ANEXO Análisis de Consecuencias: descripción de modelos y ejemplos.

Todos los procesos tienen un potencial de riesgo. Para gestionar los riesgos de forma eficaz, es necesario estimarlos. Dado que el riesgo es una combinación de frecuencia y consecuencia, la consecuencia (o impacto) el análisis de es un paso necesario en el proceso de gestión de riesgos.

Este capítulo proporciona una descripción general de los modelos de consecuencias y efectos comúnmente utilizados en CPQRA (como se muestra en la Figura 2.1). Los accidentes comienzan con un incidente, que normalmente resulta en la pérdida de contención del material del proceso. El material tiene propiedades peligrosas, que pueden incluir propiedades tóxicas y contenido energético. Los incidentes típicos pueden incluir la ruptura o rotura de una tubería, un agujero en un tanque o tubería, una reacción descontrolada, un incendio externo al recipiente, etc. Una vez definido el incidente, se seleccionan modelos de origen para describir cómo se descargan los materiales del proceso. El modelo fuente proporciona una descripción de la tasa de descarga, la cantidad total descargada (o tiempo total de descarga) y el estado de la descarga, es decir, sólido, líquido, vapor o una combinación.

Posteriormente se utiliza un modelo de dispersión para describir cómo se transporta el material a favor del viento y se dispersa hasta algunos niveles de concentración. Para las emisiones inflamables, los modelos de incendio y explosión convierten la información del modelo fuente sobre la liberación en potenciales de peligro energético, como radiación térmica y sobrepresiones de explosión. Los modelos de efectos convierten estos resultados específicos del incidente en efectos sobre las personas (lesiones o muerte) y sobre las estructuras.

También se podrían considerar los impactos ambientales (Paustenbach, 1989), pero no se consideran aquí. Los factores de mitigación, como rociadores de agua, sistemas de espuma y refugio o evacuación, proporcionan un refinamiento adicional, que tienden a reducir la magnitud de los posibles efectos en incidentes reales.

Se ofrecen buenas reseñas de los modelos de consecuencias en Growl y Louvar (1990), Fthenakis (1993), Lees (1986, 1996), Marshall (1987), Mecklenburgh (1985), Rijnmond Public Authority (1982), TNO (1979) y Centro Warren (1986).

El objetivo de este capítulo es revisar la gama de modelos actualmente disponibles para el análisis de consecuencias. Parte del material sobre estos modelos está disponible, ya sea en la literatura general o como parte de la serie de publicaciones AICHE/CCPS. Cuando estén disponibles de otro modo, no se proporcionan descripciones detalladas del modelo; en cambio, se dirige al lector a las referencias específicas. De lo contrario, se proporciona una descripción adecuada para los cálculos iniciales.

Análisis de consecuencias para lograr un resultado conservador. Todos los modelos, incluidos los modelos de consecuencias, tienen incertidumbres. Estas incertidumbres surgen debido a (1), una comprensión incompleta de la geometría de la liberación, es decir, el tamaño del orificio, (2) propiedades físicas desconocidas o mal caracterizadas, (3) una comprensión deficiente del proceso químico o de liberación, y (4) comportamiento de mezcla desconocido o poco comprendido, por nombrar algunos.

Las incertidumbres que surgen durante el procedimiento de modelado de consecuencias se tratan asignando valores conservadores a algunas de estas incógnitas. Al hacerlo, se obtiene una estimación conservadora de la consecuencia, definiendo los límites de la envolvente de diseño. Esto garantiza que el diseño de ingeniería resultante para mitigar o eliminar el peligro esté sobrediseñado. Sin embargo, se debe hacer todo lo posible para lograr un resultado coherente con las exigencias del problema.

Para cualquier estudio de modelado en particular, pueden estar presentes varios receptores que requieren decisiones diferentes para un diseño conservador. Por ejemplo, el modelado de dispersión basado en una liberación a nivel del suelo maximizará las consecuencias para la comunidad circundante, pero no maximizará las consecuencias para los trabajadores de la planta en la parte superior de una estructura de proceso.

Para ilustrar el modelado conservador, considere un problema que requiere una estimación de la tasa de descarga de gas de un orificio en un tanque de almacenamiento. Esta tasa de descarga se utilizará para estimar las concentraciones del gas a favor del viento, con la intención de estimar el impacto toxicológico. La tasa de descarga depende de una serie de parámetros, que incluyen (1) el área del orificio (2) la presión dentro y fuera del tanque (3) las propiedades físicas del gas y (4) la temperatura del gas, por nombrar algunos.

La realidad de la situación es que la tasa máxima de descarga de gas se producirá cuando se produzca la fuga por primera vez, y la tasa de descarga disminuirá en función del tiempo a medida que disminuye la presión dentro del tanque. La solución dinámica completa a este problema es difícil, ya que requiere un modelo de descarga de masa acoplado a un balance de materia sobre el contenido del tanque. Se requiere una ecuación de estado (quizás no ideal) para determinar la presión del tanque dada la masa total. También son posibles efectos de temperatura complicados.

No necesariamente se requiere un esfuerzo de modelación de este detalle para estimar la consecuencia.



FIGURA 2.1. Diagrama lógico general de los modelos de consecuencias de emisiones de sustancias volátiles y peligrosas.

Un procedimiento mucho más simple es calcular la tasa de descarga másica en el instante en que ocurre la fuga, suponiendo una temperatura y presión fijas dentro del tanque son iguales a la temperatura y presión iniciales. La tasa de descarga real en momentos posteriores siempre será menor y las concentraciones a favor del viento siempre serán menores. De esta manera se garantiza un resultado conservador.

Para el área del orificio, una posible decisión es considerar el área de la tubería más grande conectada al tanque, ya que las desconexiones de las tuberías son una fuente frecuente de fugas en el tanque. Nuevamente, esto maximizará las consecuencias y asegurará un resultado conservador. Este procedimiento continúa hasta que se especifican todos los parámetros del modelo.

Desafortunadamente, este procedimiento puede tener consecuencias muchas veces mayores que las reales, lo que lleva a un posible diseño excesivo de los procedimientos de mitigación o los sistemas de seguridad. Esto ocurre, en particular, si durante el análisis se toman varias decisiones y cada decisión produce un resultado máximo. Por este motivo, el análisis de consecuencias debe abordarse con inteligencia atemperada con una buena dosis de realidad y sentido común.

2.1. Modelos fuente

Los modelos de fuente se utilizan para definir cuantitativamente el escenario de liberación estimando las tasas de descarga (Sección 2.1.1), la cantidad total liberada (o la duración total de la liberación), el alcance de la inflamación y la evaporación de un charco de líquido (Sección 2.1.2) y la formación de aerosoles. (Sección 2.1.2). Los modelos de dispersión convierten las salidas de los términos de la fuente en campos de concentración a favor del viento desde la fuente (Sección 2.1.3). La relación entre los modelos de fuente y dispersión, y los distintos tipos de modelos, se muestra esquemáticamente en la Figura 2.2. Como se muestra en la Figura 2.2, los modelos de fuente se utilizan para seleccionar el modelo de dispersión apropiado.

2.1.1. Modelos de tasa de descarga

2.1.1.1. FUNDAMENTOS

Objetivo. La mayoría de los incidentes peligrosos agudos comienzan con una descarga de material inflamable o tóxico de su contención normal. Esto puede deberse a una grieta o fractura de los recipientes o tuberías del proceso, a una válvula abierta o a un respiradero de emergencia. Estas fugas pueden ser gaseosas, líquidas o liberaciones intermitentes de líquido y gas en dos fases. Para cada una de ellas son apropiados diferentes modelos; desafortunadamente, no existe un modelo único para todas las aplicaciones. Las estimaciones de la tasa de descarga y la cantidad total liberada (o la duración de la liberación) son esenciales como datos de entrada para otros modelos (como se muestra en la Figura 2.2). La cantidad total liberada puede ser mayor o menor que el volumen del recipiente (dependiendo de las tuberías de conexión, válvulas de aislamiento, etc.).



FIGURA 2.2. Diagrama lógico para modelos de descarga y dispersión.

Objective of Study	Conservative Design Approach
1. Protect vessel from overpressure	Estimate minimum flow through emergency relief system.
2. Design downstream treatment system.	Estimate maximum flow through emergency relief system to give maximum load on downstream equipment.
3. Estimate external consequences of emergency relief system release.	 (a) Estimate maximum discharge from emergency relief system to give maximum source term and downwind concentrations. (b) Consider most likely release.

TABLA 2.1. Enfoques de diseño conservadores basados en el objetivo del estudio de riesgos

<u>Filosofía</u>. La tecnología subyacente para las descargas de gases y líquidos está bien desarrollada en la teoría de la ingeniería química y hay descripciones completas disponibles en referencias estándar como Perry y Green (1984) y Crane Co. (1986). Se pueden encontrar revisiones de los modelos de tasa de descarga en las Guías para modelos de dispersión de nubes de vapor (AIChE/CCPS 1987a, 1996a), su libro de trabajo complementario (AIChE/CCPS, 1989a), Growl y Louvar (1990), Fthenakis (1993), API (1995) y AIChE/CCPS (1996a). AIChE/CCPS (1995a) también presenta una descripción cualitativa del método.

El tratamiento de una descarga intermitente de dos fases es más empírico. Las investigaciones iniciales para la industria nuclear han sido complementadas por el Instituto de Diseño de Sistemas de Alivios de Emergencia (DIERS) AIChE, como lo describen Fisher (1985), Fisher et al. (1992) y Boicourt (1995). La filosofía de diseño con los modelos DIERS es seleccionar la tasa de descarga mínima a la presión de diseño de la unidad de proceso y maximizar el área de alivio mediante la selección de un modelo de flujo de masa mínimo. Muchos de estos modelos también suponen que no hay deslizamiento, lo que tiende a dar como resultado predicciones de descarga de masa más bajas. El uso de estos modelos de flujo de masa para representar modelos de fuente dará como resultado una predicción insuficiente de la tasa de descarga y, por lo tanto, para problemas de dispersión, un resultado no conservador.

La Tabla 2.1 muestra cómo el objetivo del estudio determina el enfoque de diseño conservador y, por tanto, el modelo fuente seleccionado. Si el objetivo del estudio es proteger al recipiente mediante el diseño del sistema de alivio de emergencia, entonces se elige un modelo de fuente para minimizar el flujo másico del sistema de alivio y así maximizar el área del mismo. Normalmente se seleccionaría un modelo de flujo de dos fases como modelo fuente. Si, por otro lado, el objetivo del estudio es diseñar un sistema de contención/tratamiento aguas abajo, entonces se selecciona un modelo de fuente para maximizar la descarga del flujo másico. En este caso podría ser apropiado un modelo de descarga de líquido monofásico. Finalmente, si el objetivo del estudio es determinar las consecuencias de la liberación para la comunidad, entonces se

selecciona un modelo de fuente para maximizar la descarga masiva y maximizar las concentraciones a favor del viento.

Aplicaciones. Los modelos de descarga son la primera etapa en el desarrollo de la mayoría de las estimaciones de consecuencias utilizadas en CPQRA, como se muestra en la Figura 2.1. Las aplicaciones de interés son aquellas relacionadas con dos categorías de emisiones de proceso: emisiones de emergencia diseñadas (por ejemplo, válvulas de alivio) y emisiones de emergencia no planificadas (por ejemplo, fallas de contención).

Las emisiones continuas (p. ej., respiraderos de procesos) y las emisiones fugitivas (p. ej., pérdidas por respiración de rutina en tanques de almacenamiento) no suelen ser el foco de la CPQRA.

2.1.1.2. DESCRIPCIÓN

Descripción de la Técnica. El primer paso del procedimiento es determinar un escenario apropiado. La Tabla 2.2 contiene una lista parcial de escenarios típicos agrupados según la fase de descarga del material, es decir, liquido, gaseoso o bifásico. La Figura 2.3 muestra algunos escenarios de descarga imaginables con el efecto resultante en la fase de liberación del material.

Hay información adicional disponible en otros lugares (AIChE/CCPS, 1987a, 1995a, 1996a; Lees, 1986, 1996; Banco Mundial, 1985).

