

FENÓMENO DE NUCLEACIÓN EN FLUJO VERTICAL DE CRUDOS TIPO FOAMY OIL

Carlos Andres Diaz Prada¹, Nicolás Santos Santos²,
César Augusto García Chinchilla³, Anibal Ordoñez Rodríguez⁴

RESUMEN

El crudo denominado Foamy Oil puede definirse como una fase continua líquida con alto contenido de gas que permanece disuelto durante condiciones en las que un gas asociado a un líquido convencional fluiría como fase independiente. El análisis de este fenómeno en la industria ha tenido un desarrollo notable referido a los crudos pesados debido a que algunos yacimientos productores de este tipo de hidrocarburos, bajo un mecanismo de gas en solución, han tenido un factor de recobro mayor al que pudiera predecir cualquier modelo aplicable a los crudos convencionales. El presente trabajo plantea un modelo numérico para determinar el comportamiento de la nucleación teniendo en cuenta las propiedades del fluido, especialmente la solubilidad de gas que redefine el valor de presión de burbuja obtenido de manera convencional, por cuanto esta establece el umbral a partir del cual el gas se redistribuye en el sistema, y los límites de este comportamiento se analizan en función de la velocidad del gas en la fase líquida, para lo cual se propone una función de distribución de probabilidad de frecuencia del tamaño de la burbuja en el sistema a un momento dado y el límite, que marca la separación de las fases, por medio del balance de fuerzas que se presenta sobre una burbuja de gas. La función obtenida mediante este balance permite modificar la solubilidad del gas en el líquido, con lo cual se define un contenido de gas a unas condiciones del sistema a partir del valor más probable de separación de un diámetro de burbuja que establece un nuevo enfoque en la definición de la función de nucleación de las burbujas de gas en un sistema de flujo en tubería vertical.

Palabras Clave: Foamy oil, Nucleación, Crudos pesados, Geometría de burbuja de gas, Velocidad de fases, Flujo vertical.

NUCLEATION PHENOMENON IN VERTICAL FLOW OF FOAMY OILS

ABSTRACT

A fluid called Foamy Oil is defined as a continuous liquid phase with a high content of dissolved gas remaining in conditions where a gas associated with a conventional liquid would flow as separate phase. The analysis of this phenomenon in the industry has had a remarkable development based on heavy oil reservoirs because some reservoirs characterized as gas in solution mechanism type had a higher recovery factor than could be predicted for conventional reservoirs. This paper presents a numerical model to determine the behavior of nucleation phenomena considering its properties, especially the gas solubility because this redefines the bubble pressure value obtained conventionally, since this sets the threshold at which the gas is redistributed in system, and the limits are defined according to the gas velocity in the liquid phase, for which a function of frequency probability distribution is proposed to define the bubble size distribution in the system and a limit through the forces balance obtained in a gas bubble, which marks the phases separation. The function obtained by this balance can modify the solubility of the gas in the liquid, thereby defining a gas content system conditions from the most probable value of bubble diameter separating which establishes a new approach to a function that helps to define the gas bubbles nucleation phenomenon in a foamy oil flow system in vertical flow.

Keywords: Foamy oil, Nucleation, Heavy oils, Gas bubble geometry, Phase velocity, Vertical flow.

1. Ingeniero de Petróleos. Instituto Colombiano del Petróleo- Ecopetrol, email: carlosan.diazpr@ecopetrol.com.co
2. Magister en Ingeniería de Hidrocarburos. Escuela de Ingeniería de Petróleos- UIS. Email: nicolas@uis.edu.co
3. Magister en Ingeniería de Hidrocarburos. Instituto Colombiano del Petróleo- Ecopetrol, email: cesarau.garcia@ecopetrol.com.co
4. Magister en Ingeniería de Hidrocarburos. Instituto Colombiano del Petróleo- Ecopetrol, email: anibal.ordonez@ecopetrol.com.co

INTRODUCCIÓN

La evaluación de los crudos pesados que caen bajo la denominación de Foamy Oil ha concentrado sus esfuerzos a nivel de yacimiento, en donde la distribución de fuerzas entre las fases durante la etapa de producción está regulada por velocidades bajas, estableciendo una dinámica dominada por las fuerzas viscosas, capilares y gravitacionales. Las condiciones definidas por el flujo en tubería vertical cambian esta dinámica, la cual puede caracterizarse a partir de un análisis del balance de fuerzas que actúan sobre una burbuja de gas cuya geometría asumida para este estudio es de tipo esférico. Este balance permite establecer la distribución de las burbujas en una unidad de flujo en donde el fenómeno de la nucleación se analice a condiciones a partir de las cuales se mantiene un tamaño de burbuja en el sistema antes de coalescer en función de la movilidad que alcanzan en proporción al tamaño que logran en el medio de flujo.

La nucleación al interior de una matriz líquida como un crudo extrapesado se considera como un fenómeno de cambio de fases controlado por una liberación de energía que se controla por la coalescencia de las burbujas, de modo que se puede hablar de una interfase entre el gas y el líquido y entre el gas que queda en contacto con los límites de la geometría. La primera interfase controla el fenómeno de la nucleación propiamente dicho y la conjugación de las dos regula el límite de la coalescencia de las burbujas, es decir, el cambio de patrón de flujo. De este modo, el núcleo es una geometría definida con el suficiente tamaño para mantener una superficie cuyo balance de fuerzas le permita mantenerse en suspensión hasta el punto en el cual la coalescencia define otro tamaño de núcleo. En este sentido, se define un tamaño crítico de núcleo, como límite inferior y el presente trabajo propone que el límite superior se defina partir del diámetro de la burbuja de Taylor.

DEFINICIÓN DE TAMAÑO DE BURBUJA EN EL SISTEMA

Para establecer el tamaño crítico cobra importancia la definición de la geometría de la burbuja. Una geometría de n -lados determinará una función de coalescencia, para una dimensión de 1 unidad por cada lado, cuando se tenga una burbuja de tamaño n^3 . Así, si se asume que la burbuja tiene una forma de icosaedro, tal y como se muestra en la figura 1.

