)$$

где η – отражающая способность радиоактивного объема атмосферы,
 λ – длина волны радиолокационного поляриметра;

$$P_{\text{пр}\Sigma} = \Pi_{\text{м}} \frac{\eta_{\Sigma}}{R^2}, \quad (31)$$

где $P_{\text{пр}\Sigma} = P_{\parallel} + P_{\perp}$,

$\Pi_{\text{м}}$ – энергетический потенциал радиолокатора,

R – расстояние до турбулентного радиолокационного отражательного объема, запишется в общем виде:

$$\bar{P}_{\text{пр}\Sigma} = \Pi_{\text{м}} \frac{0,38 \lambda^{-1/3} a^2 \varepsilon_{\text{т}}^{-1/3} K_{P_{\Sigma}} \left(\frac{dP_k}{dz} \right)^2}{R^2} = \Pi_{\text{м}} \frac{0,38 \lambda^{-1/3} a^2 \varepsilon_{\text{т}}^{-1/3} K_{P_{\Sigma}} \left(\frac{d\Phi}{dz} \right)^2}{R^2} = \Pi_{\text{м}} \frac{0,38 \lambda^{-1/3} a^2 \varepsilon_{\text{т}}^{-1/3} K_{P_{\Sigma}} \left(\frac{d\varepsilon_{\Sigma}}{dz} \right)^2}{R^2} \quad (32)$$

где P_k – концентрация радиоактивного аэрозоля в радиолокационном объеме атмосферного воздуха.

Величины $\Pi_{\text{м}}$, λ , a , R , которые входят в первую часть уравнения (30) известные. Используя зависимость $\varepsilon_{\text{т}}$ от высоты (высота и расстояние определяются с помощью радиолокатора) и имея значение коэффициента турбулентности, легко можем найти $\bar{P}_{\text{пр}\Sigma}$.

В соответствии с (32) концентрация радиоактивной примеси на данной высоте определяется значением диэлектрической проницаемости турбулентного радиоактивного объема тропосферы. Измерив с помощью радиолокационного поляриметра дифференциальную фазу на высоте измерения $\frac{d\Phi}{dz}$, легко определяется величина суммарной диэлектрической проницаемости ε_{Σ} , которая и соответствует концентрации P_k радиоактивной примеси.

ВЫВОДЫ

1. Показана возможность радиолокационного контроля экологического состояния атмосферного воздуха.
2. Разработанная методика может быть использована для измерения концентрации радиоактивного аэрозоля в санитарно-защитной зоне АЭС на территории Украины, а также в Гидрометцентрах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Банникова Ю.А. Радиация. Дозы, эффекты, риск; пер. с англ./ Банникова Ю.А.– М.: «Мир», 1990. – 77 с.
2. Асанов В.Д. Результаты испытаний стационарного и мобильного комплексов аппаратуры RIDIM в режиме мониторинга атмосферных загрязнений/ В.Д. Асанов, А.А. Белокуров, Д.Б. Канарейкин // Труды Всероссийского симпозиума «Радиолокационное исследование природных сред», вып.1, 1998. – С. 194–206.
3. Якубов В.П. Контроль уровня радиоактивности по измерению интенсивности флуктуаций фонового радиотеплового излучения АЭС / В.П. Якубов, С.Н. Ковтун, Д.В. Лосев // Радиоэлектроника, № 7, 2000. – С.19–21.
4. Протасевич Е.Т. Метод определения радиоактивного загрязнения среды по свечению воздуха / Протасевич Е.Т. // Оптика атмосферы и океана, Т.7. – №5. – 1994. – С.667-670.
5. Пат.2147 137. Российская Федерация, G 01S13/02, G01T1/167/ Способ дистанционного контроля радиационной обстановки зон с объектами радиоактивных выбросов и загрязнений /Елохин А.П./ заявитель и патентообладатель Елохин А.П. № 99108898/28; заяв.21.04.1999; опубл. 27.03.2000.
6. Гольдфайн И.А. Векторный анализ и теория поля / Гольдфайн И.А.- М.:Наука, 1968. – 129 с.
7. Радиометеорология. – М.:Воениздат, 1984. – 208 с.
8. Корбан В.Х. Функціональні можливості метеорологічного радіолокаційного поляриметра / Корбан В.Х., Дегтярьова Л.М., Корбан Д.В. – Одеса. – Вип.11, 2012. – С.110–135.
9. Довиак Р. Доплеровские радиолокаторы и метеорологические наблюдения / Р. Довиак, Д. Зрнич – Л.:Гидрометеоиздат, 1988. – 512 с.