

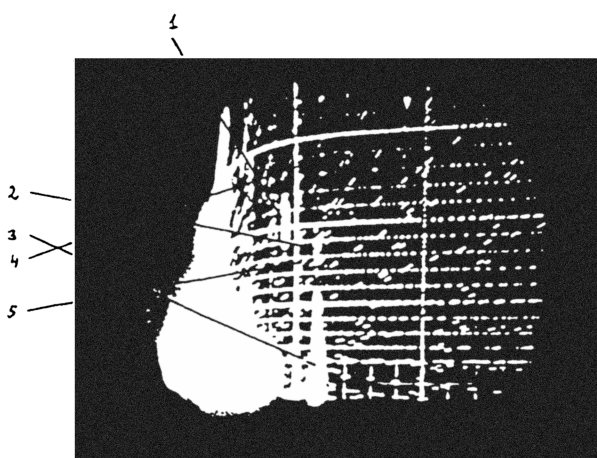
0.9; 12

## ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СРЕДСТВ ДЛЯ ДИСТАНЦИОННОГО КОНТРОЛЯ РАДИАЦИОННОЙ ОБСТАНОВКИ

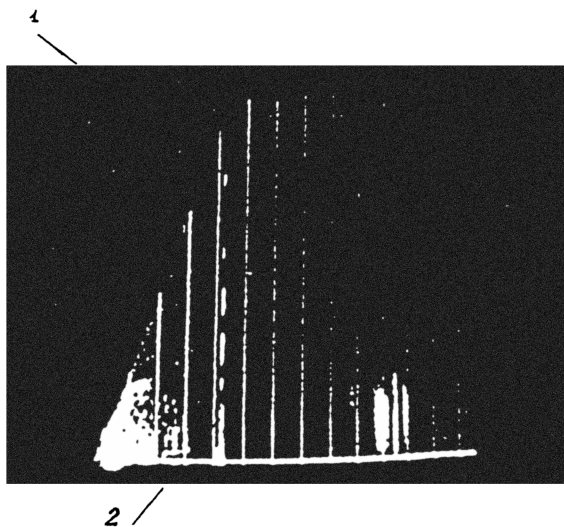
© Е. Н. Кононов, С. А. Решетняк, Л. А. Шелепин, В. А. Шеглов

Для дистанционного контроля радиационно опасных объектов, обнаружения, идентификации и измерения радиоактивных выбросов в атмосферу весьма перспективно применение радиолокационных средств. Методики локационного наблюдения обладают большой чувствительностью, простотой, универсальностью. Эти средства позволяют проводить непрерывные измерения, осуществляя постоянный дистанционный контроль за обстановкой. Они получили апробацию при анализе работы АЭС и угольных ТЭС, наблюдении аварийных ситуаций, идентификации рудников и карьеров, содержащих радиоактивные элементы.

В результате проведенных экспериментальных исследований выявлены специфические черты ряда объектов. С помощью радиолокаторов были зафиксированы различные виды образующихся за счет радиации облаков: "свечи" — вертикальные отражающие объекты шириной от 100 м и более и высотой несколько километров, характерные для атомных и угольных электростанций; "купола" над сильно зараженной местностью; редкие и слабоотражающие облака над слабо радиационно зараженной местностью. Объяснение геометрических свойств "свечей" связано с рентгеновским и  $\gamma$ -излучением, имеющим большие длины пробега. До определенных концентраций радиоактивных частиц плотность воздуха можно считать постоянной. Выше порога возникает эффект каналирования, когда плотность воздуха в результате нагревания становится меньше, чем в окружающей атмосфере. Это обуславливает быстрый подъем воздуха, содержащего радиоактивные частицы, на большие высоты. Наглядной иллюстрацией здесь служат результаты наблюдений кратковременного выброса на Запорожской АЭС 30 октября 1989 года. После быстрого подъема воздуха с радиоактивными частицами вертикально вверх на высоте нескольких километров от ионизированной вертикальной массы воздуха отделялся длинный цилиндрический фрагмент, содержащий радиоактивные вещества (рис. 1). Для сопоставления на рис. 2 приведены сигналы облаков штатного выброса Смоленской АЭС в координатах дальность-высота, характерного тем, что высота фрагментов в факеле выброса достигает 14 км.