En este punto del análisis deben considerarse varias cuestiones importantes. Estos incluyen: fase de liberación, ruta termodinámica y punto final, tamaño del orificio, duración de la fuga y otras cuestiones.

Fase de liberación. Los modelos de tasa de descarga requieren una consideración cuidadosa de la fase del material liberado. La fase de la descarga depende del proceso de liberación y se puede determinar utilizando diagramas o datos termodinámicos, o un modelo de equilibrio vapor-líquido, y la trayectoria termodinámica durante la liberación. Los textos estándar sobre el equilibrio vapor-líquido (Henley y Seader, 1981; Holland, 1975; King, 1980; Smith y Missen, 1982; Smith y VanNess, 1987; Walas, 1985) o cualquiera de los simuladores de procesos comerciales proporcionan una guía útil sobre el comportamiento de las fases. El punto de partida de este examen está definido por la condición inicial del material de proceso antes de su liberación. Estas pueden ser condiciones normales del proceso o un estado anormal alcanzado por el material de proceso antes de su liberación. El punto final del recorrido normalmente será a una presión final de una atmósfera.

Liquid Discharges

- Hole in atmospheric storage tank or other atmospheric pressure vessel or pipe under liquid head
- Hole in vessel or pipe containing pressurized liquid below its normal boiling point

Gas Discharges

- Hole in equipment (pipe, vessel) containing gas under pressure
- Relief value discharge (of vapor only)
- Boiling-off evaporation from liquid pool
- Relief valve discharge from top of pressurized storage tank
- Generation of toxic combustion products as a result of fire

Two-Phase Discharges

- Hole in pressurized storage tank or pipe containing a liquid above its normal boiling point
- Relief valve discharge (e.g., due to a runaway reaction or foaming liquid)

TABLA 2.2 Resultados típicos de las emisiones (liberaciones diseñadas por emergencia o liberaciones no planificadas de emergencia) y su relación con la fase material

Ruta termodinámica y punto final. La especificación del punto final y la ruta termodinámica utilizada para alcanzar el punto final es importante para el desarrollo del modelo fuente. Si, por ejemplo, un fluido inicialmente inactivo se acelera durante una liberación y el punto final se define como fluido en movimiento, entonces la suposición de una ruta isentrópica normalmente es válida. Sin embargo, si el punto final se define como fluido en reposo (por ejemplo, un charco de líquido después de una liberación), independientemente de cualquier aceleración transitoria, entonces las entalpías inicial y final se asumirían iguales (esto no implica que la entalpía sea constante) durante el proceso de liberación).

La Tabla 2.3 demuestra el impacto de las diversas trayectorias termodinámicas en el balance energético total de un sistema abierto. Para el caso isoentálpico, Δ H=O para un gas ideal ya que la entalpía es función únicamente de la temperatura. Para el caso isoentrópico, Q = O ya que dS=dQ/T. Para el caso isotérmico, Δ T=O ya que la entalpía de un gas ideal es función únicamente de la temperatura. Δ S=O sólo para un proceso reversible. Tanto para el caso isoentrópico como para el adiabático, el trabajo del eje determinado es un máximo para procesos reversibles.

Total Energy Balance: $\Delta H + \Delta KE + \Delta PE = Q - W_s$							
where ΔH is the change in enthalpy ΔKE is the change in kinetic energy ΔPE is the change in potential energy Q is the heat (+ = input; - = output) W_i is the shaft work (+ = output; - = input)							
Assumptions: Ext Op fixe	Assumptions: External energy balance Open system with steady flow, that is, no-accumulation of mass or energy, fixed system boundaries						
Term	ΔH	ΔKE	ΔPE	Ws	Q	ΔT	ДS
Isenthalpic:	0	<	Noi	te 1	>	0*	
Isentropic:	◀	No	te 2		0	_	0
Isothermal:	0*	-	_	_	_	0	
Adiabatic:	◄	No	te 2	>	0		0+



NOTAS: * Sólo gas ideal

+ Sólo procesos reversibles.

NOTA 1: De los términos restantes del balance energético total:

$Q - W_{\rm s} - \Delta KE - \Delta PE = 0$

NOTA 2: De los términos restantes del balance energético total:

$\Delta H + \Delta KE + \Delta PE - W_{\rm s} = 0$

Si el proceso es reversible, el trabajo calculado es el trabajo máximo.



FIGURA 2.3. Ilustraciones de algunos mecanismos de liberación imaginables. En la mayoría de los casos el chorro puede ser bifásico (vapor más aerosol líquido arrastrado). De Fryer y Kaiser (1979).

Para las liberaciones isoentrópicas, se puede utilizar un modelo de flash de equilibrio para determinar la temperatura final, la composición y las divisiones de fase a presión ambiente. Claramente, si el fluido permanece en la fase gaseosa o líquida, se modela en consecuencia. Sin embargo, si se encuentra un cambio de fase, es posible que sea necesario considerar el flujo de dos fases al modelar la liberación. Un líquido puro se inflamará en su punto de ebullición normal, mientras que una mezcla se inflamará continuamente y con composiciones variables en el rango desde su punto de rocío hasta el punto de burbuja.

Para las emisiones de gases a través de tuberías, se encuentran disponibles modelos de flujo adiabático o isotérmico (Levenspiel, 1984; Growl y Louvar, 1990). Para liberaciones de gases a la misma temperatura y presión de la fuente, el modelo de flujo adiabático predice un caudal mayor, es decir, conservador, mientras que el modelo isotérmico predice un caudal menor. El caudal real se encuentra en algún punto intermedio entre estos valores. Para muchos problemas, los caudales calculados por cada enfoque tienen valores similares.

Tamaño del agujero. Un dato principal para cualquier cálculo de descarga es el tamaño del orificio. Para liberaciones a través de un sistema de alivio, se puede utilizar la dimensión real de la válvula o tubería. Para liberaciones a través de orificios, se debe estimar el tamaño del orificio. Esto debe guiarse por los procesos de identificación de peligros y enumeración y selección de incidentes (ya sea una fuga en una brida, una fuga de tamaño mediano por impacto, una ruptura total, etc.). Actualmente no existe un consenso general disponible para la selección del tamaño de los agujeros. Sin embargo, se sugieren varias metodologías:

El Banco Mundial (1985) sugiere tamaños de orificios característicos para una variedad de equipos de proceso (por ejemplo, para tuberías se proponen el 20% y el 100% del diámetro de la tubería).

• Algunos analistas utilizan orificios de 2 y 4 pulgadas, independientemente del tamaño de la tubería.

 Algunos analistas utilizan una variedad de tamaños de orificios, desde pequeños hasta grandes, como 0,2, 1,4 y 6 pulgadas y rupturas de diámetro total para tuberías de menos de 6 pulgadas de diámetro.

• Algunos analistas utilizan procedimientos más detallados. Sugieren que el 90% de todas las fallas de tuberías resultan en un tamaño de orificio inferior al 50% del área de la tubería. Se sugiere el siguiente enfoque:

-Para tuberías de pequeño diámetro hasta 1 1/2" utilizar rupturas de 5 mm y rotura total.

-Para tuberías de 2 a 6", utilice orificios de 5 mm, 25 mm y de diámetro total.

-Para tuberías de 8-12", utilice orificios de 5, 25, 100 mm y total.

-Para un agujero grande en un recipiente a presión, suponga una descarga del contenido de 10 minutos. Se desaconseja una falla total. Además, suponga una falla total de las líneas entrantes y salientes y verifique si la descarga del contenido a través de estas líneas durará menos de 10 minutos. Si es menos de 10 min, asuma 10 min.

-Para bombas, observe las líneas de succión y descarga. Considere una fuga en el sello, orificios de 5, 25 y 100 mm, según el tamaño de la línea.

Duración de la fuga. Las Normas Federales de Seguridad para GNL del Departamento de Transporte (1980) especificaron una duración de fuga de 10 minutos; Otros estudios (Rijnmond Public Authority, 1982) han utilizado 3 min si existe un sistema de detección de fugas combinado con válvulas de aislamiento accionadas remotamente. Otros analistas utilizan una duración más corta. La duración real de la liberación puede depender del tiempo de detección y reacción de los dispositivos de aislamiento automático y del tiempo de respuesta de los operadores para el aislamiento manual. La velocidad de cierre de la válvula en tuberías más largas puede influir en el tiempo de respuesta. Debido al efecto del golpe de ariete, los diseñadores pueden limitar la velocidad de cierre en las tuberías de líquidos.

Otras cuestiones. Otras cuestiones especiales a considerar al analizar las descargas incluyen las siguientes.

• Dependencia temporal de las liberaciones transitorias: tasas de liberación decrecientes debido a la disminución de la presión aguas arriba.

• Reducción de flujo: Válvulas, bombas u otras restricciones en las tuberías que podrían reducir el caudal por debajo del estimado a partir de la caída de presión y el área de descarga.

• Inventario en la tubería o proceso entre la fuga y cualquier dispositivo de aislamiento.

Ecuaciones fundamentales. Los modelos de tasa de descarga se basan en un balance de energía mecánico. Una forma típica de este equilibrio es:

$$\int_{P_1}^{P_2} \frac{dP}{\rho} + \frac{g}{g_c} (z_2 - z_1) + \frac{1}{2g_c} (v_2^2 - v_1^2) + \sum e_f + \frac{W_s}{\dot{m}} = 0$$
(2.1.1)

dónde

P: es la presión (fuerza/área)

ρ: es la densidad (masa/volumen)

g: es la aceleración debida a la gravedad (longitud/tiempo2)

gc: es la constante gravitacional (fuerza/masa-aceleración)

z: es la altura vertical (longitud)

v: es la velocidad del fluido (longitud/tiempo)

f: es un término de pérdida entre facciones (llongitud2/tiempo2)

W_s: es el trabajo del eje (energía mecánica/tiempo)

m: es el caudal másico (masa/tiempo)

El término de pérdida por fricción, $\sum e_f$, en la ecuación. (2.1.1) representa la pérdida de energía mecánica debido a la fricción e incluye pérdidas debido al flujo a través de tramos de tubería; accesorios tales como válvulas, codos, orificios; y entradas y salidas de tuberías. Para cada dispositivo de fricción se utiliza un término de pérdida de la siguiente forma:

$$e_{\rm f} = K_{\rm f} \left(\frac{p^2}{2g_{\rm c}} \right) \tag{2.1,2}$$

donde K_f es el exceso de pérdida de carga debido a la tubería o accesorio de tubería (adimensional) y v es la velocidad del fluido (longitud/tiempo) Para fluidos que fluyen a través de tuberías, el término de pérdida de carga excesiva K_f viene dado por:

$$K_{\rm f} = \frac{4fL}{D} \tag{2.1.3}$$

donde f es el factor de fricción de Fanning (sin unidades)

L: es la longitud del recorrido del flujo (longitud)

D: es el diámetro de la trayectoria del flujo (longitud)

Método 2K. Para accesorios de tuberías, válvulas y otras obstrucciones de flujo, el método tradicional ha sido utilizar una longitud de tubería equivalente, L_{equiv}, en la ecuación. (2.1.3). El problema con este método es que la longitud especificada está acoplada al factor de fricción. Un enfoque mejorado es utilizar el método 2-K (Hooper, 1981, 1988), que utiliza la longitud real de la trayectoria del flujo en la ecuación. (2.1.3) (no se utilizan longitudes equivalentes) y proporciona un enfoque más detallado para accesorios de tubería, entradas y salidas. El método 2-K define el exceso de pérdida de carga en términos de dos constantes, el número de Reynolds y el diámetro interno de la tubería:

$$K_{\rm f} = \frac{K_1}{N_{\rm Re}} + K_{\infty} \left(1 + \frac{1}{ID_{\rm inches}} \right)$$
(2.1.4)

donde K₁ y K₀₀ son constantes (adimensionales)

N_{Re}: es el número de Reynolds (adimensional)

ID_{inches}: es el diámetro interno de la trayectoria del flujo (pulgadas).

La métrica equivalente a la ecuación. (2.1.4) está dada por:

$$K_{\rm f} = \frac{K_1}{N_{\rm Re}} + K_{\infty} \left(1 + \frac{25.4}{ID_{\rm mm}} \right)$$
(2.1.5)

donde ID_{mm} es el diámetro interno en mm.

