

Estudio de los Procesos de Captura de Aerosoles en Piscina para Inyecciones de Jets Gaseosos a Altas Velocidades: Mejoras del Código SPARC90

C. Berna¹, A. Escrivá¹, J.L. Muñoz-Cobo¹ & Luis E. Herranz²

¹Instituto de Ingeniería Energética

Universidad Politécnica de Valencia

Camino de Vera 14, 46022 Valencia (Spain)

Tel.: 0034-963877631, Fax: 0034-963877639, Email: jlcobos@iqn.upv.es

²Unit of Nuclear Safety Research

Division of Nuclear Fission, CIEMAT

Avda. Complutense 22, 28040 Madrid (Spain)

Tel.: 0034-913466219, Fax: 0034-913466233, Email: luisen.herranz@ciemat.es

Sinopsis

El código SPARC90 fue desarrollado para el cálculo de la captura de aerosoles en piscina durante procesos de descarga en accidentes nucleares a bajas velocidades del gas, régimen de inyección en forma de glóbulo. Sin embargo, hay secuencias de accidentes en las cuales los gases son inyectados a velocidades muy altas, teniéndose en estos casos nuevos mecanismos de captura.

Bajo este régimen de inyección en forma de jet el mecanismo de rotura de las crestas de la ola produce el arranque de gotas de la interfase gas-líquido, siendo parte de ellas arrastradas hacia el centro del gas. Estas gotitas tienen el potencial para capturar los aerosoles transportados por el jet gaseoso, principalmente por impacto inercial e interceptación. Dicha extracción continúa mientras las diferencias de velocidades entre el jet gaseoso y la lámina líquida donde las gotas son arrancadas superan un valor límite, llamado velocidad de inicio del arrastre. Si bien cabe puntualizar que muy pocos experimentos se han realizado bajo estas condiciones.

Por todo ello, el presente trabajo explora el comportamiento hidrodinámico del jet bajo estas condiciones y, basado en las ecuaciones existentes para la captura de aerosoles, presenta las expresiones existentes para sus variables fundamentales, tales como: población, tamaño y velocidad de las gotas arrancadas. Las diferentes expresiones que se encuentran en la literatura han sido analizadas, introduciéndose en una versión modificada del código SPARC90 las que se consideran más adecuadas. Finalmente, se han comparado en términos de factores de descontaminación los resultados obtenidos mediante el código SPARC original y el modificado (SPARC90-Jet) para las condiciones de un accidente SGTR (rotura de tubos en el generador de vapor). A pesar de quedar pendiente mucho trabajo por delante, se pone de relieve la importancia de los procesos de captura de aerosoles en la región próxima a la rotura para inyecciones a altas velocidades, régimen de inyección en forma de jet, mostrando cuanto diferentes son estos mecanismos de captura respecto a los existentes en la inyección en régimen globular.

I Introducción

La descarga en piscina se ha asociado tradicionalmente con la retención de productos de fisión en las piscinas de supresión de los reactores BWR. Sin embargo, hay varios escenarios potencialmente posibles, incluso en reactores PWR, en los que la captura de los productos de fisión por soluciones acuosas puede jugar un papel clave, así ocurre en las secuencias SGTR con fusión del núcleo. En ellas se abre una vía directa de escape desde el núcleo al exterior a través de los tubos rotos. Sin embargo, cuando los productos de fisión que escapan del combustible dañado alcanzan el secundario del SG (generador de vapor), éste puede contener agua, actuando esta como una barrera en su fuga al exterior.

En la última década, varios proyectos internacionales han investigado diferentes aspectos de los accidentes SGTR con fusión del núcleo^{1, 2, 3}. Además, los procesos de retención de aerosoles han sido estudiados, teniéndose una visión profunda del comportamiento de estos y, como resultado, numerosos modelos semi-empíricos han sido desarrollados⁴, especialmente bajo condiciones secas (sin agua en el secundario del SG). El modelado de la retención de aerosoles en escenarios húmedos (tubos sumergidos) ha resultado ser extremadamente compleja. Por un lado, el gas portador de las partículas llega a la rotura del SG a velocidades muy altas, lo que tiene como consecuencia la formación de un jet gaseoso sumergido. Por otro lado, el resto de tubos del secundario del SG presumiblemente afectará a la hidrodinámica del jet gaseoso. Estos dos efectos tendrán una fuerte influencia sobre los procesos de captura de los aerosoles.

La retención de partículas en soluciones acuosas ha sido ampliamente investigada en los años 80, habiéndose desarrollado herramientas de computación, como el código SPARC90⁵. Sin embargo, la

aplicación directa de estas herramientas a escenarios SGTR no es adecuado, ya que su hidrodinámica se basa en lo que se conoce como inyección globular (es decir, el gas entra en el líquido a una velocidad baja/moderada formando un glóbulo dentro del cual circula el gas) y, además, tampoco se tuvo en cuenta la presencia de estructuras dentro de la piscina (en un SGTR el resto de tubos).