**Рис. 1.** Наблюдение нештатного выброса Запорожской АЭС 30 октября 1989 г. Дальность 59 км, высота нижнего фрагмента 6 км, высота верхнего неотделившегося фрагмента 10 км, расстояние между АЭС и отделившимся фрагментом 20 км, фрагмент отделился 3 ч назад до съемки кадра: 1 — отделившееся облако выброса, 2 — верхний фрагмент, нижний фрагмент неотделившегося облака выброса, 4 — метки высоты, 5 — метки дальности.



**Рис. 2.** Выброс Смоленской АЭС 21 августа 1991 г. Дальность 42 км. Высота верхнего фрагмента 14 км, нижнего 3 км. 1 — верхний фрагмент выброса, 2 — нижний фрагмент выброса.

Как следует из большой совокупности проведенных наблюдений, даже при чисто эмпирическом подходе радиолокационные средства могут служить эффективным методом экологического контроля радиационно опасных объектов. Это относится и к относительно слабым источникам типа карьеров и захоронений радиоактивных веществ. Для получения количественных характеристик необходимо моделирование кинетических процессов в атмосфере, включая формирование и распространение облаков радиоактивных загрязнений. Только при наличии соответствующих моделей могут быть использованы экспериментальные данные, полученные с помощью локаторов разной чувствительности, с различными длинами волн, а также наблюдения динамики процессов.

Рассмотрим конкретные процессы, происходящие при радиационных выбросах с образованием ионизованного газа. Просвечивание плазмы радиоволнами дает возможность оценить ее электронную концентрацию. Известно [1], что через плазму с концентрацией электронов  $N_e$  могут проходить радиоволны, у которых длина волны не превышает порогового значения

$$\lambda_k = \frac{2\pi c}{\omega_e}, \quad \omega_e = \sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m}}, \quad (1)$$

где  $\omega_e$  — плазменная частота,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $c$  — скорость света. Отражение возникает в результате дебаевской экранировки электрического поля волны, проникающей в плазму. Из (1) следует, что для плазмы с  $N_e = 10^6 \text{ см}^{-3}$  область пропускания начинается с длины волны, равной 33 м, а при  $N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  предельное значение снижается до 3.3 см. Для отражения метровых волн  $N_e \gtrsim 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Радиационный распад веществ, осажденных на внутренних стенках трубы реактора, вызывает ионизацию воздуха над трубой. При этом  $\gamma$ -кванты или рентгеновское излучение обладают существенно более высокой проникающей способностью, чем  $\alpha$ - и  $\beta$ -частицы.

Оценку проникающей способности  $\gamma$ -лучей ( $\lambda \leq 10^{-10} \text{ см}$ ,  $\hbar\omega \gtrsim 1 \text{ МэВ}$ ) можно сделать на основе формулы для ионизации водородоподобного атома электромагнитным излучением в релятивистском случае [2]

$$\sigma_\phi = 2\pi z^5 \alpha^4 r_e^2 F(\gamma), \quad (2)$$

$$F(\gamma) = \frac{(\gamma^2 - 1)^{3/2}}{(\gamma - 1)^5} \left\{ \frac{4}{3} + \frac{\gamma(\gamma - 2)}{\gamma + 1} \times \right. \\ \left. \times \left( 1 - \frac{1}{2\gamma\sqrt{\gamma^2 - 1}} \ln \frac{\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma - \sqrt{\gamma^2 - 1}} \right) \right\},$$

где  $\gamma = \frac{\hbar\omega + mc^2}{mc^2}$ ,  $r_e = \frac{e^2}{mc^2}$  — классический радиус электрона,  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $z$  — степень ионизации атома. Для энергии гамма-квантов порядка 1 МэВ  $F(\gamma) \sim 1$ .  $\sigma_\phi \sim 10^{-33}$  см<sup>2</sup>, т. е. проникающая способность весьма велика.