La tabla 2.4 contiene una lista de valores K para usar en las ecuaciones. (2.1.4) y (2.1.5) para varios tipos de accesorios y válvulas.

Para entradas y salidas de tuberías, se utiliza una forma modificada de la ecuación. (2.1.4) se requiere para modelar el comportamiento:

$$K_{\rm f} = \frac{K_1}{N_{\rm Re}} + K_{\infty} \tag{2.1.6}$$

Para entradas de tubería, $K_1 = 160$ y $K_{oo} = 0,50$ para una entrada "normal" y 1,0 para una entrada tipo Borda. Para salidas de tubería, $K_1=0$ y $K_{oo} = 1,0$. También se proporcionan ecuaciones para orificios (Hooper, 1981) y para cambios en el tamaño de las tuberías (Hooper, 1988).

Para un número de Reynolds alto, es decir, $N_{Re} > 10000$, el primer término de la ecuación (2.1.6) es insignificante y K_f = K_{oo}. Para un número de Reynolds bajo, es decir, $N_{Re} < 50$, el primer término domina y K_f = K=/N_{Re}.

El factor de fricción de Fanning para el flujo a través de tuberías se encuentra en gráficos comúnmente disponibles (Perry y Green, 1984). También está disponible una ecuación generalizada para calcular el factor de fricción directamente o para uso en hoja de cálculo (Chen, 1979):

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -4 \log_{10} \left(\frac{\varepsilon/D}{3.7065} - \frac{5.0452 \log_{10} A}{N_{\text{Re}}} \right)$$
(2.1.7)

Y

$$A = \left[\frac{(\varepsilon/D)^{-1.1098}}{2.8257} + \left(\frac{7.149}{N_{\rm Re}}\right)^{0.8981}\right]$$
(2.1.8)

donde ϵ es la rugosidad de la tubería, dada en la Tabla 2.5.

Con números de Reynolds altos (flujo turbulento completamente desarrollado), el factor de fricción es independiente del número de Reynolds. De la ecuación. (2.1.7), para números de Reynolds grandes,

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 4 \log_{10} \left(3.7 \frac{D}{\varepsilon} \right) \tag{2.1.9}$$

El factor de fricción de Fanning difiere del factor de fricción de Moody en un valor constante de 4.

Las ecuaciones anteriores proporcionan un marco útil para modelar el flujo de fluidos comprimibles y incompresibles a través de tuberías y orificios. Para el modelado de vertidos, el objetivo habitual es determinar el caudal de material. Sin embargo, para determinar el factor de fricción de una tubería o los factores K de un accesorio, se requiere el número de Reynolds.

Por lo tanto, se requiere una solución de prueba y error ya que el número de Reynolds no se conoce hasta que se conoce el caudal. Se puede aplicar fácilmente una hoja de cálculo para lograr la solución.

Un caso especial ocurre con un número de Reynolds alto, donde el factor de fricción es constante y $K_f = K_{oo}$ Para este caso la solución es directa.

Descargas Líquidas. Para las descargas de líquidos, la fuerza impulsora de la descarga normalmente es la presión, y la energía de la presión se convierte en energía cinética durante la descarga. Dado que la densidad permanece constante durante la descarga, la integral de presión en el balance de energía mecánica, Ec. (2.1.1), se puede integrar directamente para dar como resultado la siguiente ecuación simplificada:

$$\frac{P_2 - P_1}{\rho} + \frac{g}{g_c} (z_2 - z_1) + \frac{1}{2g_c} (v_2^2 - v_1^2) + \sum e_f + \frac{W_s}{\dot{m}} = 0$$
(2.1.10)

		r (1	• • • • •	
Fittings		$K_{\rm f} = \frac{K_{\rm l}}{N_{\rm Re}} + K_{\infty} \left[1 + \right]$	$\frac{1}{ID_{inches}}$	K ₁	K∞
Elbows	90°	Standard $(r/D = 1)$, threaded		800	0. 40
		Standard ($r/D = 1$), flanged/welded Long radius ($r/D = 1.5$), all types		800	0.25
				800	0.20
		Mitered $(r/D = 1.5)$ 1 weld (90°)		1000	1.15
			2 welds (45°)	800	0.35
			3 welds (30°)	800	0.30
			4 welds (22.5°)	800	0.27
			5 welds (18°)	800	0.25
	45°	Standard ($r/D = 1$), a	ll types	500	0.20
		Long radius ($r/D = 1$.5)	500	0.15
		Mitered, 1 weld (45°)		500	0.25
		Mitered, 2 welds (22.	5°)	500	0.15
	180°	Standard $(r/D = 1)$, the standard $(r/D = 1)$	hreaded	1000	0.60
		Standard ($r/D = 1$), f	anged/welded	1000	0.35
		Long radius $(r/D = 1)$.5), all types	1000	0.30
T ce s	Used as	Standard, threaded Long radius, threaded Standard, flanged/welded Stub-in branch		500	0.70
	elbows			800	0.40
				800	0.80
				1000	1.00
	Run-through	Threaded		200	0.10
		Flanged/welded Stub-in branch		150	0.50
				100	0.00
Valves	Gate, plug, or	Full line size $\beta = 1$	1.0	300	0.10
	ball	Reduced trim $\beta = 0$).9	500	0.15
		Reduced trim $\beta = 0.8$		1000	0.25
	Globe	Standard		1500	4.00
		Angle or Y-type		1000	2.00
	Diaphragm	Dam type		1000	2.00
	Butterfly			800	0.25
1	Check	Lift		2000	10.00
		Swing		1500	1.50
		Tilting disk		1000	0.50

TABLA 2.4. Constantes "Dos K" para coeficientes de pérdida y válvulas

* De William B. Hooper, Ingeniería Química, 24 de agosto de 1981, pág. 97.

Pipe material	ε, mm
Riveted steel	1–10
Concrete	0.3–3
Cast iron	0.26
Galvanized iron	0.15
Commercial steel	0.046
Wrought iron	0.046
Drawn tubing	0.0015
Glass	0.0
Plastic	0.0

TABLA 2.5. Factor de rugosidad e para tuberías limpias

"Seleccionado de Levenspiel (1984, p. 22).

Para el flujo de tubería, el flujo de masa a través de la tubería es constante y, para tuberías de área de sección transversal constante, la velocidad del líquido también es constante a lo largo de la tubería. En todos los casos se producen pérdidas por fricción debido al flujo de fluido. Si el flujo se considera sin fricción y no hay trabajo en el eje, la ecuación resultante se llama ecuación de Bernoulli,

$$\frac{P_2 - P_1}{\rho} + \frac{g}{g_c} (z_2 - z_1) + \frac{1}{2g_c} (v_2^2 - v_1^2) = 0$$
(2.1.11)

Si el balance se produce entre dos puntos de una tubería de sección constante, entonces $v_2=v_1$ y la ecuación (2.1.11) se puede simplificar aún más.

Las descargas de liquidos puros (ej no flasheable) a través de un orificio de bordes rectos se pueden describir bien mediante el cásico trabajo de Bernoulli y Torricelli (Perry and Green, 1984).

El modelo se desarrolla mediante el balance de energía mecánica, Eq. (2.1.1), asumiendo que las pérdidas por fircción se representa por un coeficiente de descarga, C_D (Crowl y Louvar, 1990). El resultado es:

$$\dot{m} = AC_{\rm D} \sqrt{2\rho g_{\rm c} (P_1 - P_2)}$$
(2.1.12)

dónde

m: es la tasa de descarga del líquido (masa/tiempo)

A: es el área del agujero (longitud2)

C_D: es el coeficiente de descarga (adimensional)

ρ: es la densidad del fluido (masa/volumen)

gc es la constante gravitacional (fuerza/masa-aceleración)

P1 es la presión aguas arriba del agujero (fuerza/área)

P₂ es la presión aguas abajo del agujero (fuerza/área)

Se sugieren las siguientes pautas para el coeficiente de descarga, C_D (Lees, 1986):

- Para orificios de aristas vivas y para números de Reynolds superiores a 30.000, el coeficiente de descarga se acerca al valor 0,61. Para estas condiciones la velocidad de salida es independiente del tamaño del agujero.
- Para una boquilla bien redondeada, el coeficiente de descarga se aproxima a la unidad.
- 3. Para tramos cortos de tubería unidos a un recipiente con una relación longituddiámetro no inferior a 3, el coeficiente de descarga es aproximadamente 0,81.
- 4. Para los casos en los que el coeficiente de descarga es desconocido o incierto, utilice un valor de 1,0 para maximizar los flujos calculados y lograr un resultado conservador.

La ecuación (2.1.11) se puede utilizar para modelar cualquier descarga de líquido a través de un orificio, siempre que se conozcan o se estimen las presiones, el área del orificio y el coeficiente de descarga.

Para orificios en tanques, la presión aguas arriba del orificio depende de la altura del líquido y de cualquier presión en el espacio superior del tanque.

El método 2-K presentado anteriormente es un enfoque mucho más general y puede usarse para representar la descarga de líquido a través de orificios, en lugar de la ecuación. (2.1.12). Aplicando las ecuaciones de orificios para el método de 2 K (Hooper, 1981), el coeficiente de descarga se puede calcular directamente. El resultado es:

$$C_{\rm D} = \frac{1}{\sqrt{1 + \sum K_{\rm f}}}$$
(2.1.13)

Donde $\sum K_f$ la suma de todos los términos de pérdida de carga excesiva, incluidas entradas, salidas, longitudes de tuberías y accesorios, proporcionada por las ecuaciones. (2.1.2) (2.1.4) y (2.1.6). Para un simple orificio en un tanque, sin conexiones de tubería ni accesorios, la fricción es causada únicamente por los efectos de entrada y salida del orificio. Para números de Reynolds superiores a 10.000, K_f = 0,5 para la entrada K_f = 1,0 para la salida. Así $\sum K_f$ = 1,5 y, a partir de la ecuación. (2.1.13), C_D = 0,63, que casi coincide con el valor sugerido de 0,61.

El procedimiento de solución para determinar el caudal másico de material descargado de un sistema de tuberías es el siguiente:

- Dado: Longitud, diámetro y tipo de tubería; cambios de presión y elevación a través del sistema de tuberías; entrada o salida de trabajo al fluido por bombas, turbinas, etc.; número y tipo de accesorios en la tubería; propiedades del fluido, incluyendo densidad y viscosidad.
- Especificar el punto inicial (punto 1) y el punto final (punto 2). Esto debe hacerse con cuidado ya que los términos individuales de la ecuación. (2.1.10) dependen en gran medida de esta especificación.
- 3. Determine las presiones y elevaciones en los puntos 1 y 2. Determine la velocidad inicial del fluido en el punto 1.
- 4. Calcule un valor para la velocidad en el punto 2. Si se espera un flujo turbulento completamente desarrollado, entonces no es necesario.
- 5. Determine el factor de fricción de la tubería usando la ecuación. (2.1.7) o Ec. (2.1.9).
- Determine los términos de pérdida de carga excesiva para la tubería, usando la ecuación. (2.1.3), y los accesorios, utilizando la Ec. (2.1.4). Sume los términos de pérdida de carga y calcule el término de pérdida neta por fricción utilizando la ecuación. (2.1.2). Utilice la velocidad en el punto 2.
- Calcule los valores para todos los términos de la ecuación. (2.1.10) y sustituir en la ecuación. Si la suma de todos los términos de la ecuación. (2.1.10) es cero, entonces se completa el cálculo. De lo contrario, regrese al paso 4 y repita el cálculo.
- 8. Determine el caudal másico usando la ecuación m = ρvA.

Si se espera un flujo turbulento completamente desarrollado, la solución es directa. Sustituya los términos conocidos en la ecuación. (2.1.10), dejando la velocidad en el punto 2 como variable. Resuelva la velocidad directamente.