Este documento resume la extensión del código SPARC90 al régimen de inyección a jet (SPARC90-Jet). Habiéndose implementado en él las correspondientes ecuaciones características de dicho régimen, si bien muchas de las expresiones elegidas han sido tomadas del régimen de flujo anular debido a la poca bibliografía existente sobre jet gaseoso sumergido. Respecto a las ecuaciones de captura de partículas, decir que se han introducido las expresiones de los mecanismos dominantes (impacto inercial e interceptación). Por último, destacar que los resultados de SPARC90-Jet han sido comparados con los de SPARC90 y con las medidas experimentales del modelado de escenarios SGTR realizados en los proyectos ARTIST. Cabe señalar que no se persigue su validación, ya que la presencia de estructuras sumergidas en la trayectoria del jet no han sido consideradas en el modelado (tubos adyacentes al de la rotura), sin embargo, dada la amplia base de datos experimentales existentes de los proyectos ARTIST se ha considerado interesante establecer una primera comparación.

II Escenarios SGTR

Un total de 7 escenarios han sido seleccionados de los proyectos ARTIST (Tabla I). Como se puede apreciar, una gran variedad de condiciones termo-hidráulicas y en los aerosoles han sido cubiertas en estos tests.

TABLA I. Resumen de las principales variables en los tests experimentales^{3,4 y 5}.

Test	A-03	E-04	E-06	E-07	E-08	E-09	E-10
Presión en el Primario (bar)	1.56	1.4	4.64	1.1	1.1	4.8	4.8
Presión en el secundario (bar)	1.02	1.00	1.05	1.0	1.0	1.0	1.0
Temperatura en el primario (K)	303.9	297.1	298.6	330	330	310	313
Temperatura en el secundario (K)	303.1	295.5	292.5	299	299	301	301
Flujo másico de Gas (kg/h)	110.4	45.2	639.2	50	50	625	625
Profundidad de la rotura (m)	1.20						
	2.30	3.80	3.20	0.3	0.3	0.3	0.3
	3.60						
Aerosol AMMD (μm)	3.70	3.6-4.4	2.95	1.4	3.7	1.4	3.7

*Para todos los tests la rotura del tubo fue en guillotina y situada 30 cm. por encima de su base

El modelado con SPARC90 da como resultado grandes discrepancias con las medidas experimentales. En general, los factores de descontaminación experimentales ($DF = m_{\text{entr.}} / m_{\text{sal.}}$) fueron mayores, siendo las estimaciones por lo general más de un orden de magnitud inferiores. Las Figs. 1 y 2 muestran comparaciones de datos de DF normalizados: experimentales, del SPARC90 y de una versión de SPARC90 desarrollada por el IRSN⁶. Como se puede apreciar, en general, las tendencias experimentales y teóricas son diferentes. A pesar de que la versión desarrollada por el IRSN había sido adaptada en cierta medida a la inyección a jet, no se observaron mejoras sustanciales con respecto a la versión original. Concluir este apartado diciendo que con estas comparaciones, más allá de mostrar la incapacidad del código SPARC90 para capturar estos escenarios, el principal objetivo de la comparación es establecer una base para futuras comparaciones con SPARC90-Jet. Si bien, como se ha comentado anteriormente, los tubos adyacentes al de la rotura aún siguen estando ausentes en el modelo.

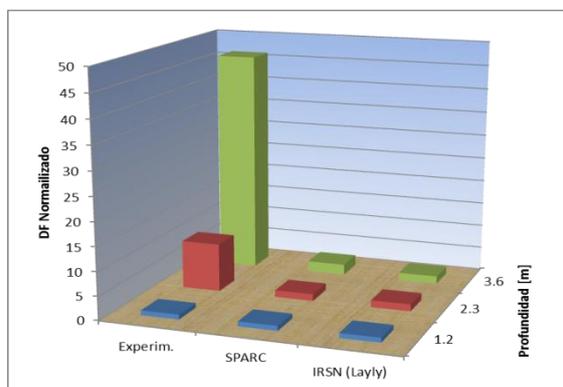


Figura 1. Resultados del test A03 (normalizados a los valores de 1.2 m. de profundidad)