При оценке проникающей способности рентгеновского излучения (диапазон длин волн  $10^{-10}$  см  $\lesssim \lambda \lesssim 10^{-6}$  см) можно воспользоваться формулой для фотоэффекта, полученной в нерелятивистском случае ( $E \gg I$ ,  $E \ll mc^2$ ) для водородоподобного атома [2]

$$\sigma_\phi = \frac{2^8 \pi}{3} a_0^2 \left( \frac{I}{E} \right)^{7/2} z^5, \quad (3)$$

где  $E = \hbar\omega$ ,  $a_0 = \frac{\hbar}{me^2}$  — боровский радиус,  $I$  — потенциал ионизации. При  $\lambda \sim 10^{-9}$  см ( $\hbar\omega \sim 0.1$  МэВ) и вырывании электрона из внутренней оболочки атома,  $I \sim 1$  кэВ, имеем  $\sigma_\phi \approx 5 \cdot 10^{-24}$  см. Плотность частиц в воздухе при нормальных условиях  $\sim 3 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Отсюда средняя длина пробега фотонов, производящих ионизацию, равна  $l_\phi \sim (\sigma_\phi N)^{-1} \sim 100$  м. С увеличением энергии  $E$  квантов длина пробега фотонов увеличивается как  $E^{7/2}$ . Если учесть распределение жесткого рентгеновского излучения по энергии  $n(E)$ , то за его счет плазма может возникать на расстояниях от трубы реактора порядка нескольких сотен метров и больше.

Для оценки интенсивности рентгеновского излучения, необходимой для отражения радиосигналов с  $\lambda \sim 1$  м от плазмы над трубой реактора, используем соотношение

$$\frac{dN_e}{dt} = c\sigma_\phi n_\phi - \beta N_e N_i N, \quad (4)$$

где  $n_\phi$  — плотность числа фотонов,  $\beta$  — коэффициент рекомбинации,  $N_i$  — концентрация ионов,  $N$  — плотность газа. Основным каналом, приводящим к гибели заряженных

частиц. является электрон-ионная рекомбинация в тройных столкновениях с молекулами воздуха, при этом [3]

$$\beta = \frac{16\sqrt{2}\pi}{3} \frac{\epsilon^6}{T_e^{7/2}} \frac{T\sqrt{n}\sigma^*}{\mu}, \quad (5)$$

где  $T_e$  — электронная температура,  $T$  — температура газа,  $\mu$  — приведенная масса иона и атома,  $\sigma^*$  — диффузионное сечение рассеяния электрона на атоме. Оценки показывают, что для воздуха  $\sigma^* \sim 10^{-15}$  см<sup>2</sup>,  $\mu \sim 10^{-23}$  г,  $\beta \sim 10^{-28}$  см<sup>6</sup>/с. Отсюда для плотности фотонов жесткого рентгеновского излучения имеем (для плотности электронов, необходимой для отражения метровых радиоволн  $N_e \gtrsim 10^9$  см<sup>2</sup>)

$$n_\phi = \frac{\beta N_e^2}{c\sigma_\phi} \sim 10^3 \text{ см}^2, \quad (6)$$

что соответствует интенсивности рентгеновского излучения  $I = n_\phi c \hbar \omega \sim 1$  Вт/см<sup>2</sup>. При длительной эксплуатации АЭС на стенках трубы накапливается достаточное количество радиоактивных отходов для достижения указанной интенсивности жесткого рентгеновского излучения. Но даже при больших интенсивностях в условиях нормального режима работы АЭС воздух над трубой остается холодным.

При значительных энерговыделениях в результате выбросов происходит расширение воздуха в "свече" и образуется канал, где плотность воздуха меньше окружающего. Доминирующее значение приобретает быстрый подъем воздуха, содержащего радиоактивные продукты, по этому каналу. Существенную роль в энерговыделении в данном случае наряду с  $\gamma$ -излучением играют  $\alpha$ - и  $\beta$ -частицы. Сопоставление со штатными данными и одновременное применение различных методик дистанционных измерений открывает возможности получения количественных характеристик радиационных выбросов.

#### Список литературы

- [1] Силин В.П., Рухадзе А.А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М.: Госатомиздат, 1961.
- [2] Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория. М.: Наука, 1968.
- [3] Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа. М.: Наука, 1972.

Физический институт  
им. П.Н. Лебедева РАН  
Москва

Поступило в Редакцию  
22 июля 1996 г.