Para los agujeros en los tanques, la descarga de material a través del agujero da como resultado una pérdida de líquido y una disminución del nivel del líquido. Para este caso, la Ec. (2.1.12) se combina con un balance de masa total del líquido en el tanque para obtener una expresión general para el tiempo de drenaje del tanque (Growl, 1992).

$$t = \frac{1}{AC_{\rm D}\sqrt{2g}} \int_{V_2}^{V_1} \frac{dV(b)}{\sqrt{b}}$$
(2.1.14)

dónde

t: es el tiempo para drenar el tanque del volumen V2 al volumen V1 (tiempo)

V: es el volumen de líquido en el tanque por encima de la fuga (longitud3)

h: es la altura del líquido por encima de la fuga (longitud)

La Ec. (2.1.14) supone un área de fuga constante, A, y un coeficiente de descarga constante, C_D. Esta ecuación se puede integrar una vez que se especifica la función volumen versus altura, V = V(h). Los resultados están disponibles para varias geometrías (Growl, 1992). Ec.

(2.1.14) también se puede integrar numéricamente si se dispone de datos de volumen versus altura.

La tasa de descarga másica de líquido desde un orificio en un tanque se determina utilizando la siguiente ecuación (Growl y Louvar, 1990). Esto supone que la fricción está representada por un coeficiente de descarga, C_D, y representa la presión debida a la cabeza del líquido sobre el orificio.

$$\dot{m} = \rho v A = \rho A C_{\rm D} \sqrt{2 \left(\frac{g_{\rm c} P_{\rm g}}{\rho} + g h_{\rm L} \right)}$$
(2.1.15)

dónde

m: es la tasa de descarga masica (masa/tiempo)

v: es la velocidad del fluido (longitud/tiempo)

A: es el área del agujero (longitud2)

C_D: es el coeficiente de descarga de masa (adimensional)

g_c: es la constante gravitacional (aceleración fuerza/masa)

Pg: es la presión manométrica en la parte superior del tanque (fuerza/área)

ρ: es la densidad del líquido (masa/volumen)

g: es la aceleración debida a la gravedad (longitud/tiempo2)

h_L: es la altura del líquido sobre el agujero (longitud)

La ecuación (2.1.15) se aplica a cualquier tanque de cualquier geometría. La descarga de masa disminuye con el tiempo a medida que baja el nivel del líquido. La tasa de descarga máxima ocurre cuando ocurre la fuga por primera vez.

Descargas de gases. Las descargas de gas pueden surgir de varias fuentes: desde un orificio en un recipiente o cerca de él, desde una tubería larga o desde válvulas de alivio o respiraderos de proceso. Se aplican diferentes procedimientos de cálculo para cada una de estas fuentes. La mayoría de las descargas de gas provenientes de fugas en plantas de proceso serán inicialmente sónicas o estranguladas. Las ecuaciones de velocidad para descargas sónicas y subsónicas a través de un orificio se dan en AIChE/CCPS (1987a, 1995a), API (1996), Crane Co. (1986), Growl y Louvar (1990), Fthenakis (1993) y Perry y Green. (1984).

Para las descargas de gas, a medida que la presión cae a través de la descarga, el gas se expande.

Por tanto, la integral de presión en el balance de energía mecánica, Ec. (2.1.1), requiere una ecuación de estado y una especificación de trayectoria termodinámica para completar la integración.

Para descargas de gas a través de orificios, la Ec. (2.1.1) se integra a lo largo de una trayectoria isoentrópica para determinar la tasa de descarga másica. Esta ecuación supone un gas ideal, sin transferencia de calor y sin trabajo externo en el eje. Consulte la Tabla 2.3 para obtener un resumen de estos supuestos.

$$\dot{m} = C_{\rm D} A P_1 \sqrt{\frac{2g_{\rm c} M}{R_{\rm g} T_1} \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{2/k} - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{(k-1)/k} \right]}$$
(2.1.16)

dónde

m: es el caudal másico de gas a través del agujero (masa/tiempo)

C_D: es el coeficiente de descarga (adimensional)

A: es el área del agujero (longitud2)

P₁: es la presión aguas arriba del agujero (fuerza/área)

g_c: es la constante gravitacional (fuerza/masa-aceleración)

M: es el peso molecular del gas (masa/mol)

K: es la relación de capacidad calorífica, CP/CV (sin unidades)

R_g: es la constante del gas ideal (presión-volumen/mol-grados)

T₁: es la temperatura inicial aguas arriba del gas (grados)

P₂: es la presión aguas abajo (fuerza/área)

A medida que la presión aguas arriba P_1 disminuye (o la presión aguas abajo P_2 disminuye), se encuentra un máximo en la ecuación. (2.1.16). Este máximo ocurre cuando la velocidad del gas de descarga alcanza la velocidad sónica. En este punto, el flujo se vuelve independiente de la presión aguas abajo y depende únicamente de la presión aguas arriba. La ecuación que representa el caso sónico o estrangulado es:

$$\dot{m}_{\rm choked} = C_{\rm D} A P_1 \sqrt{\frac{kg_c M}{R_g T_1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{(k+1)/(k-1)}}$$
(2.1.17)

La relación de presión requerida para lograr la asfixia está dada por:

$$\frac{P_{\text{choked}}}{P_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/(k-1)}$$
(2.1.18)

La ecuación (2.1.18) demuestra que las condiciones de obstrucción se producen fácilmente: una presión aguas arriba superior a 13,1 psig para un gas ideal es adecuada para producir un flujo obstruido para un gas que escapa a la atmósfera. Para gases reales, normalmente se utiliza una presión de 20 psig.

Las ecuaciones (2.1.15) a (2.1.17) requieren la especificación de un coeficiente de descarga, CD. Los valores se proporcionan en Perry y Green (1984) para orificios circulares de bordes cuadrados. Para este tipo de vertidos con $N_{Re} > 30.000$ se sugiere un valor de 0,61.

API (1996) recomienda un coeficiente de descarga de 0,6 para fines de detección predeterminada, junto con un orificio circular. Para una estimación conservadora con flujo máximo, utilice un valor de 1,0.

Las ecuaciones (2.1.15) a (2.1.17) también requieren un valor de k, la relación de capacidad calorífica. La tabla 2.6 proporciona valores seleccionados. Para gases ideales monótonos, k = 1,67, para gases diatómicos, k = 1,4 y para gases triatómicos, k = 1,32. API (1996) recomienda un valor de 1,4 para fines de detección.

Para las emisiones de gas a través de tuberías, es importante determinar si la liberación se produce de forma adiabática o isotérmica. En ambos casos, la velocidad del gas aumentará debido a la expansión del gas a medida que disminuye la presión. Para flujos adiabáticos, la temperatura del gas puede aumentar o disminuir, dependiendo de la magnitud relativa de los términos de energía cinética y de fricción. Para flujos estrangulados, la presión de estrangulamiento adiabática es menor que la presión de estrangulamiento isotérmica. Para flujos reales de tubería desde una fuente a una presión y temperatura fijas, el caudal real será menor que la predicción adiabática y mayor que la predicción isotérmica. Growl y Louvar (1990) muestran que para problemas de flujo en tuberías la diferencia entre los resultados adiabáticos e isotérmicos es generalmente pequeña. Levenspiel (1984) muestra que el modelo adiabático siempre predecirá un flujo mayor que el real, siempre que la presión y la temperatura de la fuente sean las mismas.

Crane (1986) informa que "cuando los fluidos compresibles se descargan desde el extremo de una tubería razonablemente corta de sección transversal uniforme hacia un área de sección transversal mayor, el flujo generalmente se considera adiabático". Crane (1986) respalda esta afirmación con datos experimentales sobre tuberías con longitudes de 130 y 220 diámetros que descargan aire a la atmósfera. Como resultado, el modelo de flujo adiabático es el modelo de elección para descargas de gas compresible a través de tuberías.

Name of gas	Chemical formula or symbol	Approximate molecular weight (M)	Heat capacity ratio $k = C_p / C_v$
Acetylene	C ₂ H ₂	26.0	1.30
Air		29.0	1.40
Ammonia	NH ₃	17.0	1.32
Argon	Ar	39.9	1.67
Butane	$C_{4}H_{10}$	58.1	1.11
Carbon dioxide	CO ₂	44.0	1.30
Carbon monoxide	CO	28.0	1.40
Chlorine	Cl	70.9	1.33
Ethane	C_2H_6	30.0	1.22
Ethylene	C_2H_4	28.0	1.22
Helium	He	4.0	1.66
Hydrogen chloride	HCl	36.5	1.41
Hydrogen	H ₂	2.0	1.41
Hydrogen sulfide	H ₂ S	34.1	1.30
Methane	CH_4	16.0	1.32
Methyl chloride	CH ₃ Cl	50.5	1.20
Natural gas	_	19.5	1.27
Nitric oxide	NO	30.0	1.40
Nitrogen	N_2	28.0	1.41
Nitrous oxide	N ₂ O	44.0	1.31
Oxygen	O ₂	32.0	1.40
Propane	C_3H_8	44.1	1.15
Propene (propylene)	C ₃ H ₆	42.1	1.14
Sulfur dioxide	SO ₂	64.1	1.26

TABLA 2.6. Ratios de capacidad calorífica k para gases seleccionados

De Crane (1986).

Para el flujo de gas ideal, el flujo másico para condiciones sónicas y no sónicas está representado por la fórmula de Darcy (Crane, 1986):

$$\dot{m} = YA \sqrt{\frac{2g_{\rm c}\rho_1(P_1 - P_2)}{\sum K_{\rm f}}}$$
(2.2.19)

dónde

m: es el caudal másico de gas (masa/tiempo)

Y: es un factor de expansión del gas (sin unidades)

A: es el área de la descarga (longitud2)

g_c: es la constante gravitacional (fuerza/masa-aceleración)

ρ₁: es la densidad del gas aguas arriba (masa/volumen)

P₁: es la presión del gas aguas arriba (fuerza/área)

P₂: es la presión del gas aguas abajo (fuerza/área)

 $\sum K_f$ son los términos de pérdida de carga excesiva, incluidas las entradas y salidas de tuberías, longitudes de tuberías y accesorios (sin unidades).

Los términos de pérdida de carga excesiva, $\sum K_f$, se encuentran utilizando el método 2-K presentado anteriormente en la sección sobre descargas líquidas. Para la mayoría de las descargas accidentales de gases, el flujo es un flujo turbulento completamente desarrollado. Esto significa que, para tuberías, el factor de fricción es independiente del número de Reynolds y, para accesorios, $K_f = K_{00}$, y la solución es directa.

El factor de expansión del gas, Y, en la ecuación. (2.1.19) depende sólo de la relación de capacidad calorífica del gas, &, y de los elementos de fricción en la trayectoria del flujo, $\sum X_{f}$. Se determina utilizando un modelo de flujo adiabático completo (Growl y Louvar, 1990) utilizando lo siguiente procedimiento. Primero, el número de Mach aguas arriba, Ma del flujo, se determina a partir de las siguientes ecuaciones:

$$\frac{k+1}{2} \ln \left[\frac{2Y_1}{(k+1) Ma^2} \right] - \left(\frac{1}{Ma^2} - 1 \right) + k \sum K_f = 0$$
(2.1.20)

La solución se obtiene mediante prueba y error estimando los valores del número de Mach ascendente, Ma, y determinando si el valor estimado cumple con los objetivos de la ecuación. Esto se puede hacer fácilmente usando una hoja de cálculo. El siguiente paso del procedimiento es determinar la relación de presión sónica. Esto se encuentra a partir de:

$$\frac{P_1 - P_2}{P_1} = 1 - Ma \sqrt{\frac{2Y_1}{k+1}}$$
(2.1.21)

Si la relación real es mayor que esto, entonces el flujo es sónico o estrangulado y la caída de presión predicha por la ecuación. (2.1.21) se utiliza para continuar con el cálculo. Si es menor, entonces el flujo no es sónico y se utiliza la relación de caída de presión real.

Finalmente, el factor de expansión, Y, se calcula a partir de:

$$Y = Ma \sqrt{\frac{k \sum K_{f}}{2} \left(\frac{P_{1}}{P_{1} - P_{2}}\right)}$$
(2.1.22)

El cálculo anterior para determinar el factor de expansión se puede completar una vez que se especifican k y el término de pérdida por fricción, ΣK_f . Este cálculo se puede realizar de una vez por todas con los resultados que se muestran en las Figuras 2.4 y 2.5. Como se muestra en la Figura 2.4, la relación de presión $(P_1-P_2)/P_1$ es una función débil de la relación de capacidad calorífica, k. El factor de expansión, Y, depende poco de k, y el valor de Y varía en menos del 1% del valor en k = 1,4 en el rango de k = 1,2 a 1,67. La figura 2.5 muestra el factor de expansión para k = 1,4.