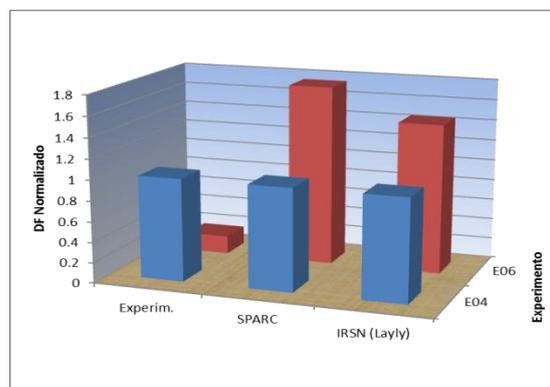


Figura 2. Resultados de los test E04 y E06 (normalizados a los valores del E04)

III Hidrodinámica del Jet Gaseoso

Un jet sumergido está dividido en tres zonas (Fig. 3): una expansión inicial (presiones del gas y la piscina se igualan); una región de establecimiento del flujo (velocidad constante en el “potential core”); y, una región de flujo completamente desarrollado (disminuye la velocidad central del jet).

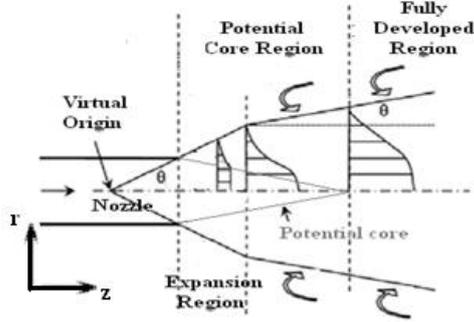


Figura 3. Visión esquemática de un jet gaseoso sumergido.

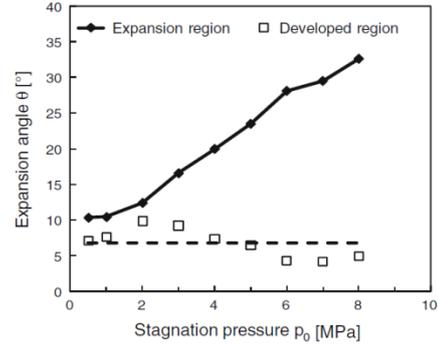


Figura 4. Ángulo de expansión frente a presión de estancamiento.

III. A. Características Generales

Las características principales del jet se introduce en esta sección: ángulos en la zona de expansión y en la zona de flujo desarrollado, punto final de la zona de expansión y velocidad inicial.

III. A. 1. El ángulo de Expansión

Las investigaciones de que Someya et al.⁷ han mostrado que en un jet gaseoso tiene lugar una rápida expansión inicial, esta se extiende hasta aproximadamente 3 mm del punto de entrada, para a continuación progresar con un ángulo de expansión más pequeño). La fig. 4 muestra los ángulos de expansión experimentales vs la presión de estancamiento, en ella se ve como el ángulo de propagación en la región de expansión aumenta con la presión, mientras que en la región de flujo desarrollado cambia ligeramente alrededor de un valor medio de aproximadamente 7°.

III. A. 2. Condiciones del Flujo

El modelo de Bubnov⁸ ha sido elegido para caracterizar las condiciones del flujo (pérdida de presión debido a la consideración de la expansión súbita inicial). Así, la presión crítica se expresa como:

$$P_{crit} = P_0 \left(\frac{2}{2 + C_\alpha(1 - C_\beta)(\gamma - 1)} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (1)$$

donde C_α y C_β son factores de corrección de la energía cinética y por el movimiento pulsante del jet respectivamente; y γ es el coeficiente de expansión isentrópico. Para una expansión súbita se tiene:

$$C_\alpha(1 - C_\beta) = 2.6135 - 1.4891 \frac{w_0}{w_1} \quad (2)$$

donde w_0 y w_1 denotan las secciones eficaces antes y después de la expansión del jet gaseoso.

Las expresiones recomendadas para estimar la velocidad del jet gaseoso vienen dadas por:

1.- Para condiciones críticas (velocidad sónica), $P_1 < P_{crit}$

$$u_{crit} = c_0 \sqrt{\frac{2}{2 + C_\alpha(1 - C_\beta)(\gamma - 1)}} \quad (3)$$

donde $c_0 = \sqrt{\gamma RT_0}$

2.- Para condiciones sub-críticas (velocidad subsónica), $P_1 > P_{crit}$

$$u = \sqrt{\frac{2\gamma}{C_\alpha(1 - C_\beta)(\gamma - 1)} \left[\frac{P_0}{\rho_0} - \frac{P_1}{\rho_1} \right]} = c_0 \sqrt{\frac{2}{C_\alpha(1 - C_\beta)(\gamma - 1)} \left(1 - \left(\frac{P_1}{P_0} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right)} \quad (4)$$

III. B. La Zona de Arrastre

La zona de arrastre es la zona del jet en la que el flujo radial de líquido entrante desde el ambiente es llevado al interior del fluido siendo transportado por este. Las variables que lo caracterizan son: velocidad de inicio del arrastre, cantidad de masa transportada y propiedades de las gotas.