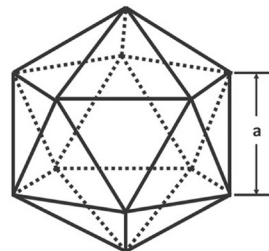


Figura 1. Geometría de burbujas poliédrica
Fuente: Autor

El valor de a puede definirse a partir del tamaño crítico, es decir 20^3 , en donde la longitud de a es de 15.4 unidades. Para las espumas de alta calidad, con contenido de gas mayor al 72%, se acepta una forma de tipo poliédrica regular en donde aplica esta relación pero en nuestro caso se asume una forma esférica en donde el tamaño crítico se puede definir a partir de las velocidades superficiales y la tensión superficial del medio.

La energía requerida para la formación del núcleo se puede expresar en términos de la tasa de nucleación, siguiendo a Kashchiev y Firoozabadi[1]:

$$J = \frac{dN}{dt} = Z_{exp} \left(\frac{-W}{RT} \right) = Z_{exp} \left(\frac{16\pi\sigma^3}{3RT(p_g - p_o)^2} \right) \quad (1)$$

Donde N es el número de núcleos por unidad de volumen, R es la constante de Boltzmann, T es la temperatura, σ es la tensión superficial y Z es el factor de Zeldovich definido por la siguiente correlación:

$$Z = \left(\frac{\sigma k T}{B} \right)^{0.5} \frac{1}{p_g A(r_c)} \quad (2)$$

En donde $A(r_c)$ es el área superficial del radio crítico y B es una constante que relaciona las presiones de las fases $(2p_g + p_o)/3p_g$.

Para que la burbuja de gas pueda formarse se requiere una energía de la fase líquida de modo que la presión en el líquido debe ser menor que la presión de equilibrio para que la burbuja se mantenga en suspensión. Los autores mencionados definieron la siguiente expresión para expresar la formación de la burbuja en términos de esta diferencia entre la presión del sistema y la presión de equilibrio representada por la diferencia de potenciales químicos de las fases:

$$\Delta\mu = \mu_l(p) - \mu_g(p) = RT \ln\left(\frac{p_e}{p}\right) \quad (3)$$

En donde μ_p y μ_g son los potenciales químicos del líquido y el gas, respectivamente y p_e y p son las presiones de equilibrio y del sistema. De acuerdo a estos autores, los volúmenes de gas que se forman como núcleos dentro de la fase líquida se puede obtener mediante la siguiente correlación:

$$V_g(t) = V_o N_o V_b(t,0) \quad (4)$$

En donde V_o es el volumen inicial de líquido, N_o es el número de burbujas por unidad de volumen y V_b es el volumen de una burbuja a un tiempo determinado. Los autores distinguen entre una nucleación progresiva e instantánea y definen la correlación anterior para la última; sin embargo, la correlación que domina la nucleación progresiva está en función de la tasa de nucleación, J , y que tiene que ver más con la coalescencia que con el fenómeno de nucleación en sí.

Se parte entonces de la unidad de análisis presentada en la Figura 2.

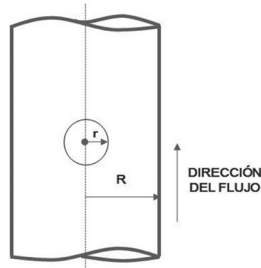


Figura 2. Unidad de análisis
Fuente: Autor

El tamaño de la burbuja a partir del cual se considera que se mantiene en solución durante un tiempo mayor al de un fluido convencional, se define entonces a partir de las velocidades, la tensión superficial y la geometría del sistema partiendo de la ecuación de Bernoulli para un fluido compresible, que relaciona la energía cinética disipada por el gas en el proceso:

$$\Delta E_{cinética} = \frac{\Delta p}{\rho} = \frac{Q^2}{2(\pi R^2)^2} \left(\frac{2rb^2R^2 - rb^4}{(rb^2 - R^2)^2} \right) \quad (5)$$

Con lo cual el diámetro crítico puede establecerse a partir de la siguiente correlación:

$$d_b = AV_{sg}^2 + BV_{sg} + CV_{sl} - D\sigma \quad (6)$$

En el presente estudio se asumen los siguientes valores:

Cuando $100 > V_{sl}/V_{sg} > 1000$
 $A=0.3804$; $B= 4.5878$, $C= 17.5425$ y $D= 0.1310$.

Cuando $100 > V_{sl} - V_{sg} > 10$
 $A=0.1057$; $B= 0.1274$, $C= -2.3286$ y $D= 0.1893$.

Cuando $10 > V_{sl} - V_{sg} > 1$
 $A=0.1057$; $B= 0.1274$, $C= -2.3286$ y $D= 0.1893$.

Estos valores deben definirse para los fluidos en función de datos experimentales y ajustar los valores de las constantes de acuerdo a los diámetro medidos. Diferencias de velocidades mayores definen una distribución de flujo que corresponde a una condición límite del sistema.

BALANCE DE FUERZAS EN LA UNIDAD DE ANÁLISIS

El límite del tamaño definido como crítico para el sistema se puede obtener a partir del balance de las fuerzas que rige el movimiento en la unidad de análisis. En este sentido, las fuerzas que actúan sobre el movimiento de una burbuja de gas en un medio líquido se presentan en la Figura 3.

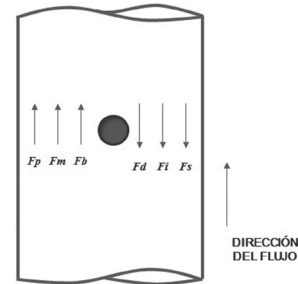


Figura 3. Fuerzas que actúan sobre el ascenso de una burbuja de gas
Fuente: Autor

Fuerza de flotación: F_b

Fuerza de momento de gas: F_m

Fuerza de presión: F_p

Fuerza de tensión superficial: F_s

Fuerza de arrastre: F_d

Fuerza inercial: F_i

El balance de estas fuerzas para una condición de equilibrio es el siguiente:

$$F_b + F_m = F_s + F_d + F_i \quad (7)$$

La definición de cada una de estas fuerzas y la inclusión en el balance para la determinación de la velocidad de ascenso, caracteriza las diferentes propuestas sobre el tema.

Kumar[2], definió estas fuerzas de la siguiente forma para determinar la velocidad de ascenso de la burbuja:

$$F_b = V(\rho_l - \rho_g)g$$

$$F_s = \pi 2R\gamma \cos\theta$$

$$F_i = Q^2 \left(\rho_g + \frac{11}{16} \rho_l \right) \frac{V^{-0.66}}{12} \pi \left(\frac{3}{4\pi^{0.66}} \right)$$

Y la masa de la burbuja puede definirse como: $\left(\frac{11}{16} \rho_l\right) Q t_e$ Donde t_e es el tiempo de expansión de la burbuja expresada en segundos.