25

FIGURA 2.4. Caída de presión sónica para flujo de tubería adiabático para varias relaciones de capacidad calorífica, k. Todas las regiones por encima de la curva representan flujo sónico. [Ver Ecs. (2.1.20)-(2.1.22).]



FIGURA 2.5. El factor de expansión Y para flujo adiabático en tubería para k = 1,4, como se define en la ecuación. (2.1.22).

Los resultados funcionales de las Figuras 2.4 y 2.5 se pueden ajustar usando una ecuación de la forma In Y =A(ln K_f)³ + B(ln K_f)² + C(ln K_f) + D, donde A, B, C y D son constantes. Los resultados se muestran en la Tabla 2.7 y son válidos para el rango indicado, dentro del 1 %.

El procedimiento para determinar el caudal másico adiabático a través de una tubería u orificio es el siguiente:

- Dado: k según el tipo de gas; longitud, diámetro y tipo de tubería; entradas y salidas de tuberías; número total y tipo de accesorios; caída de presión total; Densidad del gas aguas arriba.
- 2. Suponga un flujo turbulento completamente desarrollado para determinar el factor de fricción de la tubería y los términos de pérdida de carga excesiva para los accesorios, entradas y salidas de la tubería. El número de Reynolds se puede calcular al finalizar el cálculo para comprobar esta suposición. Sume los términos de pérdida de carga excesiva individual para obtener ∑K_f.

- 3. Calcule (P₁ -P₂)/P₁ a partir de la caída de presión especificada. Verifique este valor con la Figura 2.4 para determinar si el flujo es sónico. Todas las áreas encima de las curvas de la Figura 2.4 representan el flujo sónico. Determine la presión de estrangulamiento sónica, P₂, ya sea usando la Figura 2.4 directamente, interpolando un valor de la tabla o usando las ecuaciones proporcionadas en la Tabla 2.7.
- 4. Determine el factor de expansión de la Figura 2.5. Lea el valor de la figura, interpólelo de la tabla o use la ecuación proporcionada en la Tabla 2.7.
- 5. Calcule el caudal másico usando la ecuación. (2.1.19). Utilice la presión de asfixia sónica determinada en el paso 3 en esta expresión.

El método anterior es aplicable a descargas de gas a través de sistemas de tuberías y orificios.

Descarga bifásica. La importancia del flujo de dos fases a través de restricciones y tuberías ha sido reconocida desde hace algún tiempo (Benjamin y Miller, 1941). A partir de mediados de la década de 1970, AIChE/DIERS ha estudiado el flujo de dos fases durante la ventilación de reacción desbocada. Los investigadores del DIERS han enfatizado que este flujo de dos fases generalmente requiere un área de alivio mayor en comparación con la ventilación totalmente de vapor (Fauske et al., 1986). Leung (1986) proporciona comparaciones de estas áreas en un rango de sobrepresión. La investigación apoyada por las industrias nucleares ha contribuido en gran medida a nuestra comprensión del flujo de dos fases, al igual que un gran número de estudios realizados por universidades y otras organizaciones independientes.

Cuando se libera a presión atmosférica, cualquier líquido presurizado por encima de su punto de ebullición normal comenzará a flashear y se producirá un flujo de dos fases. También es probable que se produzca un flujo de dos fases por la despresurización del espacio de vapor sobre un líquido volátil, especialmente si el líquido es viscoso (por ejemplo, superior a 500 cP) o tiene tendencia a formar espuma.

Function value, y	A	В	С	D	Range of $K_{\rm f}$
Expansion factor, Y	0.0006	-0.0185	0.1141	-0.5304	0.1-100
Sonic pressure drop ratio, $k = 1.2$	0.0009	-0.0308	0.261	-0.7248	0.1–100
Sonic pressure drop ratio, $k = 1.4$	0.0011	-0.0302	0.238	-0.6455	0.1-300
Sonic pressure drop ratio, $k = 1.67$	0.0013	-0.0287	0.213	-0.5633	0.1-300

TABLA 2.7. Correlaciones para el Factor de Expansión Y y la Relación de Caída de Presión Sónica (P₁ - P₂)/P₁ en Función del Exceso de Pérdida de Carga K_f. Las correlaciones están dentro del 1% del valor real dentro del rango especificado.

$\ln y = A(\ln K_{\rm f})^3 + B(\ln K_{\rm f})^2 + C(\ln K_{\rm f}) + D$

Cabe señalar que los modelos de dos fases presentados a continuación predicen flujos de masa mínimos y caídas de presión máximas, consistentes con un diseño conservador del sistema de alivio (Fauske, 1985). Por lo tanto, es posible que no sean adecuados para el modelado de fuentes. La ecuación de descarga del orificio, Ec. (2.1.12), siempre predecirá un flujo de descarga máximo. Este resultado se muestra en la Figura 2.6, que muestra el flujo de masa en función de la presión aguas arriba para tuberías de idéntico diámetro y diferentes longitudes. Tenga en cuenta que el modelo de dos fases predice un resultado mínimo, mientras que la ecuación de descarga del orificio predice un resultado mínimo.

Los flujos de dos fases se clasifican como reactivos o no reactivos. El caso reactivo es típico de alivios de emergencia de reacciones químicas exotérmicas. Este caso se considera más adelante.

El caso no reactivo implica la evaporación instantánea de líquidos a medida que se descargan de la contención. Se requieren dos consideraciones especiales. Si el líquido se subenfría, el flujo de descarga se estrangulará a su presión de vapor de saturación a temperatura ambiente. Si el líquido se almacena bajo su propia presión de vapor, se requiere un análisis más detallado. Ambas situaciones se explican por la siguiente expresión (Fauske y Epstein, 1987):

$$\dot{m} = A \sqrt{G_{\text{SUB}}^2 + \frac{G_{\text{ERM}}^2}{N}}$$
(2.1.23)



FIGURA 2.6. El flujo másico de un flujo bifásico intermitente en función de la presión aguas arriba. Los datos se representan para varias longitudes de tubería. La ecuación del orificio predice un flujo máximo, mientras que el modelo de dos fases predice un flujo mínimo. (Datos de Fauske, 1985.)

dónde

m: es la tasa de descarga masiva de dos fases (masa/tiempo)

A: es el área de la descarga (longitud2)

G_{SUB}: es el flujo de masa subenfriado (masa/área tiempo)

G_{ERM}: es el flujo de masa de equilibrio (masa/área tiempo)

N: es un parámetro de no-equilibrio (adimensional).

Las propiedades se evalúan a la temperatura y presión de almacenamiento. El flujo de masa subenfriado viene dado por:

$$G_{\rm SUB} = C_{\rm D} \sqrt{2\rho_{\rm f} g_{\rm c} (P - P^{\rm sat})}$$
(2.1,24)

donde

C_D: es el coeficiente de descarga (sin unidades)

ρ_f es la densidad del líquido (masa/volumen)

g_c: es la constante gravitacional (aceleración fuerza/masa)

P: es la presión de almacenamiento (fuerza/área)

P^{sat}: es la presión de vapor de saturación del líquido a temperatura ambiente

(fuerza/área)

Para líquidos saturados, el equilibrio se alcanza si el tamaño de la tubería de descarga es superior a 0,1 m (longitud superior a 10 diámetros) y el flujo másico de equilibrio viene dado por (Growl y Louvar, 1990).

$$G_{\rm ERM} = \frac{h_{\rm fg}}{v_{\rm fg}} \sqrt{\frac{g_{\rm c}}{TC_{\rm p}}}$$
(2.1.25)

dónde

h_{fg}: es el cambio de entalpía en la vaporización (energía/masa)

 $v_{\mbox{\scriptsize fg}}$: es el cambio de volumen específico entre líquido y vapor (volumen/masa)

T: es la temperatura de almacenamiento (grados absolutos)

C_p: es la capacidad calorífica del líquido (grados de energía/masa) con las propiedades evaluadas a la temperatura y presión de almacenamiento. Tenga en cuenta que la temperatura debe estar en grados absolutos y no está asociada con la capacidad calorífica.

El parámetro de desequilibrio, N, tiene en cuenta el efecto de la distancia de descarga. Para distancias de descarga cortas, se produce una situación de desequilibrio y el líquido no tiene tiempo de evaporarse durante el proceso de descarga; la evaporación ocurre después de la descarga y la descarga del líquido está representada por la ecuación. (2.1.12). Para distancias de descarga superiores a 0,1 m, el líquido alcanza un estado de equilibrio y se estrangula a su presión de vapor de saturación. Una relación para N, el parámetro de no equilibrio, está dada por (Fauske y Epstein, 1987).

$$N = \frac{b_{fg}^2}{2\Delta P \rho_f C_D^2 v_{fg}^2 T C_p} + \frac{L}{L_c} \qquad \text{for} \quad 0 \le L \le L_c$$
(2.1.26)

donde ΔP es la caída de presión total disponible (fuerza/área), L es la longitud de la tubería hasta la abertura (longitud) y L_c es la distancia a las condiciones de equilibrio, generalmente 0,1 m.

Para L=0, las ecuaciones. (2.1.23) y (2.1.26) se reducen a la ecuación. (2.1.12), que describe la descarga de líquido a través de un agujero.

Existen muchas técnicas igualmente válidas para estimar caudales de dos fases. La industria nuclear ha llevado a cabo análisis sustanciales del flujo bifásico crítico de mezclas de vapor y agua. La Agencia de Energía Nuclear (1982) publicó una revisión de cuatro modelos y resumió los datos experimentales disponibles. Klein (1986) revisa el modelo DEERS unidimensional para el diseño de sistemas de alivio para tapajuntas de flujo de dos fases. También están disponibles modelos tridimensionales, aunque hay poca información publicada sobre su uso. La complejidad adicional no garantiza una mayor precisión y puede complicar innecesariamente la tarea de análisis de riesgos.

Para las descargas reactivas de dos fases, la descarga es impulsada por la energía creada dentro del fluido debido a la reacción exotérmica, y el análisis del alivio está altamente acoplado al balance energético del reactor. Este caso es discutido en detalle por Fisher et al. (1992), Fthenakis (1993) y Boicourt (1995).

El diseño de alivio de dos fases se basa en la ecuación $A = \dot{m}/G$ donde \dot{m} es el caudal másico y G es el flujo másico. Para asegurar un dispositivo de alivio diseñado de manera conservadora, es decir, un área de alivio mayor que la requerida, se selecciona el modelo de flujo de masa o descarga de alivio para minimizar el flujo de masa a través del alivio. Un modelo de descarga que prediga un flujo de masa más pequeño a través del relieve garantizará un área de relieve mayor y, por tanto, un diseño conservador.

Para el modelado de consecuencias, los modelos de descarga deben seleccionarse para maximizar el flujo de masa. Por lo tanto, los modelos de flujo de masas en relieve no deben usarse como base para un modelo de consecuencias ya que el conservadurismo va en la dirección equivocada.

El caudal másico a través del relieve se estima utilizando un balance de energía en la recipiente del reactor. Para este análisis se parte del supuesto de un sistema atemperado. Un reactor atemperado supone (1) que no hay pérdidas de calor externas del recipiente, y (2) que el recipiente contiene un solvente volátil con el aumento de presión resultante debido a la presión de vapor del solvente como resultado del aumento de la temperatura del sistema desde la reacción exotérmica. El resultado es conservador debido a la suposición de que no hay pérdidas de calor, pero no demasiado conservador para reacciones rápidas descontroladas.