III. B. 1. La Velocidad de Inicio del Arrastre

La velocidad de inicio del arrastre es la velocidad límite del gas a partir de la cual el proceso de arrastre tiene lugar. Varios modelos han sido propuestos, la mayoría de ellos dependen de las propiedades del fluido y del número Reynolds de la lámina líquida:

$$Re_l = \frac{\rho_l u_l \delta}{\mu_l} \quad (5)$$

El mecanismo dominante de arrastre en fluidos de baja viscosidad (como es el caso del agua) es la rotura de la cresta de la ola. El arrastre de gotitas se produce cuando las fuerzas de tensión interfacial exceden a las de tensión superficial. La fig. 5 proporciona una ilustración conceptual del mecanismo de arrastre. Basándose en el modelo de Ishii y Grolmes⁹, en él se muestra que existe un límite inferior del Re_l (Re_{ffOE}), por debajo del cual no se produce el arrastre (sin importar cuán alta sea la velocidad del gas). En el otro extremo, un valor alto de Re_l , da lugar a una velocidad límite del gas de inicio del arrastre independiente del Re_l (régimen turbulento desarrollado, $Re_l \sim 1500$ a 1750). De entre los modelos publicados en la literatura abierta las ecuaciones de Ishii y Grolmes han sido las seleccionadas, ya que proporcionan una descripción más detallada del proceso de arrastre. Vale la pena mencionar que todos los modelos encontrados fueron desarrollados para el régimen de flujo anular, por lo que su aplicación a jets sumergidos es una extrapolación que debe ser validada.

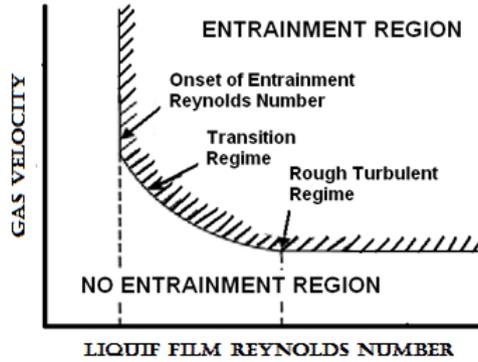


Figura 5. Ilustración conceptual del mecanismo de arrastre.

En flujo anular horizontal y con $Re_l > Re_{ffOE}$ ($Re_{ffOE} \sim 160$) las expresiones propuestas son:

$$j_g \geq 11.78 N_\mu^{0.8} Re_l^{-1/3} \frac{\sigma}{\mu_l} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad \text{for } N_\mu \leq \frac{1}{15}; Re_l \leq 1635 \quad (6)$$

$$j_g \geq 1.35 Re_l^{-1/3} \frac{\sigma}{\mu_l} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad \text{for } N_\mu > \frac{1}{15}; Re_l \leq 1635$$

Mientras que para el flujo turbulento totalmente desarrollado ($Re_l > 1635$) vienen dadas por:

$$j_g > \frac{\sigma}{\mu_l} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \times N_\mu^{0.8} \quad \text{for } N_\mu \leq \frac{1}{15}; Re_l > 1635 \quad (7)$$

$$j_g > \frac{\sigma}{\mu_l} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \times 0.1146 \quad \text{for } N_\mu > \frac{1}{15}; Re_l > 1635$$

donde j_g es la velocidad superficial del gas y N_μ es el número de viscosidad.

III. B. 2. Velocidad de la Interfase Gas-Líquid

La tensión interfacial (τ_{fric}) determina el intercambio de la cantidad de momento entre el gas y el líquido:

$$\tau_{fric} = \frac{1}{2} f_{gi} \rho_g (u_g - u_l)^2 \quad (8)$$

La interfase gas-líquido en un flujo paralelo es controlada por las inestabilidades de Kelvin-Helmholtz las cuales son generadas en la teoría de fluidos inmiscibles por la diferencia de velocidades¹⁰:

$$u_l = u_g \sqrt{\frac{\mu_g \rho_l}{\mu_l \rho_g}} \quad (9)$$

El factor de fricción interfacial se aproxima a través de las correlaciones de Ohnuki¹¹:

$$f_{gi} = 1.84 f_{wg} \quad (10)$$

donde

$$f_{wg} = \begin{cases} \frac{16}{Re_g}; Re_g < 2100 \\ \frac{0.079}{Re_g^{0.25}}; 2100 < Re_g < 10^5 \\ 0.0008 + \frac{0.05525}{Re_g^{0.237}}; Re_g \geq 10^5 \end{cases} \quad (11)$$

III. C. Tamaños de Gotas y Perfiles de Velocidades

Los tamaños de gotas son estimados a través del modelo de Epstein, el cual relaciona el número adimensional de Webber con un número obtenido empíricamente:

$$We = \frac{\rho_g u_g^2 \phi_{d,\max}}{\sigma} = 12 \quad (12)$$

Otras expresiones similares se pueden encontrar en la bibliografía¹², pero las diferencias son de escasa importancia en las condiciones previstas en nuestras condiciones de trabajo.