Si se asume que la parte superior de la burbuja se mueve a una velocidad igual a la tasa de cambio del diámetro de la burbuja, de modo que la velocidad de crecimiento promedio de la burbuja es la velocidad de su centro, se tiene que la ecuación de balance de momentum quedaría de la siguiente forma[3]:

$$\frac{dmv_e}{dt_e} = m \frac{dv_e}{dt_e} + v_e \frac{dm}{dt_e} \quad (8)$$

En donde

$$v_e = \left(\frac{dr_e}{dt_e} \right) = \frac{Q}{4\pi r_e^2}$$

$$\frac{dv_e}{dt_e} = - \left[\frac{Q^2}{6} \pi \left(\frac{3}{4\pi^{2/3}} \right) \right] V^{-5/3}$$

Y

$$\frac{dm}{dt_e} = \left(\frac{11}{16} \rho_l \right) Q$$

De modo que la ecuación puede expresarse de la siguiente forma:

$$\frac{dmv_e}{dt_e} = \frac{Q^2 \left(\frac{11}{16} \rho_l \right) V^{-2/3}}{12\pi \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{2/3}} \quad Y \quad r_e = \left(\frac{Q}{4\pi v_e} \right)^{1/2} \quad (9)$$

Si se toma en cuenta la geometría, el desarrollo considera que la ecuación de movimiento se aplica al momento de la coalescencia de las burbujas, en la comunicación de las formas, y el volumen total de la burbuja justo antes

de esta coalescencia es la suma de los volúmenes de los núcleos ya formados. Si se considera un flujo de gas constante, que el medio líquido es uniforme y la burbuja es esférica, las fuerzas que actúan sobre las burbujas se pueden definir, siguiendo a Gaddis y Vogelpohl[4]:

$$F_b = \frac{\pi}{6} d_B^3 (\rho_l - \rho_g) g \quad (10)$$

$$F_m = \frac{\pi}{4} d_B^2 \rho_g D^2 \quad (11)$$

$$F_m = \frac{\pi}{4} d_B^2 \rho_g D^2 \quad (11)$$

$$F_p = \frac{\pi}{4} d_B^2 (\rho_g - \rho_l) \quad (12)$$

$$F_s = \pi d_B \sigma \quad (13)$$

$$F_i = (\rho_g V - \rho_l V_l) a \quad (15)$$

El balance puede darse en términos del diámetro de la burbuja (d_B) de la siguiente forma:

$$d_B^3 = S + \frac{L}{d_B} + \frac{T}{d_B^2} \quad (16)$$

Donde $S = \frac{6d_B \sigma (4 - W_e)}{4\Delta\rho_g}$

$$L = \left(\frac{135}{4\pi^2} + \frac{27\rho_g}{\pi^2\rho_l} \right) \frac{\rho_l V^2}{\Delta\rho_g}$$

Definiendo el número de Weber como:

$$W_e = \frac{16\rho_g V^2}{\pi^2 d_B^3 \sigma} \quad (17)$$

De este modo, el diámetro que debe alcanzar la burbuja para iniciar su coalescencia puede expresarse de acuerdo a los tres términos de la ecuación anterior:

$$d_B = \left[\left(\frac{6d_B \sigma}{\rho_l g} \right)^{4/3} + \left(\frac{81V}{\pi g} \right) + \left(\frac{135V^2}{4\pi^2 g} \right)^{5/3} \right]^{1/4} \quad (18)$$

VELOCIDAD DE ASCENSO DE LAS BURBUJAS

El comportamiento de la velocidad de ascenso de una burbuja en un líquido newtoniano ha mostrado tener un comportamiento casi lineal con el tamaño de la burbuja, de modo que hay una reducción en la movilidad del gas con un aumento de las fuerzas definidas por la viscosidad[5]. Para fluidos no newtonianos, la

relación entre el tamaño de la burbuja y su velocidad de ascenso depende de la viscosidad. En este sentido se ha encontrado en ocasiones una dependencia del tamaño de la burbuja a ciertas condiciones críticas, que para autores como Rodrigue se trata del efecto de la transición del régimen de Stokes al de Hadamard, pero puede asumirse que esto tiene que ver con la forma que adoptan las burbujas, ya que las discontinuidades en la velocidad que explican esta transición están gobernadas por el área superficial de contacto entre las dos fases [6].

En función de las zonas definidas por el valor de la velocidad del gas en función del diámetro de la unidad de análisis, se pueden determinar las condiciones que permiten la coalescencia de las burbujas. Las zonas se muestran en la Figura 4.

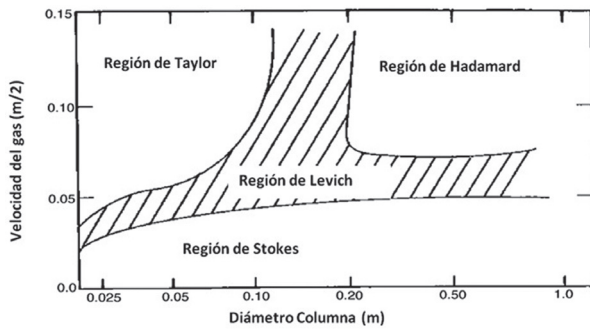


Figura 4. Regiones de Flujo definidas en función de la velocidad del gas en una columna de líquido

Fuente: Modificada por Autor de Kantarci N. et al.[7].

La correlación más conocida fue definida por Stokes, quien toma en cuenta las fuerzas de arrastre y de flotación en la siguiente correlación, en la región homónima:

$$V = \frac{2g(\rho_L - \rho_G)r_B^2}{9\mu} \quad (19)$$

La correlación funciona bajo las limitaciones de que no hay deslizamiento en la interface ni circulación interna, lo cual aplica para un sistema con burbujas muy pequeñas y muy bien distribuidas en la matriz líquida.