Para un sistema de reacción atemperado, el calor generado por la reacción se equipara al cambio de calor sensible de la masa líquida que reacciona a medida que aumenta su temperatura y a la pérdida de calor debido al desprendimiento de disolvente volátil. El resultado es (Boicourt, 1995).

$$Q = mC_{v} \frac{dT}{dt} + \frac{mVh_{fg}}{mv_{fg}}$$
(2.1.27)

dónde

Q: es la generación de calor por reacción (grados/tiempo)

m: es la masa dentro de la vasija del reactor (masa)

C_v: es la capacidad calorífica a volumen constante (energía/grados de masa)

T: es la temperatura absoluta del material reaccionante (grados)

t: es el tiempo (tiempo)

m: es el caudal másico a través del relieve (masa/tiempo)

V: es el volumen de la vasija del reactor (longitud3)

h_{fg}: es la diferencia de entalpía entre líquido y vapor (grados de energía/masa)

v_{fg}: es la diferencia de volumen específica entre el líquido y el vapor (volumen/masa)

La solución en forma cerrada de la ecuación. (2.1.27) es (Leung, 1986b),

$$\dot{m} = \frac{q m_0}{\left[\sqrt{C_p \Delta T} + \sqrt{\left(V h_{\rm fg} / m_0 v_{\rm fg}\right)}\right]^2}$$
(2.1.28)

donde q es la tasa promedio de liberación de calor (energía/tiempo) y m_0 es la masa de reacción inicial (masa).

Los supuestos inherentes a la ecuación. (2.1.28) son (Boicourt, 1995)

1. Condiciones homogéneas en el reactor.

2. Propiedades físicas constantes.

3. Cp = Cv y Cp es la capacidad calorífica del líquido.

4. Incompresibilidad en fase de vapor; es decir, dv_g/dt es constante durante la sobrepresión.

5. La tasa promedio de liberación de calor, q, durante la sobrepresión se aproxima por

$$q = \frac{C_{\rm p}}{2} \left[\left(\frac{dT}{dt} \right)_{\rm s} + \left(\frac{dT}{dt} \right)_{\rm m} \right]$$
(2.1.29)

donde los subíndices s y m se refieren a las condiciones establecidas y a las condiciones de respuesta, respectivamente. Las condiciones establecidas se refieren a condiciones a la presión establecida y las condiciones de respuesta se refieren a las condiciones a la presión máxima durante el proceso de alivio.

6. m es constante durante la sobrepresión.

7. Sistema de un solo componente.

También hay expresiones disponibles para sistemas reactivos con una variedad de líneas de ventilación y configuraciones de alivio (Boicourt, 1995).

Descarga de recipientes expuestos al fuego. Cuando la descarga proviene de un alivio debido a la exposición al fuego en un sistema que no reacciona, un método empírico establecido desde hace mucho tiempo para estimar las tasas de alivio es el que figura en los Códigos de la Asociación Nacional de Protección contra Incendios (NFPA, 1987a, b) o la Práctica Recomendada del Instituto Americano del Petróleo (API). , 1976, 1982). Una suposición clave de estos métodos es el flujo únicamente de gas. Crozier (1985) proporciona un resumen de las fórmulas relevantes. Ciertas situaciones de alivio (por ejemplo, sistemas de reacción) pueden dar lugar a descargas de dos fases que requerirán una mayor área de alivio para la misma protección del recipiente suponiendo descargas de gas únicamente (Fauske et al., 1986; Leung, 1986a).

El trabajo reciente de AIChE/DIERS proporciona orientación para los recipientes sujetos a reacciones descontroladas o fuego externo (Fauske et al., 1986). Birk y Dibble (1986) proporcionan un modelo de descarga transitoria mecanicista para simular tasas de liberación de recipientes a presión expuestos a fuego externo.

NFPA 30 (NFPA, 1987a) recomienda cuatro valores de flujo de calor a través de la pared del tanque en función del área de superficie mojada para tanques no presurizados. Para el GLP (tanques presurizados) considerado en NFPA 58 (NFPA, 1987b), el flujo de calor se basa en la superficie total del tanque en lugar del área de la superficie mojada, aunque se produce poca transferencia de calor a través de la porción no mojada. La experiencia ha indicado que este enfoque es satisfactorio para el GLP. Sin embargo, el metal que sólo está en contacto con el vapor puede calentarse rápidamente en condiciones de fuego externo y perder su resistencia, lo que provoca un BLEVE a medida que aumenta la presión. Además, en los Estados Unidos, la mayoría de las instalaciones de GLP siguen las reglas establecidas en NFPA 58, que son adoptadas por muchas jurisdicciones regulatorias. NFPA 58 básicamente cubre GLP de peso molecular entre 30 y 58. Los requisitos de NFPA 58 se basan en las siguientes ecuaciones (implícitas en su Apéndice D) para predecir el flujo de calor:

$$Q_{\rm f} = 34,500 FA^{0.82} \tag{2.1.30}$$

donde Q_f es la entrada de calor a través de la pared del recipiente debido a la exposición al fuego (BTU/h), A es el área de superficie total del recipiente (pies cuadrados) y F es el factor ambiental (adimensional).

El área, A, en esta ecuación es toda la superficie del recipiente, no el área de superficie mojada que se utiliza en ecuaciones relacionadas. Sin embargo, el error introducido por esta diferencia en el cálculo para un tanque lleno es pequeño.

Para protección contra rociado de agua sobre toda la superficie del tanque (diseñado según NFPA 15 (1985) con una densidad de 0,25 gpm/pie2 o más), F = 0,3.

Para una instalación resistente al fuego aprobada, F = 0,3. Para un tanque subterráneo o enterrado, F = 0,3 (de NFPA 58, 1987b, Apéndice D-2.3.1).

Para agua pulverizada con buen drenaje F= 0,15.

Los valores de F anteriores no son multiplicativos si existen sistemas de protección combinados.

La tasa de descarga de gas de la válvula de alivio, m, se calcula entonces igualando la tasa de entrada de energía con la tasa de eliminación de energía debido a la vaporización. Esto da como resultado la siguiente ecuación:

$$\dot{m} = Q_{\rm f} / h_{\rm fg} \tag{2.1.31}$$

donde m es la tasa de descarga de gas de la válvula de alivio (masa/tiempo) y h_{fg} es el calor latente de vaporización a la presión de alivio (energía/masa). Una discusión detallada de las fórmulas utilizadas en los códigos NFPA se puede encontrar en el Apéndice B de la Manual del Código de Líquidos Inflamables y Combustibles (NFPA, 1987a).

API RP520 (API, 1976) recomienda una fórmula similar aplicable al almacenamiento presurizado de líquidos en o cerca de su punto de ebullición, donde los líquidos tienen un peso molecular más alto peso que el del butano.

Todas las ecuaciones de flujo de calor recomendadas en los códigos API 520 y NFPA que se utilizan para diseñar válvulas de alivio suponen que los líquidos no reaccionan espontáneamente ni están sujetos a una reacción descontrolada. Si surge esta situación, será necesario tener en cuenta el calor de reacción y la velocidad de la reacción al dimensionar el dispositivo de alivio.

Ejemplos de Modelos:

Ejemplo 2.1: Descarga de líquido a través de un orificio. Calcular la tasa de descarga de un líquido a través de un orificio de 10 mm, si el espacio superior del tanque está presurizado a 0,1 barg. Asumir una cabeza de líquido de 2 m por encima del agujero.

Datos: Densidad del líquido = 490 kg/m3

<u>Solución</u>: Para descargas líquidas, Eq. (2.1.10) se aplica. El método 2-K se utilizará para determinar los componentes de fricción.

Un diagrama del proceso se muestra en la Figura 2.7. Los puntos 1 y 2 denotan la inicial y puntos de referencia finales. Para este caso no hay bombas ni compresores, por lo que Ws = O. Además, en el punto 1, V1 = O.



FIGURE 2.7. Example 2.1: Liquid discharge through a hole.

Aplicando estos supuestos, la Ec. (2.1.10) se reduce a

$$\frac{g_{\rm c}(P_2 - P_1)}{\rho} + g(z_2 - z_1) + \frac{1}{2} v_2^2 + g_{\rm c} \sum e_{\rm f} = 0$$

Suponga NRe > 10.000. Entonces, la pérdida de carga en exceso para el fluido que ingresa al pozo es K_f = 0,5.

Para la salida, $K_f = 1,0$. Así, $\sum K_f = 1,5$ y de la Eq. (2.1.2)

$$\sum e_{\rm f} = 1.5 \frac{v_2^2}{2g_{\rm c}}$$

Además, P1 = 0,10 bar manométrico y P2 = 0 bar manométrico.

El área del agujero es

$$A = \frac{\pi D^2}{2} = \frac{3.14(10 \times 10^{-3} \text{ m})^2}{4} = 7.85 \times 10^{-5} \text{ m}^2$$

Los términos de la ecuación anterior son los siguientes:

$$\frac{g_{c}(P_{2} - P_{1})}{\rho} = \frac{\left(\frac{\text{kg m/s}^{2}}{1 \text{ N}}\right)(0 \text{ bar} - 0.10 \text{ bar})(100,000 \text{ Pa / bar})\left(\frac{1 \text{ N/m}^{2}}{\text{Pa}}\right)}{490 \text{ kg/m}^{3}}$$
$$= -20.4 \text{ m}^{2}/\text{s}^{2}$$
$$g(z_{2} - z_{1}) = (9.8 \text{ m/s}^{2})(0 \text{ m} - 2 \text{ m}) = -19.6 \text{ m}^{2}/\text{s}^{2}$$

Sustituyendo los términos en la Ec. (2.1.10)

$$-20.4 - 19.6 + \frac{1}{2}v_2^2 + \frac{1.5}{2}v_2^2 = 0$$

Resolviendo da $V_2 = 5,7$ m/s. Entonces

$$\dot{m} = \rho v_2 A = (490 \text{ kg/m}^3)(5.7 \text{ m/s})(7.85 \times 10^{-5} \text{ m}^2) = 0.22 \text{ kg/s}$$

Esta es la tasa de descarga máxima para este agujero. La tasa de descarga disminuirá con tiempo a medida que disminuye la altura del líquido sobre el orificio. Además, la tasa máxima de descarga ocurriría si el orificio estuviera ubicado en el fondo del tanque.

La solución se implementa fácilmente usando una hoja de cálculo, como se muestra en la Figura 2.8.

Example 2.1: Liquid Discharge through a Hole in a Tank

Input Data:			
Tank pressure above liqui	d:	0.1	barg
Pressure outside hole:		0	barg
Liquid density:		490	kg/m**3
Liquid level above hole:		2	m
Hole diameter:		10	mm
Excess Head Loss Factor	s:		
Entrance:	0.5		
Exit:	1		
Others:	0		
TOTAL:	1.5		
Calculated Results:			
Hole area:		7.9E-05	m**2
Equation terms:			
Pressure term:		-20.4082	m**2/s**2
Height term:		-19.6	m**2/s**2
Velocity coefficient:		1.25	
Exit velocity:	5.7	m/s	1
Mass flow:	0.22	kg/s	

Figure 2.8. Spreadsheet output for Example 2.1: Liquid discharge through a hole in the tank.
Ejemplo 2.2: Trayectoria de Líquido desde un Agujero. Considere nuevamente el Ejemplo 2.1. A corriente de líquido que se descarga de un agujero en un tanque saldrá del tanque e impactará el suelo a cierta distancia del tanque. En algunos casos, la corriente de líquido podría dispare sobre cualquier dique diseñado para contener el líquido.

(a) Si el agujero está a 3 m sobre el suelo, ¿a qué distancia se disparará la corriente de líquido lejos del tanque?

(b) ¿En qué punto del tanque ocurrirá la distancia máxima de descarga? ¿Cuál es esa distancia?

<u>Solución</u>: (a) La geometría del tanque y la corriente se muestra en la Figura 2.9. La distancia desde el tanque a la que la corriente de líquido impactará contra el suelo viene dada por



FIGURE 2.9. Tank geometry for Example 2.2.

Input Data:	
Liquid velocity at hole:	5.7 m/s
Height of hole above ground:	3 m
Calculated Results:	
Time to reach ground:	0.78 s
Horizontal distance from hole:	<u>4.46 m</u>

Example 2.2a: Liquid Trajectory from a Hole

FIGURE 2.10. Spreadsheet output for Example 2.2a: Liquid trajectory from a hole.

donde s es la distancia (longitud), V_2 es la velocidad de descarga (distancia/tiempo) y t es la tiempo tiempo).

El tiempo, t, para que el líquido caiga la distancia h, está dado por la simple aceleración debida a la gravedad,

$$t = \sqrt{2h/g} \tag{2.1.33}$$

Estas dos ecuaciones se implementan en la hoja de cálculo que se muestra en la Figura 2.10. La velocidad se obtiene del ejemplo 2.1. La distancia horizontal que recorrerá la corriente en su impacto contra el suelo está a 4,46 m de la base del tanque.