El cálculo de la velocidad de las gotas se realiza a través del número de Stokes:

$$u_d \approx \frac{1}{1 + Stk} \cdot u_g \quad (13)$$

donde el número de Stokes se define de la forma siguiente:

$$Stk = \frac{\rho_d \phi_d^2 u_g}{18 \mu_g D} \quad (14)$$

Otras aproximaciones existentes en la literatura abierta asumen que la velocidad de las gotas es una fracción (0.5 – 1.0) de la velocidad del gas¹³. A diferencia de estos, Someya⁷ ha medido la velocidad de las gotas en el seno del fluido, resultando ser mucho más pequeña que la del gas (1/30 – 1/60). Lamentablemente, estos datos de Someya difieren en demasía con el resto de los existentes en la bibliografía como para darles todo el crédito sin más investigación.

III. D. Flujo Másico de Arrastre

Los resultados del flujo de masa arrastrado provienen de un equilibrio entre la atomización y la deposición. Fernandes¹⁴, siguiendo los trabajos de Schadel, recomienda utilizar la siguiente expresión:

$$G_e = \begin{cases} \frac{k\mu_l}{4} u_g \sqrt{\rho_l \rho_g} (\text{Re}_l - \text{Re}_{ffOE}) & \text{Re}_l \geq \text{Re}_{ffOE} \\ 0 & \text{Re}_l \leq \text{Re}_{ffOE} \end{cases} \quad (15)$$

donde k representa un parámetro de la tasa de arrastre.

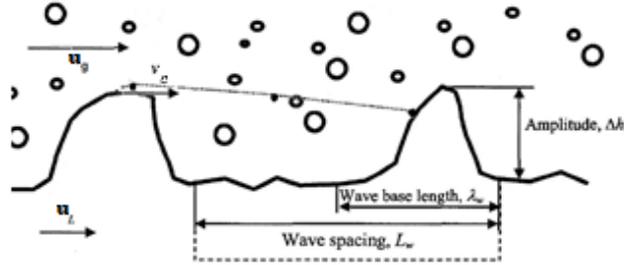


Figura 6. Visión esquemática de una onda producida en la interfase.

En el caso bajo estudio, esta expresión debe ser corregida ya que la ecuación anterior se obtuvo para flujo anular vertical. La concentración de las gotas en el gas disminuye exponencialmente debido a los procesos de deposición, la expresión propuesta es la siguiente:

$$N_d(z) = N_{do} e^{\frac{-\Delta z}{l_c}} \quad (16)$$

donde Δz es una distancia dada en la dirección axial del jet, N_{do} es la población inicial de gotas, $N_d(z)$ es la concentración de gotitas a una distancia dada de la entrada, y l_c es la longitud característica que representa el movimiento de la gotita hacia la interfase.

III. E. Resultados de la Hidrodinámica del Jet

Además de todas las expresiones introducidas en las secciones anteriores, otras ecuaciones han sido estudiadas. Esta sección contiene algunas de las predicciones obtenidas cuando se comparan las ecuaciones alternativas bajo las condiciones descritas en la Tabla I. En cuanto a la velocidad de inicio de arrastre, los resultados son bastante similares cuando se utiliza el modelo de Ishii y Grolmes u otros. El modelo incluido en la Tabla II fue propuesto por Epstein y se basa en el número adimensional de Kutateladze.

La Tabla III muestra que, como era de esperar, la velocidad de inicio de arrastre se mantiene constante hasta que Re_l disminuye por debajo de 1635. Una vez $\text{Re}_l < 1635$ la velocidad límite del gas crece. Los valores muestran la evolución bajo las condiciones del test E06.

Finalmente la tabla IV recoge las características de las gotas para el test A03 (profundidad de la rotura 1.2 m). Cabe señalar que a lo largo del jet las gotas sufren cambios de concentración de varios órdenes de magnitud; esta misma observación puede hacerse para los tamaños de las gotas y para la velocidad, aunque no de forma tan acusada.