Por su parte, para la región de Hadamard la correlación es la siguiente:

$$V_T = \frac{126V_B^{0.66}}{\nu} \quad (20)$$

En una región intermedia o de transición, conocida como región de Levich, la correlación es la siguiente:

$$V = \frac{42V_B^{0.66}}{\nu} \quad (21)$$

Y finalmente, para la región de Taylor, en la cual la burbuja alcanza un tamaño crítico, la formulación es la planteada en la ecuación 22:

$$V = \frac{2}{3}(gr_B^3)^{0.5} \quad (22)$$

A partir del balance de fuerzas Kumar[2] encuentro que si se asume que la velocidad representa una condición de equilibrio de fuerzas en la burbuja (V_E), entonces se tiene que:

$$V_E^{5/3} = \frac{11}{192\pi\left(\frac{3}{4}\pi\right)^{2/3}g} Q^2 + \frac{3}{\left(\frac{3}{4}\pi\right)^{1/3}g} \frac{\mu}{\rho_l} QV_E^{1/3} + \frac{\pi D\sigma}{g\rho_l} V_E^{2/3} \quad (23)$$

Si las fuerzas en sentido del flujo son mayores que las fuerzas en sentido contrario, la burbuja se acelera y se asume que se separa cuando la parte superior ha cubierto una distancia igual que el radio de las fuerzas balanceadas de la burbuja.

Se asume entonces que la burbuja ha coalescido y su estado de balance de fuerzas puede describirse por medio de la segunda ley del movimiento de Newton de la siguiente forma:

$$V\chi \frac{dv}{dt} + Q\chi u = rV\Delta\rho g - 6\pi\mu(u+v) - \pi\gamma d\cos\theta - \quad (24)$$

$$\frac{\chi\left(3V\frac{dQ}{dt} + Q^2\right)}{12\pi(3/4\pi)^{0.66}V^{2/3}}$$

Donde $\chi = \left(\rho_g + \frac{11}{16}\rho_l\right)$

De acuerdo al balance propuesto por Gaddis y Vogelpohl[4] la velocidad de ascenso se define en función del valor de los Números de Reynolds (Re) y de Morton (Mo), mediante las siguientes correlaciones:

$$V_B = \frac{2g\rho_L r_B^2}{9\mu} \quad \text{para } Re < 2 \quad (25)$$

$$V_B = \frac{0.33g^{0.76}\rho_L^{0.52}r_B^{1.28}}{10\mu^{0.52}} \quad \text{para } 2 < Re < 4.02 \quad Mo^{-0.214} \quad (26)$$

$$V_B = 1.35\sqrt{\frac{\sigma g}{r_B \rho_L}}$$

$$\text{para } 4.02 \quad Mo^{-0.214} < Re < 3.10 \quad Mo^{-0.25} \quad (27)$$

$$V_B = 1.18 \left(\frac{\sigma g^2}{\rho_L} \right) \text{ para } Re > 3.10 Mo^{-0.25} \quad (28)$$

Donde $M_o = \frac{g \mu_L^4 (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l \sigma^3}$

Y $Re = \frac{\rho_l d_B^n V^{2-n}}{K}$

En el presente estudio se asume que la velocidad de ascenso de la burbuja se puede describir mediante la siguiente correlación:

$$V_B = \left(\frac{\rho_l g}{6C_D} \right)^{1/\mu_L} \mu_g d_B^{\frac{\mu_L \mu_g + 1}{\mu_L \mu_g}} \quad (29)$$

Esta correlación permite establecer la dinámica de las burbujas en la unidad de análisis en relación con la velocidad del fluido, de acuerdo al balance que se realiza sobre el sistema.

CONDICIÓN LÍMITE DE COALESCENCIA DE BURBUJA

La burbuja de Taylor es una denominación del flujo tipo Slug, en el que el gas forma una geometría de tipo semi-elipsoide con un diámetro (L_{TB}), que es casi igual al diámetro de tubería separado solamente por una capa de líquido cuyo espesor está controlado por la tensión superficial y la velocidad de flujo, y cuya longitud (L_{TB}), puede tener varias veces el valor del diámetro de la tubería, tal y como se muestra en la figura 5.

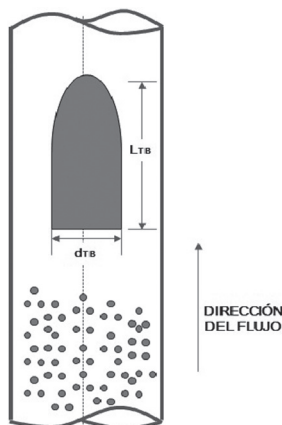


Figura 5. Diagrama general de una burbuja de Taylor
Fuente: Autor

Los resultados presentados por Akagawa y Sakaguchi[8] afirman que, debido a la gran diferencia entre la densidad del gas y del líquido, se puede asumir que la diferencia de presión entre el inicio y el final de la burbuja de

Taylor es pequeña, de modo que la superficie de ésta permanece como una superficie isobárica. El líquido que se mueve alrededor de la burbuja está controlado por la gravedad, la tensión superficial y la fricción, de modo que un cambio en la velocidad afecta la geometría del Slug. Si la distancia entre estas burbujas es suficiente, significa que su movimiento se presenta a velocidad constante, pero variaciones en la velocidad provoca su coalescencia, en cuyo caso se habla de un patrón de flujo tipo agitado (Churn).

El análisis dimensional de este tipo de burbuja muestra que la velocidad de flujo y el espesor de la película son funciones de la viscosidad y densidad del líquido, de la diferencia de densidades entre las fases, del coeficiente de tensión superficial entre las fases y de la geometría del medio[9]. Estas variables se agrupan en grupos adimensionales, cuyos valores más importantes son:

Número de Eötvos: $E_o = \frac{g(\rho_l - \rho_g) D^2}{\sigma}$ (30)

Este número muestra la relación entre la fuerza de flotación y la fuerza de tensión superficial.

Número de Morton: $M_o = \frac{g \mu_L^4 (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l \sigma^3}$ (31)

Este número define el efecto de la viscosidad del líquido sobre la distribución del flujo.

Número de Froude: $F_r = V_b \left(\frac{\rho_l}{(\rho_l - \rho_g) g d_b^2} \right)^{0.5}$ (32)

Número que permite determinar la velocidad de flujo de la burbuja a partir de una combinación de los dos números anteriores.

