

Изменение по высоте истинного объемного паросодержания $\varphi(z)$, рассчитанного по формуле (15), и его среднего значения $\bar{\varphi}(z)$ для давления 12 (1); 16 (2) и 25 кг/см² (3) при $X_0 = 0,01$

где W'_0 и W''_0 — приведенные скорости воды и пара соответственно, если a — характерная скорость всплывания одиночных пузырей $W'_{всп}$, входящая в выражение (3). По рекомендациям работ [1, 4] эта скорость может быть рассчитана по формуле

$$a = \begin{cases} (0,65 - 0,0039p) \sqrt[4]{\frac{d_{т.у}}{63}}, & d_{т.у} < 200 \text{ мм}, \\ 0,86 - 0,0052p, & d_{т.у} \geq 200 \text{ мм}, \end{cases} \quad (12)$$

где $d_{т.у}$ — диаметр тягового участка, мм; p — давление, кгс/см² ($11 \leq p \leq 125$ кгс/см²).

Экспериментально установлено [5], что деформация эшеры паросодержания на входе в тяговый участок практически не оказывает влияния на среднее значение истинного объемного паросодержания $\bar{\varphi}$, а следовательно, и на расход теплоносителя в контуре естественной циркуляции. В работе [6] на основе исследований гидродинамики кипящего реактора ВК-50 сделан аналогичный вывод о независимости суммарного расхода в контуре естественной циркуляции от распределения энерговыделения по отдельным кассетам активной зоны. Поэтому значение φ_0 может быть рассчитано по формуле (10) с использованием в качестве X_0 среднего по сечению массового расходного паросодержания на выходе из активной зоны.

Для иллюстрации полученных решений на рисунке приведены расчетные зависимости $\varphi(z, p)$ и $\bar{\varphi}(z, p) = \frac{1}{z} \int_0^z \varphi(z', p) dz'$ для случая $X_0 = 0,01$ и $K_W = 2$. Видно, что при низком давлении теплоносителя для протяженных тяговых участков изменение истинного объемного паросодержания по высоте за счет вскипания теплоносителя значительно и должно учитываться в расчетах движущего напора и захвата пара в опускной участок контура циркуляции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Филимонов А. И. и др. «Теплоэнергетика», 1957, № 10, с. 22.
2. Уоллис Г. Б. Одномерные двухфазные течения. М., «Мир», 1972.
3. Крамеров А. Я., Шевелев Я. В. Инженерные расчеты ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
4. Бартоломей Г. Г., Суворов В. А., Тевлин С. А. В кн.: Водоподготовка и внутрикотловые процессы. Вып. 1. М., Госэнергоиздат, 1963.
5. Дубровский И. С. «Теплоэнергетика», 1974, № 2, с. 31.
6. Сарыгин А. П. и др. «Атомная энергия», 1971, т. 30, вып. 4, с. 350.

Поступило в Редакцию 01.09.78
В окончательной редакции 10.11.78

УДК 539.171:539.12

О локальном подходе к определению координат границы раздела двух сред

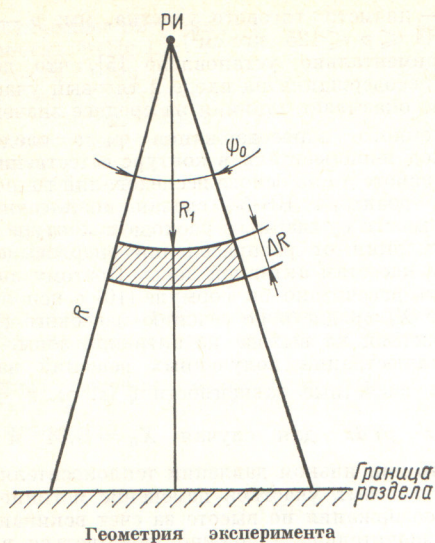
ГЕРЧИКОВ Ф. Л., КОСАРЕВ В. Д.

В последнее время в системах автоматического управления и регулирования с большим технико-экономическим эффектом используются источники рентгеновского излучения [1]. В связи с этим для принятия оптимальных решений при синтезе аппаратуры, а также с целью изучения и оценок условий работы в полях ионизирующих излучений объектов наблюдения и обслуживания необходимо знать параметры не только прямого, но и рассеянного излучения, в том числе обратно рассеянного на границе раздела отражатель — воздух.

Большая часть сведений о характеристиках поля рассеянного излучения на границе раздела двух сред получена либо методом Монте-Карло, либо путем интегрирования функций распределения точечных мононаправленных источников по поверхности отражателя или по объему воздуха [2—4]. Однако методика и аппаратура интегральных оценок рассеянного излучения и определения координат

границы раздела двух сред, из которых одна — воздух, имеют принципиальные ограничения, обусловленные сильным влиянием рассеянного воздухом компонента [2—3]. Экспериментальные исследования показывают, что поток обратно рассеянных квантов от отражателя уменьшается с увеличением расстояния до последнего, а поток рассеянного воздухом излучения растет. На некотором критическом расстоянии эти потоки сравниваются. Точка, в которой потоки равны, является критической для определения верхнего предела ($R_{кр}$) координат границы раздела двух сред.

В работе [2] отмечается, что для γ -излучения ¹³⁷Cs практическое влияние воздуха начинает сказываться уже на расстоянии 10 м, а $R_{кр} = 22$ м. Экспериментальные исследования авторов показали, что для рентгеновского излучения с эффективной энергией квантов 60 кэВ $R_{кр} = 12 \div 15$ м [4].