Solución (b) La solución a este problema se encuentra resolviendo la ecuación. (2.1.10) para V_2 . El resultado algebraico se sustituye en la Ec. (2.1.32), junto con la ecuación. (2.1.33). La ecuación resultante para s se diferencia con respecto a h. La expresión se pone a cero para determinar el máximo, y resuelto para h. El resultado es

$$b = \frac{1}{2} \left(H + \frac{g_c P_g}{g\rho} \right) \tag{2.1.34}$$

donde H es la altura total del líquido sobre el nivel del suelo (longitud).

Luego, las ecuaciones (2.1.33) y (2.1.34) se sustituyen en la ecuación. (2.1.32) para s para determinar la distancia máxima. El resultado es

$$s = \frac{H + (g_c P_g / g\rho)}{\sqrt{1 + \sum K_f}}$$
(2.1.35)

Si $P_g = O$, es decir el tanque se ventila a la atmósfera, entonces la descarga máxima distancia, de la Ec. (2.1.34) ocurre cuando el agujero se encuentra en h = H/2. Como el tanque aumenta la presión, la ubicación del agujero se mueve hacia arriba y finalmente llega a la parte superior del líquido.

Estas ecuaciones se implementan convenientemente usando una hoja de cálculo, como se muestra en Figura 2.11. Para este caso, la ubicación del orificio para las condiciones de descarga máxima es en 3,54 m sobre el suelo. La distancia máxima de descarga es de 4,48 m.

Este ejemplo demuestra el punto importante de que el incidente se selecciona en función sobre el objetivo del estudio. Si el objetivo del estudio es determinar el máximo tasa de descarga del tanque, luego se especifica un orificio en la parte inferior del tanque. Si el objetivo del estudio es determinar la distancia máxima de descarga, entonces la Ec. (2.1.34) se utiliza para colocar la ubicación del agujero.

Input Data:	-	
Tank pressure above liquid	:	0.1 barg
Max. liquid height in tank:		5 m _
Density of liquid:		490 kg/m**3
Excess Head Loss Factors		
Entrance:	0,5	
Exit:	1	
Others:	0	
TOTAL:	1.5	
Calculated Results:		
Hole height for max, distant	ce:	3.54 m <- Above ground
Actual height:		3.54 m <- Cannot exceed liquid height
Discharge distance:		4.48 m

Example 2.2b: Maximum Discharge Distance from a Hole in a Tank

FIGURE 2.11. Spreadsheet output for Example 2.2b: Liquid trajectory from a hole.

Ejemplo 2.3: Descarga de líquido a través de un sistema de tuberías. La Figura 2.12 muestra un sistema de transferencia entre dos tanques; El sistema se utiliza para transferir un líquido peligroso. La tubería es una tubería de acero comercial con un diámetro interno de 100 mm con un total longitud de 10 m. El sistema de tuberías contiene dos codos estándar de 90° con bridas y un válvula de compuerta estándar de línea completa. Una bomba de 3 kW con una eficiencia del 70% ayuda con el transferencia de líquido. La altura máxima de fluido en el tanque de suministro es de 3 m, y la elevación entre los dos tanques es como se muestra en la Figura 2.12.

<u>Datos</u>: Densidad del fluido (p) = 1600 kg/m^3

Viscosidad del fluido (JJL) = 1,8 X 10³ kg/m s

<u>Solución</u>: El escenario postulado es el desprendimiento de la tubería en su conexión al segundo tanque. El objetivo del cálculo es determinar la máxima tasa de descarga de líquido de la tubería. El líquido también se descargaría del agujero en el tanque previamente conectado a la tubería, pero esto no se considera en este cálculo.



FIGURE 2.12. Example 2.3: Liquid discharge through a piping system.

El método de 2-K, junto con la ecuación. (2.1.10) será utilizado. Un ensayo y error se requiere el método de solución, como se discutió en la sección sobre descargas líquidas. Una hoja de cálculo es la mejor solución, con el resultado que se muestra en la Figura 2.13

Example 2.3: Liquid Discharge through a Piping System

Input Data:

Guessed d	ischarge ve	locity:		7.74 m/s
Eluid done	it	4600	ka/m**2	
Fluid dens	ny: weitur	0.0019	kg/m*s	
Pine diam	sity.	0.0010	ng/iiis	
Pipe diama	ness	0.046	mm	
Point 1 pre	SSUIP.	0.040	Pa	
Point 2 pre	SSUIR	ŏ	Pa	
Point 1 vel	locity:	ō	m/s	
Point 1 he	iaht:	13	m	
Point 2 he	iaht:	0	m	
Pipe lengt	h:	10	m	
Net pump	energy:	-2.1	kw	
Fittings:			12 1 12 1	
Elbours	Number	K1	K-Initinity	
ElDOWS:	2	200	0.25	
valves:	1	100	0.1	
Evit:	-	100	0.5	
EAR.	,	v	'	
Calculated	Results:			
Reynolds I	No.	687702		
Friction fa	ctor:	0.0043	0.000103	
Pipe area:		0.0079	m**2	
Fittings an	d pipe K fac	tors:	_	
Elbows:	0.629		-	
Valves:	0.126			
Inlet:	0.500			
Exit:	1.000			
Pipe:	1.718			
TOTAL:	3.974			
Machanica	a anarray ha	ance terr	ne (m**)/e*	21.
Pressure	a energy ba	0.00	13 (11 2/5	<u>.</u>
Height		-127 49		
Point 1 ve	locity:	0.00		
Fittings/nit	be:	118.92		
Pump		-21.60		
TOTAL:		-30.17		
Calculated	Discharge	Velocity:	7.77	m/s
Velocity D	ifference:		-0.03081	m/s
Resulting	mass discha	irge rate:	97.61	kg/s

FIGURE 2.13. Spreadsheet output for Example 2.3: Liquid discharge through a piping system.

Los puntos de referencia inicial y final se muestran en la Figura 2.12 por los números en los cuadrados pequeños. Las presiones en estos puntos son iguales. El cambio de elevación total entre los dos puntos es 10 + 3 = 13 m.

El factor de rugosidad de la tubería se encuentra en la Tabla 2.5. Las constantes para los accesorios son que se encuentra en la Tabla 2.4.

La bomba de 3 kW tiene una eficiencia del 70 %, por lo que la energía mecánica neta transferida al fluido es (0,70)(3 kW) = 2,1 kW. La energía de la bomba se ingresa como un valor negativo ya que el trabajo está entrando en el sistema.

Los resultados calculados se determinan como sigue. El número de Reynolds se determina a partir de la velocidad estimada, el diámetro de la tubería, la densidad y la viscosidad del fluido. El factor de fricción se determina usando la ecuación. (2.1.7). Los factores Kf para los codos y las válvulas se determinan utilizando la Ec. (2.1.4). Los factores J^ para los efectos de entrada y salida se determinan usando la Ec. (2.1.6). El factor Kf de la tubería se encuentra usando la ecuación. (2.1.3). Los factores de pérdida para el sistema de tuberías completo se suman como se muestra.

Todos los términos del balance de energía mecánica tienen unidades de m2/s2. El plazo de equilibrio para la longitud de los accesorios y la tubería se calcula utilizando la ecuación. (2.1.2). Se utiliza la velocidad estimada aquí. El término de la bomba en el balance se encuentra a partir de

$$\frac{W_{\rm s}}{\dot{m}} = \frac{W_{\rm s}}{\rho v_2 A}$$

donde V_2 es la velocidad estimada. Los términos del balance de energía mecánica se suman, como como se muestra, representando la diferencia el término restante, 1/2 v\. Esto representa el velocidad calculada en la hoja de cálculo.

La solución de prueba y error se logra ingresando manualmente los valores de velocidad hasta los valores estimados y calculados son casi idénticos, o usando la función solver de la hoja de cálculo.

La tasa de descarga de masa resultante se determina a partir de Pv_2A y tiene un valor de 97,6 kg/s.

Ejemplo 2.4: Descarga de gas a través de un orificio. Calcular la tasa de descarga de propano a través de un orificio de 10 mm en las condiciones de 250C y 4 barg (5,01 bar abs).

Datos: relación de capacidad calorífica de propano = 1,15 (Crane, 1986)

Presión de vapor de propano a 250C = 8,3 barg

Solución: Los pasos para determinar la tasa de descarga son:

a. Determinar la fase de descarga.

Dado que la presión total es menor que la presión de vapor del propano líquido, la descarga debe ser como un vapor. Se deben utilizar las ecuaciones de descarga de gas.

b. Determinar el régimen de flujo, es decir sónico o subsónico.

La presión de estrangulamiento se determina utilizando la ecuación. (2.1.18).

$$\frac{P_{\text{choked}}}{P_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/(k-1)} = \left(\frac{2}{2.15}\right)^{1.15/0.15} = 0.574$$
$$P_{\text{choked}} = (5.01 \text{ bar})(0.574) = 2.88 \text{ bar}$$

Dado que P₂ = 1,01 bar es menor que P_{choked}, el flujo es sónico a través del orificio.

C. Determinar el caudal.

El área de la descarga es

$$A = \frac{\pi D^2}{4} = 7.85 \times 10^{-5} \ m^2$$

Utilice la ecuación. (2.1.17) para determinar el caudal másico

$$\left(\frac{2}{k+1}\right)^{(k+1)/(k-1)} = \left(\frac{2}{2.15}\right)^{2.15/0.15} = 0.355$$

Suponga un coeficiente de descarga, CO de 0,85. Sustituyendo en la Ec. (2.1.17)

$$\dot{m}_{choked} = C_D A P_1 \sqrt{\frac{kg_c M}{R_g T_1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{(k+1)/(k-1)}}$$

$$\dot{m}_{choked} = (0.85)(7.85 \times 10^{-5} \text{ m}^2)(501,000 \text{ Pa}) \sqrt{\frac{(1.15)(44 \text{ kg} / \text{ kg} - \text{mole})(0.355)}{(8314 \text{ Pa m}^3 / \text{ kg} - \text{mole} \text{ K})(298 \text{ K})}}$$

$$\dot{m}_{choked} = 0.0900 \text{ kg/s}$$

Este problema también se puede resolver usando el método 2-K junto con la ecuación(2.1.19). Por un hoyo, las pérdidas fraccionales se deben únicamente a la entrada y salida efectos Así, $\Sigma K_f = 0.5 + 1.0 = 1.5$. Para k = 1.2, de la Figura 2.4 (o ecuaciones en la Tabla 2.7) (P₁-P₂)/P₁ = 0.536 y se sigue que P₂ = 2.32 bar. Desde la presión ambiental está muy por debajo de este valor, el flujo se obstruirá. De Figura 2.5 (o ecuación en la Tabla 2.7), el factor de expansión, Y, es 0.614. La densidad del gas corriente arriba es

$$\rho = \frac{P_1 M}{R_g T_1} = \frac{(501,000 \text{ Pa})(44 \text{ kg/kg} - \text{mole})}{(8314 \text{ Pa m}^3/\text{kg} - \text{mole K})(298 \text{ K})} = 8.90 \text{ kg/m}^3$$

Sustituyendo en la Ec. (2.1.19), y usando la presión de estrangulamiento para P2,

$$\dot{m} = YA \sqrt{\frac{2g_c \rho_1 (P_1 - P_{2)}}{\sum K_f}}$$
$$\dot{m} = (0.614)(7.85 \times 10^{-5} \text{ m}^2) \sqrt{\frac{(2)(8.90 \text{ kg/m}^3)(2.88 \text{ bar})}{1.5}} = 0.086 \text{ kg/s}$$

Este resultado es casi idéntico al resultado anterior.

El método se implementa fácilmente usando una hoja de cálculo, como se muestra en la Figura 2.14. La hoja de cálculo imprime los flujos másicos para un rango de valores k: el usuario debe interpolar para obtener el resultado final.