TABLA II. Resumen de la Velocidad de Inicio de Arranque de Gotas

Velocidad de Inicio de Arranque de Gotas, v_{imp} , $m\ s^{-1}$		
Test	Epstein (Kutateladze)	Ishii y Grolmes ($Re_i > 1635$)
A03	13.86	15.76
Profundidad (1.2, 2.3 & 3.6 m)	13.25	15.07
	12.63	14.35
E04	12.55	13.81
E06	12.64	13.73
E07	15.40	17.21
E08	15.40	17.23
E09	14.33	16.18
E10	14.59	16.47

TABLA III. Resumen de la Velocidad de Inicio de Arranque de Gotas para el test E06

z[cm]	u_g [m/s]	u_{inc} [m/s]	Re_i
0.04	279.0	13.73	4784
0.75	220.5	13.73	4250
1.53	143.3	13.73	3085
2.31	88.84	13.73	2098
2.94	65.62	13.73	1652
3.01	63.56	13.76	1613
3.88	47.73	14.73	1316
4.67	39.44	15.34	1168
5.45	33.89	15.78	1073
6.23	29.86	16.12	1007
7.02	26.77	16.40	958
7.80	24.32	16.62	921
8.59	22.32	16.80	892
9.37	20.64	16.96	867
10.15	19.22	17.09	848
10.94	17.98	17.20	831
11.41	17.32	17.27	822

TABLA IV. Resumen de los principales parámetros característicos de las gotas para el test A03 (profundidad 1.2m.)

z [cm]	ϕ_d [mm]	u_d [m/s]	G_e [mg/s]	N_d [droplets/s]
0.04	0.032	73.75	23.33	$1.36 \cdot 10^6$
0.75	0.042	55.2	22.01	$5.77 \cdot 10^5$
1.53	0.061	34.61	18.53	$1.57 \cdot 10^5$
2.31	0.088	20.59	15.29	42194
3.01	0.12	12.33	12.80	12577
3.88	0.17	7.66	10.98	4308
4.67	0.22	4.98	9.65	1683
5.45	0.28	3.38	8.66	735
6.23	0.35	2.38	7.91	352
7.02	0.42	1.74	7.32	182
7.80	0.51	1.3	6.85	100
8.98	0.64	0.88	6.29	45
10.55	0.85	0.56	5.75	18
12.51	1.15	0.34	5.27	7
14.86	1.57	0.21	4.86	2

IV Ecuaciones para los Aerosoles

El factor de descontaminación puede ser escrito como una función de la eficiencia de colección de las partículas ($\eta = m_{ret}/m_{in}$):

$$DF = \frac{1}{1-\eta} \quad (17)$$

A pesar de que varios mecanismos más de captura podrían desempeñar un papel importante dependiendo de las condiciones térmicas, en el actual estado de desarrollo nos hemos centrado en aquellos mecanismos relacionados con las interacciones mecánicas gota-partícula (Fig. 7): impacto inercial e interceptación. La difusión browniana juega un papel importante para partículas menores a 0.1 μm , por lo que tampoco se ha considerado. Por lo tanto, la eficiencia de recolección resultante es:

$$\eta = \eta_{impact} + \eta_{intercep}(1 - \eta_{impact}) \quad (18)$$

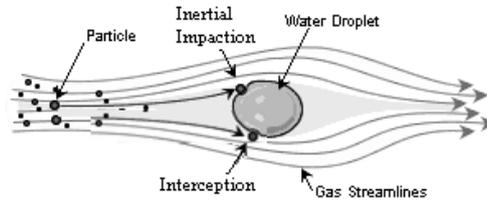


Figura 7. Visión esquemática de las interacciones mecánicas gota-partícula.

IV. A. Impacto Inercial

Las partículas más pesadas pueden ser extraídas del gas gracias a los cambios bruscos de dirección causados por la presencia de obstáculos. Entre las diferentes expresiones disponibles en la literatura, la propuesta por Calvert¹⁵ ha sido la elegida:

$$\eta_{impact} = \left(\frac{Stk_p}{Stk_p + 0.35} \right)^2 \quad (19)$$

donde Stk_p es el número de Stokes de la partícula¹⁵,

$$Stk = \frac{C_c \rho_p \phi_p^2 (u_g - u_d)}{9\mu\phi_d} \quad (20)$$

y C_c es el factor de corrección de Cunningham

$$C_c = 1 + 2.493 \frac{\lambda}{\phi_p} + 0.84 \frac{\lambda}{\phi_p} \exp\left(-0.435 \frac{\phi_p}{\lambda}\right) \quad (21)$$

IV. B. Interceptación

La interceptación tiene lugar cuando el radio de la partícula es mayor que la distancia entre la línea de corriente que esta sigue y el obstáculo. Zhao y Zheng¹⁶ proponen una expresión geométrica simple:

$$\eta_{intercep} = \left(1 + \frac{\phi_p}{\phi_d}\right)^2 - \frac{\phi_d}{\phi_d - \phi_p} \quad (22)$$