Таким образом, в целом интегральный подход к определению координат границы раздела двух сред и параметров поля обратно рассеянного излучения от различных отражателей и воздуха характеризуется сильной зависимостью соотношения последних от расстояния до границы раздела и имеет резко выраженные значения при определении верхнего значения координат границы раздела.

Пусть в воздушной среде на расстоянии R от отражателя точечный изотропный импульсный рентгеновский источник (РИ), совмещенный с детектором полного поглощения, в условиях «хорошей геометрии» излучает в углу Ψ_0 поток энергии E_0 (см. рисунок). Для оценки воздушного компонента рассеяния предположим, что граница раздела сред представляет собой полусферу, в центре которой находится детектор и излучатель, на расстоянии R_1 вакуум. В геометрии вакуум — воздух поток обратно рассеянной энергии равен [2]:

$$E_B(E_1) = E_0 A_e \Psi_0 / 2\pi R_1^2, \quad (1)$$

где A_e — энергетическое альbedo.

Дадим R_1 некоторое приращение ΔR , тогда по аналогии с (1) имеем

$$E_B(R_1 + \Delta R) = E_0 A_e \Psi_0 / 2\pi (R_1 + \Delta R)^2. \quad (2)$$

Поток энергии, обратно рассеянный слоем воздуха на расстоянии ΔR от детектора, находим из формулы

$$E_B(\Delta R) = E_B(R_1 + \Delta R) - E_B(R_1).$$

Если слой воздуха ΔR переместить от излучателя на расстояние R , то, согласно данным ряда работ, обобщенным в публикации [2], обратно рассеянный поток энергии из локализованной области воздуха с учетом ослабления равен

$$E_B(\Delta R) = E_0 A_e \Psi_0 \exp(-2\mu_0 R) [1 - \exp(-2\mu_0 \Delta R)] (2\pi R^2)^{-1}. \quad (3)$$

Плотность потока энергии, обратно рассеянного отражателем, с учетом ослабления первичного (μ_0) и рассеян-

ного (μ_1) излучения, согласно работе [2], равна

$$E_3 = E_0 A_e \Psi_0 \exp[-(\mu_0 + \mu_1) R] (2\pi R^2)^{-1}. \quad (4)$$

Возьмем отношение (3) и (4) и после простейших преобразований получим:

$$\frac{E_B(\Delta R)}{E_3} = \frac{1 - \exp(-2\mu_0 \Delta R)}{\exp[-(\mu_1 - \mu_0) R]}. \quad (5)$$

С учетом того, что для мягкого рентгеновского излучения $\mu_0 \Delta R \ll 1$ и $(\mu_1 - \mu_0) R \ll 1$ (5), запишем:

$$\frac{E_B(\Delta R)}{E_3} = \frac{2\mu_0 \Delta R}{1 - (\mu_1 - \mu_0) R}. \quad (6)$$

Для определения $R_{кр}$ приравняем выражение (6) единице, устремив в пределе ΔR к нулю (локализованный объем воздуха минимален). Тогда имеем

$$R_{кр} = (\mu_1 - \mu_0)^{-1}. \quad (7)$$

Сравнение (7) с аналогичным выражением $R_{кр} = (3\mu_0 + \mu_1)^{-1}$ в работе [2] показывает, что локальные оценки обратно рассеянного рентгеновского излучения и определение координат границы раздела двух сред, из которых одна — воздух, обеспечивают идентификацию обратно от воздуха и отражателя рассеянных квантов в более широком интервале измерений координат границы раздела двух сред по сравнению с интегральным методом оценок по всему объему и поверхности отражателя. Техническая (аппаратурная) реализация метода локальных оценок может быть представлена схемой динамического стробирования детектора. Узкий строб Δt (ΔR) последовательно с синхронизированной частотой работы излучателя «просматривает» по заданной программе локализованные объем воздуха и поверхность отражателя, идентифицирует кванты, рассеянные отражателем и воздухом.

Экспериментально, имея $\Delta t = 10$ нс ($\Delta R = 1,5$ м), на базе излучателей, разработанных в рамках специализации и кооперации И. П. Карпинским с сотрудниками [5] и Ленинградским политехническим институтом им. М. И. Калинина, авторы определили координаты раздела сред бетон — воздух при $R \leq 80$ м. В качестве детектора использовали пластмассовый сцинтиллятор (на основе полистирола с добавкой *n*-терфенила и РОРОР) и ФЭУ-87 [6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Аппаратура** и методы рентгеновского анализа. Вып. 19—21. Л., «Машиностроение», 1978.
2. **Булатов Б. П., Андриусин Н. Ф.** Обратно рассеянное гамма-излучение в радиационной технике. М., Атомиздат, 1971, с. 201.
3. **Радиационная техника.** Вып. 3. Труды Всесоюз. науч.-исслед. ин-та радиационной техники. М., Атомиздат, 1969, с. 117.
4. **Герчиков Ф. Л.,** «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 6, с. 487; т. 41, вып. 6, с. 414.
5. **Иванов И. Д. и др.** В кн.: Ядерное приборостроение. Вып. 34—35. М., Атомиздат, 1977, с. 126.
6. **Карманова А. П., Степанов Е. Е.** В кн.: Труды Союзного науч.-исслед. ин-та приборостроения. Вып. 30—31, 1976, с. 69.

Поступило в Редакцию 04.12.78