La burbuja de Taylor asciende a una velocidad regulada por el balance de fuerzas de flotación, inercia del líquido, viscosidad y tensión superficial. Además, depende de los flujos, la geometría del sistema y de las propiedades de los fluidos (viscosidad, densidad y tensión superficial). Para determinar esta velocidad se han encontrado tres regímenes, definidos por la prevalencia de una de las fuerzas del sistema. Si la fuerza inercial controla la velocidad, se asume un flujo potencial, en donde se puede determinar mediante la siguiente correlación:

$$U_{TB} = C2(gD)^{0.5} \quad (33)$$

Donde D es el diámetro de la tubería y C2 es una constante, definida por el número de Froude, que normalmente se encuentra entre 0.361 y 3.37[8].

Si la fuerza prevalente es la viscosidad, la relación $\rho g D / \mu$ es menor a 2 tomando el siguiente valor de K para la ecuación anterior:

$$K = 0.01 \rho g D / \mu \quad (34)$$

Si se asume que todas las fuerzas son importantes se plantea usar la siguiente correlación de K [10]:

$$K = 0.345(1 - e^{-0.018Fr/0.345})(1 - e^{3.37-Eo/m}) \quad (35)$$

En donde Fr y Eo , son los números de Froude y Eötvös, respectivamente.

En este caso, la velocidad se calcula a partir de una modificación:

$$U_{TB} = K \left(\frac{gD(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l} \right)^{0.5} \quad (36)$$

Y el valor de m está en función del número de Reynolds.

Si $Re > 250$, $m = 10$

Si $18 < Re < 250$, $m = 69R^{-0.35}$

Si $Re < 18$, $m = 25$

La desigualdad que se plantea para determinar el tamaño crítico a partir del cual se forma la burbuja de Taylor se resuelve asumiendo una constante representada por el número de Eötvös (E_o), la cual define que la burbuja empieza a ascender a valores de E_o superiores a 4.

El presente estudio define que el valor límite del tamaño de la burbuja se puede establecer a partir del tamaño de la burbuja de Taylor por medio del siguiente balance:

$$F_b + F_m + F_s \geq F_d + F_i \quad (37)$$

Reemplazando los términos definidos en función de los números de Morton, Reynolds y Froude se obtiene:

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{6} d_{TB}^3 (\rho_l - \rho_g) g + \frac{\pi}{4} d_{TB}^2 \rho_g D^2 + \frac{\pi}{4} d_{TB}^2 (\rho_g - \rho_l) = \\ \frac{\pi}{4} d_{TB}^2 C_D \frac{\rho_l W_L^2}{2} + (\rho_g V - \rho_l V_l) \end{aligned} \quad (38)$$

De modo que el diámetro se presenta como una ecuación polinómica de la siguiente forma:

$$A d_{TB}^3 + B d_{TB}^2 = C \quad (39)$$

Donde:

$$A = \frac{\pi}{6} (\rho_l - \rho_g) g; \quad B = \frac{\pi}{4} \left(\rho_g D^2 + \Delta\rho - C_D \frac{\rho_l D^2}{2} \right);$$

$$C = (\rho_g V - \rho_l V_l) a$$

Solucionando en función de d_{TB} se obtiene la siguiente solución para el valor del diámetro de la burbuja de Taylor:

$$\begin{aligned} d_{TB} = \left(- \frac{3 \left(\rho_g D^2 + \Delta\rho - C_D \frac{\rho_l D^2}{2} \right)^3}{4((\rho_l - \rho_g)g)^3} + \right. \\ \left. \sqrt{\frac{\left(\rho_g D^2 + \Delta\rho - C_D \frac{\rho_l D^2}{2} \right)^3}{12((\rho_l - \rho_g)g)^2} + \frac{16((\rho_l - \rho_g)g)^2 (\rho_g V - \rho_l V_l) a^2}{9\pi \left(\rho_g D^2 + \Delta\rho - C_D \frac{\rho_l D^2}{2} \right)^3} - \frac{(\rho_g V - \rho_l V_l) a}{9}} \right)^{1/3} + \\ \left(- \frac{3 \left(\rho_g D^2 + \Delta\rho - C_D \frac{\rho_l D^2}{2} \right)^3}{4((\rho_l - \rho_g)g)^3} - \right. \\ \left. \sqrt{\frac{\left(\rho_g D^2 + \Delta\rho - C_D \frac{\rho_l D^2}{2} \right)^3}{12((\rho_l - \rho_g)g)^2} + \frac{16((\rho_l - \rho_g)g)^2 (\rho_g V - \rho_l V_l) a^2}{9\pi \left(\rho_g D^2 + \Delta\rho - C_D \frac{\rho_l D^2}{2} \right)^3} - \frac{(\rho_g V - \rho_l V_l) a}{9}} \right)^{1/3} \end{aligned} \quad (40)$$

Esta función determina entonces el límite del tamaño que puede tomar la burbuja en la unidad de análisis del presente estudio. La geometría del sistema, representada por el diámetro de la tubería, es el parámetro que tiene mayor influencia sobre el diámetro que puede alcanzar la burbuja de Taylor, según la solución que se ha presentado. Las velocidades de las fases tienen un papel igual de fundamental.

DISTRIBUCIÓN DE BURBUJAS A PARTIR DEL ANÁLISIS DE NUCLEACIÓN Y COALESCENCIA

Debido a que el fluido tipo Foamy Oil puede considerarse como un fluido no newtoniano, se presenta una corrección basada en el índice de consistencia (k) y el índice de comportamiento de flujo (n), en donde se integra una función de distribución de densidad de forma y distribución de las burbujas en la matriz líquida de tipo Weibull, la cual define una tasa de coalescencia de las burbujas en función de la forma y una escala de distribución. La función tiene la siguiente expresión:

$$f(r_B; \alpha, \beta) = \frac{\alpha}{\beta \alpha} r_B^{\alpha-1} e^{-\left(\frac{r_B}{\beta}\right)^\alpha} \quad \text{para } x \geq 0 \quad (41)$$

En donde α es el parámetro de forma y β es el parámetro de escala de la distribución.

Para el caso de las variables que se presentan en el modelo planteado, el parámetro de forma hace referencia al tamaño límite de las burbujas a partir del cual se considera que coalescen y el parámetro de escala de la distribución se relaciona con la densidad de los diámetros que permite establecer la geometría de flujo del sistema, es decir, que el valor corresponde a la función de la formación de la burbuja de Taylor, como valor límite de la escala que define su rango de aplicación.

La predicción de la profundidad de separación de estas burbujas, esto es, la profundidad a partir de la cual coalescen los núcleos formados al obtener un nuevo tamaño, a partir de la función propuesta se puede analizar a partir de la sensibilidad sobre las variables de la unidad.