V Implementación del Nuevo Modelo

A fin de aplicar las expresiones anteriores en el código SPARC90, el jet se ha dividido en nodos. En cada uno de ellos se resuelve la ecuación de momento:

$$\frac{d}{dz} \left[(1 - \alpha(z)) \rho_l u_l^2(z) \pi R^2(z) \right] + \frac{d}{dz} \left[\alpha(z) \rho_g u_g^2(z) \pi R^2(z) \right] = \left[-\frac{dP}{dz} \pi R^2(z) - \tau_{friction} 2\pi R(z) \right] \quad (23)$$

Notar que varias hipótesis se han hecho: forma cónica del jet, sin cambio de fase y velocidad a lo largo de la dirección radial constante. El primer término en la ec. (23) es el flujo de momento de las gotas arrastradas, el segundo es el flujo de momento gas, el tercer término es la pérdida de presión y cuarto término son las pérdidas por fricción.

De esta forma el DF se calcula como el producto de las contribuciones de cada nodo axial (i):

$$DF(k) = \prod_{i=1}^N DF_i(k) \approx \exp\left(\sum_{i=1}^N \gamma(k, z) \cdot \Delta z_i\right) \quad (24)$$

donde $\gamma(k, z)$ fue aproximado por Epstein¹⁷ de la forma siguiente:

$$\gamma(k, z) = \sum_{j=1}^J \left[\frac{\pi \phi_{d,j}^2(z) (u_g(z) - u_{d,j}(z))}{4 \alpha(z) u_g(z)} \right] \eta_{j,k}(z) N_{d,j}(z) \quad (25)$$

subíndices k y j son aplicados para cada clase de partículas y gotas respectivamente. Finalmente, el DF total puede ser estimado como sigue:

$$DF = \prod_{k=1}^K DF(k) \quad (26)$$

VI Resultados del Modelo SPARC90-JET

El propósito de la elección de los tests SGTR es tener una base para la comparación entre SPARC90 y SPARC90 Jet-. Dado que las estructuras sumergidas no han sido consideradas, no se pretende establecer una comparación cuantitativa de los datos sino solamente una estimación cualitativa.

La fig. 8 muestra la DFs normalizados de datos y diferentes versiones SPARC90 para el test A03. Como se ha señalado, aunque todavía lejos de la tendencia experimental observada, SPARC90-Jet presenta una mejor respuesta que las versiones anteriores de SPARC. Mediante la comparación de las versiones de código basadas en los tests E04 a E06 (Fig. 9), se observa que SPARC90-Jet captura la tendencia experimental, a diferencia de las otras versiones del código.

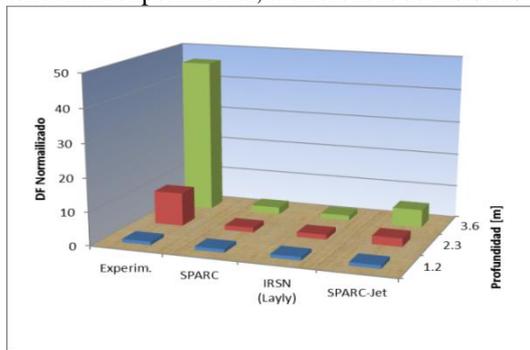


Figura 8. Resultados del test A03(normalizados respecto a los valores de 1.2 m. de profundidad)

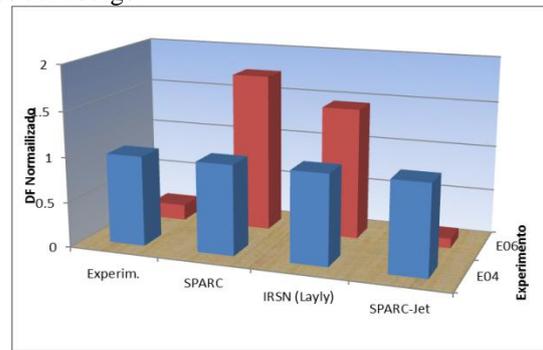


Figura 9. Resultados de los test E04 y E06 (normalizados a los valores del E04)

VII Conclusiones Finales y Trabajos Futuros

Una nueva versión del código SPARC90 centrado en el régimen de inyección de gas a alta velocidad está en desarrollo (SPARC90-Jet). En él se ha modelado la hidrodinámica del jet y se han adoptado las ecuaciones de captura de aerosoles existentes a día de hoy en la literatura abierta. La falta de datos experimentales impide la presentación de datos específicos para la realización de comparaciones, pero los experimentos ARTIST (ruptura SGTR con secuencias de fusión del núcleo) han sido elegidos para servir como base para las comparaciones entre SPARC90 - SPARC90-Jet. A pesar de que las observaciones preliminares parecen prometedoras, todavía queda mucho trabajo pendiente para futuros desarrollos. Algunos aspectos que serían de gran interés para estos futuros trabajos serían los siguientes:

- Realización de pruebas hidrodinámicas específicas para caracterizar los jets sumergidos. Muchas de las ecuaciones clave utilizadas fueron desarrolladas en el dominio del régimen de flujo anular y su validez debe ser confirmada, o bien otras alternativas deben ser desarrolladas. Particularmente relevante es el balance entre el arrastre / deposición de gotas. Por supuesto, esto también se aplica a algunos procesos que no han sido considerados en la versión actual de SPARC90-Jet, como por ejemplo la interacción gota-gota.
- Realización de experimentos de descarga en piscina a altas velocidades permitiría validar las predicciones de SPARC90-Jet.
- Extensión del modelado a condiciones de cambio de fase. Condensación de vapor / evaporación podría desempeñar un papel muy importante, tanto por el favorecimiento / obstaculización de los procesos de descontaminación, cambiando a su vez la dinámica de las gotas.
- Una vez que el régimen de inyección de jet estuviese modelado, aún quedaría pendiente su extensión a los escenarios con estructuras sumergidas.

Agradecimientos

Los autores desean agradecer a los socios del proyecto internacional ARTIST por su valioso apoyo.

Bibliografía

1. L.E. Herranz & C. López. "ARI3SG: Aerosol Retention in the Secondary Side of a Steam Generator. Part I: Model essentials, verification and correlation". Nuclear Engineering and Design, Approved Publication (2012).
2. Lopez C. & Herranz L.E. "ARI3SG: Aerosol Retention in the Secondary Side of a Steam Generator. Part II: Model validation and uncertainty analysis". Nuclear Engineering and Design, Approved Publication (2012).
3. Güntay S., Suchow D., Debhi A. & Kapulla R. "ARTIST: Introduction and First Results". Nuclear Engineering and Design, Vol. 231, p. 109 (2004).
4. Haste T., et al. "SARNET integrated European Severe Accident Research—Conclusions in the source term area". Nuclear Engineering and Design, Vol. 239, p. 3116 (2009)
5. Lind T., Suckow D. & Güntay S. "ARTIST II – Aerosol Trapping in the Steam Generator". ENSI Erfahrungs- und Forschungsbericht 2009.
6. Layly, V.D. "Fission products decontamination in the flooded secondary side of a steam generator during a SGTR accident: analysis of the ARTIST phase V experimental results and progress in the modeling". IRSN Cadarache. Internal Report.
7. S. Someya, M. Uchida, Y. Li, H. Ohshima & K. Okamoto. "Entrained droplets in underexpanded gas jet in water". Journal of Visualization, DOI 10.1007/s12650-011-0089-7 (2011).
8. V.A. Bubnov. "Turbulent Isentropic Flows". Journal of Engineering and Thermophysics, Vol. 71, p. 334 (1998).
9. M. Ishii & M.A. Grolmes. "Inception Criteria for Droplet Entrainment in Two-Phase Concurrent Film Flow". AIChE Journal, Vol. 21 p. 308 (1975).
10. P. Yecko. "Viscous modes in two-phase mixing layers". Physics of Fluid, Vol. 14, p. 4115. (2002).
11. J.W. Spore et. Al. "TRAC-M/FORTRAN 90 (Version 3.0) Theory Manual". LA-UR-00-910 July 2000.
12. Crowe C.T. "Multiphase Flow Handbook (Mechanical Engineering)". CRC Press, Taylor and Francis Group (2006).
13. B.J. Azzopardi. "Drops in annular two-phase flow". International Journal of Multiphase Flow, Vol. 23, p. 1 (1997).
14. R.J.L. Fernandes, B.M. Jutte & M.G. Rodriguez. "Drag Reduction in Horizontal Annular Two-phase Flow". International Journal of Multiphase Flow, Vol. 30, p.1051 (2004).
15. S-C Yung, S. Calvert & H.F. Barbarlka. "Venturi Scrubber Performance Model" Environmental Science & Technology, Vol. 12, No 4, p. 456 (1978).
16. H. Zhao & C. Zheng. "Modeling of Gravitational Wet Scrubbers with Electrostatic Enhancement" Chemical Engineering Technology, Vol. 31, No 12, p. 1824 (2008).
17. Epstein M. "Theory of Scrubbing of Volatile Fission Product Vapour Containing Gas Jet in a Water Pool". ANS Winter Meeting, Washington DC, p. 21 (1990).