Utilizando la función de distribución presentada en la ecuación 41, en donde se integra la correlación propuesta para la definición de la distribución de las burbujas a través de la tubería, que toma el valor de d_{TB} para el término β . Por su parte, el parámetro de forma, α , depende de la distribución de la cantidad de burbujas de cierto tamaño en un momento determinado, considerando que el tamaño más probable se define a partir de la ecuación 18, lo cual permite determinar la velocidad de ascenso de la siguiente forma:

$$V_B = \left(\frac{\rho_l g}{6C_D} \right)^{1+\mu_l \mu_g} d_B^{\frac{\mu_l \mu_g + 1}{\mu_l \mu_g}} \quad (42)$$

Esta ecuación es una modificación de la ecuación de Gaddis y Vogelpohl[4] presentada anteriormente desde la ecuación 25 hasta la 28, y los valores de los parámetros que la constituyen se definieron en función de la consistencia de la profundidad de separación de las burbujas para diferentes diámetros del sistema.

El uso de la correlación presentada en la ecuación 42, definiendo la presencia de las burbujas y el tamaño de la burbuja de Taylor, como condición límite de un núcleo de gas en la matriz líquida, a partir de la función presentada en la ecuación 41, permite establecer la profundidad a partir de la cual el gas se empieza

a separar del líquido y fluye como fase libre, lo cual permite definir el diseño de sistemas de separación de gas que tengan mayor eficiencia de operación.

La profundidad de separación se determina entonces en relación con la velocidad superficial de la mezcla (V_m), mediante la ecuación 43:

$$V_m = V_{sg} + V_{sl} \quad (43)$$

Donde $V_{sg} = \frac{Q_g}{A}$ y $V_{sl} = \frac{Q_l}{A}$

Se define una velocidad relativa entre la burbuja y la mezcla:

$$V_{rel} = V_B - V_m \quad (44)$$

Y en función del tiempo que requiere cada diámetro de burbuja en ascender a la velocidad relativa por la columna de líquido, se define la profundidad a la cual se separa. La comparación de la correlación propuesta para la velocidad de separación de las burbujas frente a las correlaciones propuestas en la literatura, se muestra a partir de la figura 6.

EVALUACIÓN DE PROFUNDIDAD DE SEPARACIÓN DE GAS COMO LÍMITE DEL FENÓMENO DE NUCLEACIÓN

El límite del fenómeno de nucleación se determina a partir de la velocidad de ascenso de las burbujas, ya que desde el momento a partir del cual se separan, abandonan la región en la que permanece determinada por una geometría definida en la cual la velocidad de ascenso puede describirse a partir del balance de fuerzas del sistema. El análisis de las condiciones del sistema permite definir las siguientes variables que pueden afectar este límite de la nucleación: Relación gas-aceite (GOR), diámetro de la tubería, condición de presión.

El efecto del GOR, asumiendo que la geometría de la burbuja se conserva para valores altos de esta relación, se muestra en la figura 6.

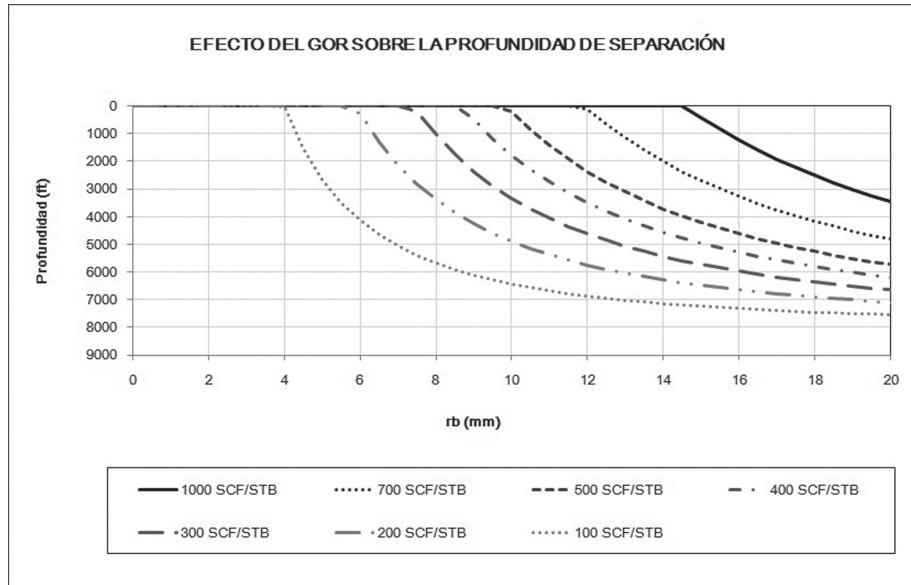


Figura 6. Variación de la profundidad de separación del gas en función del GOR
Fuente: Autor

A valores de GOR elevados la coalescencia ocurre a profundidades mayores, es decir, a tiempos tempranos, debido a que la velocidad relativa crece de manera proporcional a la velocidad de ascenso de la burbuja y la velocidad superficial de las fases en el sistema.

El efecto de la geometría de flujo se puede analizar en función del diámetro interno de la tubería que constituye la unidad de análisis.

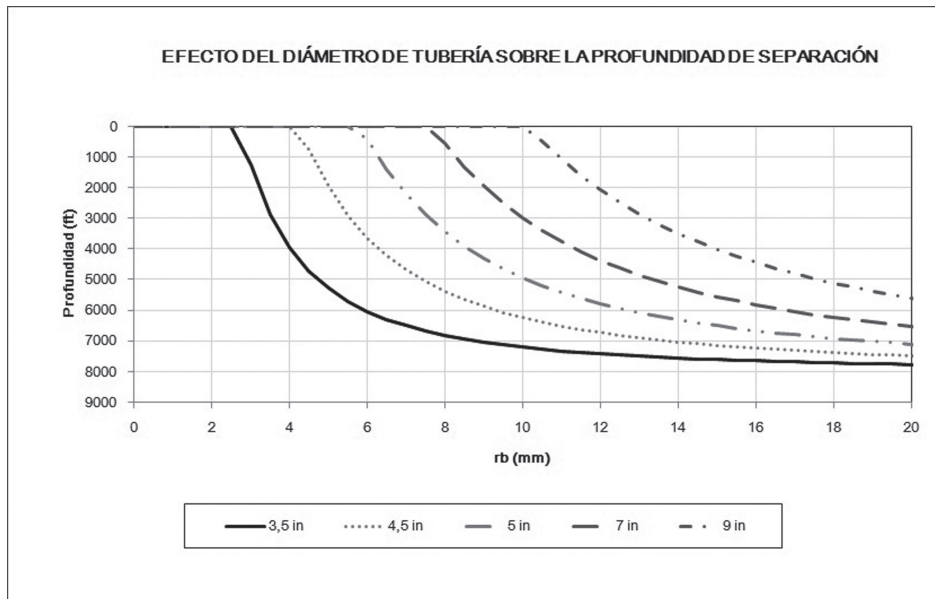


Figura 7. Variación de la profundidad de separación del gas en función del diámetro de la tubería
Fuente: Autor

El efecto se determina por el área de flujo disponible para la coalescencia de las burbujas ya que un área transversal mayor significa una velocidad superficial menor y una velocidad de ascenso se incrementa, acelerando de esta forma la separación. La curva

corresponde a un valor de GOR de 250 SCF/STB. Se define además el efecto de las condiciones de frontera del sistema a partir del valor de la presión en cabeza de pozo (THP).

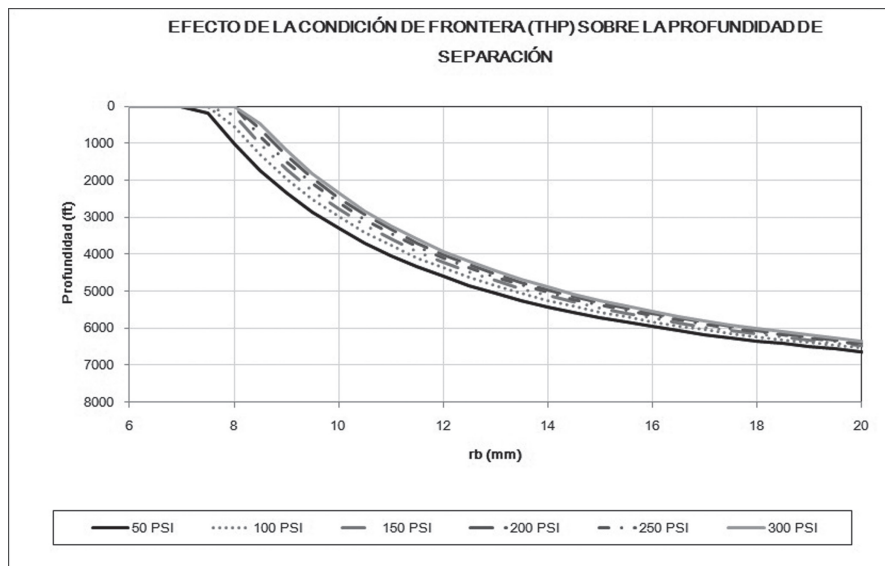


Figura 8. Variación de la profundidad de separación del gas en función de la variación de la presión en cabeza de pozo
Fuente: Autor

A un valor menor en la frontera se presenta una liberación más temprana debido a que la presión en todos los puntos del sistema disminuye, lo cual es consistente con una condición de liberación del gas. Sin embargo, la variación no es tan pronunciada ya que las burbujas de un mismo diámetro coalescen a una profundidad con una variación menor al 10% a una profundidad media.

Donde β está en función del tamaño de la burbuja de Taylor, como parámetro de escala de la distribución y α , en función del contenido de burbujas de un tamaño definido a una profundidad determinada, lo cual está definido por la velocidad de ascenso de las burbujas, actúa como parámetro de forma.

La función definida para la distribución del tamaño y la cantidad de las burbujas, se establece en la ecuación 45:

La variación de estos parámetros sobre la distribución de las burbujas de gas a una profundidad determinada, tiene el siguiente comportamiento:

$$f(r_b; \alpha, \beta) = \frac{\alpha}{\beta \alpha} r_b^{\alpha-1} e^{-\left(\frac{r_b}{\beta}\right)^\alpha} \quad (45)$$

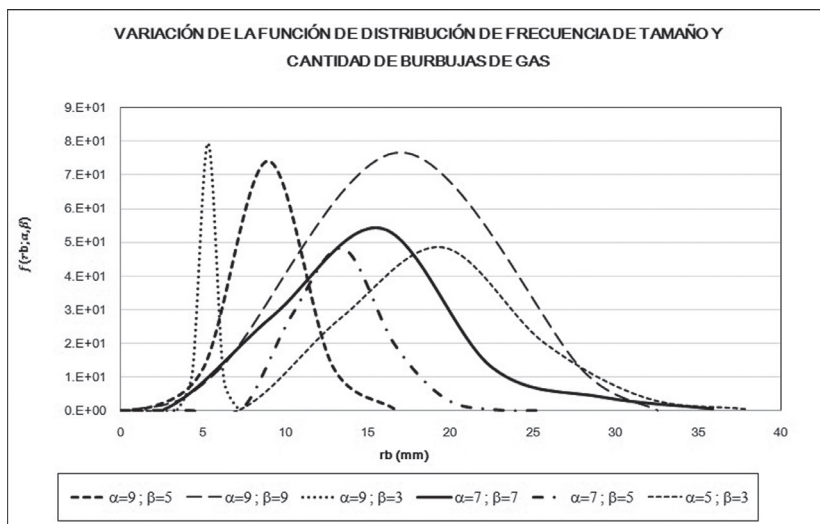


Figura 9. Variación de la función de distribución de frecuencia de tamaño y cantidad de burbujas de gas
Fuente: Autor

La distribución de las burbujas depende entonces de la geometría del sistema y las velocidades del gas y del líquido. El efecto que tiene el deslizamiento sobre esta distribución no fue tenido en cuenta pero puede definir otro tipo de distribuciones por cuanto es un parámetro que incide en la velocidad relativa entre las fases.

CONCLUSIONES

El fenómeno de la nucleación se analizó a partir del balance de fuerzas que actúan sobre una burbuja de gas de geometría esférica en un medio líquido. El balance define la velocidad de ascenso de las burbujas de gas y mediante la velocidad relativa respecto a la velocidad del líquido se calculó la separación de las burbujas de un diámetro de burbujas de gas determinado. La derivación de la expresión de esta velocidad se dio a partir del desarrollo de este balance considerando que, debido a los números de Reynolds presentes en la unidad de análisis, aplica la segunda ley del movimiento de Newton en donde la nucleación se presenta cuando la burbuja se acelera y se asume que se separa cuando la parte superior ha cubierto una distancia igual que el radio de las fuerzas balanceadas de la burbuja.

El diámetro de separación se define mediante una función de distribución de probabilidad cuyo límite superior es el diámetro de la burbuja de Taylor, el cual identifica a un patrón de flujo tipo slug. Este diámetro responde a un balance sobre la burbuja en donde las fuerzas de ascenso predominan en la dirección de flujo, con lo cual se obtiene una solución del valor del diámetro de esta burbuja a partir de una función cúbica.

Se definió una función para la distribución del tamaño y la cantidad de las burbujas de tipo Weibul, en la cual el parámetro de forma (α) está en función de los diámetros de burbuja cuyo balance permite establecer condiciones de equilibrio dentro de la fase líquida y el parámetro de escala de la distribución (β) corresponde al diámetro de la burbuja de Taylor. Esta función actúa como factor de corrección de la modificación de la solubilidad de gas.

La validación del modelo propuesto se realiza a través de dos etapas. La primera corresponde al ajuste del comportamiento de las fases (PVT del fluido) y la segunda tiene que ver con las especificaciones de diseño del sistema de separación de fondo, lo cual se sustenta con la medición del volumen de gas que se obtiene por el anular. De este modo, la función de velocidad de separación que se plantea permite predecir el límite a partir del cual sucede la separación de gas a la

profundidad de asentamiento del separador y definir el volumen de estas burbujas de gas, que superan el límite de la nucleación, respecto a la medición de gas separado en fondo de pozo.

NOMENCLATURA

γ : Velocidad de deformación (s^{-1})
 n : Índice de comportamiento de flujo, adimensional
 k : Índice de consistencia de flujo (Pa-s)
 J : Tasa de Nucleación (ft^3/s ó m^3/s)
 N : Número de núcleos por unidad de volumen, adimensional
 R : Constante de Boltzmann (BTU/hr ft R)
 T : Temperatura ($^{\circ}F$)
 Z : factor de Zeldovich (adim.)
 ρ_g : Presión de la fase gaseosa (PSI)
 ρ_o : Presión de la fase líquida (PSI)
 μ_l : Potencial químico del líquido
 μ_g : Potencial químico del gas
 ρ_e : Presión de equilibrio (PSI)
 V_o : Volumen de crudo (ft^3)
 V_g : Volumen de una burbuja de gas (ft^3)
 N_o : Número de burbujas por unidad de volumen, adimensional
 R_e : Número de Reynolds, adimensional.
 Q : Caudal de fluido (BPD)
 σ : Tensión superficial, (lbf/ft)
 rb : Radio de la burbuja (pulg ó cm)
 R : Radio de tubería (pulg. ó cm)
 F_b : Fuerza de flotación (lbf)
 F_m : Fuerza de momento de gas (lbf)
 F_p : Fuerza de presión (lbf)
 F_s : Fuerza de tensión superficial (lbf)
 F_d : Fuerza de arrastre (lbf)
 F_i : Fuerza inercial (lbf)
 M_o : Número de Morton
 E_o : Número de Eötvos
 F_r : Número de Froude
 t_e : tiempo de expansión de la burbuja (s)
 m : masa de la burbuja (lbf-s²/ft)
 g : Gravedad (ft/s^2)
 v_e : Velocidad de crecimiento de la burbuja (ft/s)
 r_e : Radio crítico de la burbuja (pulg ó cm)
 V : Velocidad instantánea (ft/s)
 V_E : Velocidad de equilibrio de la burbuja (ft/s)
 d_{TB} : Diámetro de la burbuja de Taylor (pulg ó cm)
 L_{TB} : Longitud de la burbuja de Taylor (pulg ó cm)
 d_B : Diámetro de la burbuja (pulg ó cm)
 V_B : Velocidad de la burbuja (ft/s)
 U_{TB} : Velocidad de burbuja de Taylor (ft/s)
 V_{sg} : Velocidad superficial de la fase gaseosa (ft/s)
 V_{sl} : Velocidad superficial de la fase líquida (ft/s)

C_D = Coeficiente de arrastre, adimensional
 α = Parámetro de forma, adimensional
 β = Parámetro de escala de la distribución, adimensional

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. KASHCHIEV, D.; FIROOZABADI, A. "Kinetics of the Initial Stage of Isothermal Gas Formation". *Journal of Chemical Physics*. 1993, vol 98, núm 6, p. 4690-4699.
2. KUMAR, R. "A unified approach to bubble and drop formation". *Chemical Engineer Science*. 1971, vol 26, p. 177-1843.
3. ALBARTAMANI, Nasser Salim. "Experimental Studies on "Foamy oil" phenomena". Thesis Ph. D. University of Alberta, 2000.
4. GADDIS, E. S.; VOGELPOHL, A. "Bubble Formation in Quiescent Liquids under Constant Flow Conditions". *Chemical Engineering Science*. 1986, vol. 41, núm 1, p. 97-105.
5. RODRIGUE, D. "A general correlation for the Rise Velocity of Single Gas Bubbles". *The Canadian Journal of Chemical Engineering*. 2004, vol 82, p. 382-386.
6. BRENNEN, Christopher. *Fundamentals of Multiphase Flows*. California Institute of Technology. California: Cambridge University Press, 2005. ISBN 0521 848040.
7. KANTARCI, Nigar; BORAK, Fahir; ULGEN, Kutlu. "Bubble column reactors". *Process Biochemistry*. 2005, vol 40, p. 2263-2283.
8. AKAGAWA, K.; SAKAGUCHI, T. "Fluctuation in Void Ratio in two-Phase Flow". *Bulletin JSME*. 1996, vol9, p. 104-120.
9. TAHA, Taha; CUI, Z.F. "CFD modeling of slug flow inside square capillaries", *Chemical Engineering Science*, 2006, vol 61, p. 665-675.
10. WALLIS, G.B. (1969); "One Dimensional Two-phase Flow", New York: McGraw-Hill, 1969, Cap. 9. ISBN: 07-067942-8.

Recepción: 29 de Abril de 2013

Aceptación: 14 de Junio de 2013