÷

Example 2.4: Gas Discharge	e thro	ugh a Ho	le		
Input Data:			····		
Heat capacity ratio of gas:		1.15			
Hole size:		10	៣៣		
Upstream pressure:		5.01	bar abs		
Dowstream pressure:		1.01	bar abs		
Temperature:		298	ĸ		
Gas molecular weight:		44			
Excess Head Loss Factors:			_		
Entrance:	0,5		-		
Exit:	1				
Others:	0				
TOTAL:	1.5				
Calculated Results:					
Hole area:		7.9E-05	m**2		
Unstream das density:		8 90	ko/m**3		
Expansion factor Y		0614	Ngritt O		
Expandion functor, 1.		0.014			
Actual pressure ratio:		0.80	< Must b	e greater ti	han sonic
•			pressu	re ratio be	low to insure
			sonic f	low.	
Heat conscitutation in		1 2	1.4	1 67	
Real capacity ratio, K.	_	0.500	1.4	1.07	-
Sonic pressure ratios:		0.536	0,5/5	0.618	
Choked pressure:		2.33	2.13	1.91	bar
Mass flow:		0.0861	0.0892	0.0925	kg/s
Interpolated mass flow:		085342	kg/s		

FIGURE 2.14. Spreadsheet output for Example 2.4: Gas discharge through a hole.

Ejemplo 2.5: Descarga de gas a través de un sistema de tuberías. Calcular el caudal másico de nitrógeno a través de una tubería de acero comercial de 5 mm de diámetro y 10 m de longitud. Asumir un escenario de corte de tubería al final de la tubería. El nitrógeno se suministra desde una fuente en un presión manométrica de 20 bar y una temperatura de 298 K. El sistema de tuberías incluye cuatro Codos de 90° (estándar, roscados) y dos válvulas de compuerta de línea completa. Calcule la tasa de descarga por dos métodos (1) usando la ecuación de descarga del orificio, Eq. (2.1.17) y suponiendo un tamaño de orificio igual al diámetro de la tubería, y (2) usando un flujo adiabático completo modelo. Para nitrógeno, k = 1,4.

Solución: El problema se resolverá usando dos métodos (1) una descarga de orificio y (2) una solución de flujo de tubería adiabática.

<u>Método</u> 1: Descarga del orificio. Suponga un coeficiente de descarga, $C_D = 0.85$. El el área de la sección transversal de la tubería es:

$$A = \frac{\pi D^2}{4} = 1.96 \times 10^{-5} \text{ m}^2$$

Y:

$$\left(\frac{2}{k+1}\right)^{(k+1)/(k-1)} = \left(\frac{2}{2.4}\right)^{(2.4/0.4)} = 0.334$$

La ecuación (2.1.17) se utiliza para estimar la tasa de descarga másica,

$$\dot{m}_{\text{choked}} = C_{\text{D}} A P_{1} \sqrt{\frac{kg_{c} M}{R_{g} T_{1}} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{(k+1)/(k-1)}}$$

Sustituyendo en la Ec. (2.1.17),

$$\dot{m} = (0.85)(1.96 \times 10^{-5} \,\mathrm{m}^2)(2.1 \times 10^6 \,\mathrm{Pa}) \sqrt{\frac{(1.4)(28 \,\mathrm{kg} / \,\mathrm{kg} - \mathrm{mole})(0.334)}{(8314 \,\mathrm{Pa} \,\mathrm{m}^3 / \,\mathrm{kg} - \mathrm{mole} \,\mathrm{K})(298 \,\mathrm{K})}}$$
$$= 0.0804 \,\mathrm{kg} / \,\mathrm{s}$$

<u>Método 2</u>: modelo de flujo adiabático. Para tubería de acero comercial, de la Tabla 2,5; e = 0.046 mm y se sigue que:

$$\frac{\varepsilon}{D} = \frac{0.046 \text{ mm}}{5 \text{ mm}} = 0.0092$$

Suponga un flujo turbulento completamente desarrollado. Luego, el factor de fricción se calcula usando la ecuación (2.1.9),

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 4 \log_{10} \left(\frac{3.7}{0.0092} \right) = 10.42$$
$$f = 0.00921$$

El exceso de pérdida de carga debido a la longitud de la tubería viene dado por la ecuación. (2.1.3),

$$K_{\rm f} = \frac{4 fL}{D} = \frac{(4)(0.00921)(10 \text{ m})}{(0.005 \text{ m})} = 73.7$$

Para los codos, a las altas tasas de descarga esperadas, $K_f = K_{\infty}$. Así, de la Tabla 2.4, $K_f = 0,4$ para cada codo y para cada válvula de bola $K_f = 0,1$. El efecto de salida del gas que sale también se debe incluir la tubería, es decir, Kf= 1.0. Así, sumando todas las contribuciones,

$$\sum K_{\rm f} = 73.7 + (4)(0.4) + (2)(0.1) + 1 = 76.5$$

De la Figura 2.4 (o las ecuaciones de la Tabla 2.7), para k = 1.4 y/Q = 76.5,

$$\frac{P_1 - P_2}{P_1} = 0.9141 \Rightarrow P_2 = 1.80$$
 bar

De ello se deduce que el flujo es sónico ya que la presión aguas abajo es menor que esto. De Figura 2.5 (o Tabla 2.7), el factor de expansión del gas, Y = 0.716. La densidad del gas en el las condiciones aguas arriba son:

$$\rho_1 = \frac{P_1 M}{R_g T} = \frac{(2.1 \times 10^6 \text{ Pa})(28 \text{ kg/kg-mole})}{(8314 \text{ Pa m}^3/\text{ kg-mole K})(298 \text{ K})} = 23.7 \text{ kg m}^3$$

Sustituyendo en la Ec. (2.1.19),

$$\dot{m} = YA \sqrt{\frac{2g_c \rho_1 (P_1 - P_2)}{\sum K_f}}$$
$$\dot{m} = (0.716)(1.96 \times 10^{-5} \,\mathrm{m}^2) \sqrt{\frac{(2)(23.7 \,\mathrm{kg} \,/ \,\mathrm{m}^3)(2.1 \times 10^6 \,\mathrm{Pa} - 0.180 \times 10^6 \,\mathrm{Pa})}{76.5}}$$
$$= 0.0153 \,\mathrm{kg} \,/ \,\mathrm{s}$$

La tasa de descarga másica calculada asumiendo que un agujero es más de 5 veces más grande que el resultado del método de flujo de tubería adiabático. Ambos métodos requieren aproximadamente el mismo esfuerzo, pero el método de flujo adiabático produce un resultado mucho más realista.

Todo el método de flujo de tubería adiabático se implementa fácilmente usando una hoja de cálculo. La solución de la hoja de cálculo se muestra en la Figura 2.15.

Example 2	.5: Gas	Discharge	through a	Piping St	vstem
-----------	---------	-----------	-----------	-----------	-------

•

Input Data:				
Heat capacity ratio. k	•	1 4		
Temperature:	•	298	к	
Molecular weight of g	195.	28	IX.	
Point 1 pressure:		2101000	Pa	
Point 2 pressure:		101325	Pa	
Pipe diameter:		0.005	m	
Pipe length:		10	m	
Pipe roughness:		0.046	mm	
Filtings:				
Number	K infinite			
Elbows: 4	0.4			
Valves: 2	0.1			
Inlet: 0	0.5			
Exit: 1	1			
Calculated Results:				
Pine area		2E-05	m**2	
Initial cas density		23.74	ka/m**3	
Pipe friction factor		0.009214	kg/m O	
		0.000214		
Fitlings and pipe K fa	ictors:			
Elbows: 1.60				
Valves: 0.20				
Inlet: 0.00				
Exit: 1.00				
Pipe: 73.71				
TOTAL: 76.51				
Ln(K): 4.34				
Expansion factor:	0.72			
Heat canacity ratio k	12	14	1.67	
(P1 - P2)/P1	0.906	0.914	0.929	
P-choked:	197534.4	180552.4	148466.5	⊃a
				-
Mass flow:	0.015273	0.015341	0.015468	cg/s
Internal of a second second		0.015017	hala	
interpolated mass no	W.	0.015341	Kg/S	

FIGURE 2.15. Spreadsheet output for Example 2.5: Gas discharge through a piping system.

Ejemplo 2.6: Flujo intermitente bifásico a través de una tubería. El propano se almacena en un El recipiente a su presión de vapor de 95 bar manométricos y a una temperatura de 298 K. Determine la flujo másico de descarga si el propano se descarga a través de una tubería a la presión atmosférica.

Suponga un coeficiente de descarga de 0,85 y una longitud de tubería crítica de 10 cm. Determinar el flujo másico para las siguientes longitudes de tubería: (a) Ocm

(b) 5cm

c) 10 cm

(d) 15 cm

Datos: Calor de vaporización: 3,33 X 105 J/kg

Cambio de volumen en la vaporización: 0,048 m3/kg

Capacidad calorífica: 2230 J/kg K

Densidad del líquido: 490kg/m3

<u>Solución</u>: La solución a este problema se logra directamente usando las Ecs. (2.1.23) a (2.1.26). Esto se implementa fácilmente usando una hoja de cálculo, como se muestra en la figura 2.16. La salida que se muestra es para una longitud de tubería de 5 cm. los resultados son:

Longitud de la tubería (cm)	Flujo másico (kg/m2 s)
0	82,000
5	11,900
10	8,510
15	8.510

El flujo másico en una tubería de longitud cero es igual a la descarga de líquido a través de una agujero, representado por la ecuación. (2.1.12). Con una longitud de tubería de 10 cm, la descarga alcanza condiciones de equilibrio y el flujo de masa permanece constante con el aumento de la longitud de la tubería.

Example 2.6: Two-phase Flashing Flow through a Pipe

Input Data:		
Ambient Temperature:	298	к ———
Saturation pressure:	95	bar gauge
Storage pressure:	95	bar gauge
Downstream pressure:	0	bar gauge
Critical pipe length:	10	cm
Pipe length:	5	cm
Discharge coefficient:	0.85	
Heat of vaporization:	333000	J/kg
Volume change on vaporization	0.048	m**3/kg
Heat capacity:	2230	J/kg K
Liquid density:	490	kg/m**3
Calculated Results:		
Total available pressure drop:	95	bar
Non-equilibrium parameter:	0.5108	
Subcooled mass flux:	0	kg/m**2 s
Equilibrium mass flux:	8510.3	ka/m**2 s
All liquid discharge thru hole:	82015	kg/m**2 s
Combined mass flux:	11907.8	ka/m**2 s

FIGURE 2.16. Spreadsheet output for Example 2.6: Two-phase flashing flow through a pipe.

Ejemplo 2.7: **Descarga de Gas por Incendio Externo.** Calcular el alivio de gas a través de una válvula de alivio para un tanque de propano no aislado con un área de superficie de 5 m2 que está expuesto a un piscina de fuego exterior.

Datos: Superficie = 5 m2 = 53,8 ft2

Factor ambiental J7 =1.0

Calor latente de vaporización / fg = 333 kj/kg (Perry y Green, 1984)

1 Btu/h = 2,93 x 10^ kj/s

<u>Solución</u>: Primero use la Ec. (2.1.30) para estimar el flujo de calor en el recipiente debido a la fuego externo:

$$Q_f = 34,500FA^{0.82}$$

= (34,500)(l)(53.8)^{0.82} Btu/hr
= 9.06 × 10⁵ Btu/hr
= 265.4 kJ/s

Entonces de la Ec. (2.1.31) la tasa de ventilación es:

$$\dot{m} = \frac{Q_{\rm f}}{h_{\rm fg}} = \frac{265.4 \text{ kJ/s}}{333 \text{ kJ/kg}} = 0.797 \text{ kg/s}$$

Esta tasa es más alta que la prevista por el método API 520/521 y, después de un período inicial, puede que no se sostenga. La solución de hoja de cálculo para este problema se muestra en la Figura 2.17.

Example 2.7: Gas Discharge	Due to Exter	mal Fire
Input Data:		
Surface area:	5	m**2
Environment factor:	1	
Latent heat of vaporization:	333	kJ/kg
Calculated Results:		
Surface area:	53.82	ft**2
Heat Flux:	906110.8	BTU/hr
	265.49	kJ/s
Venting Rate:	0.797	kg/s

FIGURE 2.17. Spreadsheet output for Example 2.7: Gas discharge due to external fire.

2.1.1.4. DISCUSIÓN

Fortalezas y Debilidades. Los métodos de cálculo de descarga en fase gaseosa y líquida están bien fundamentados y están fácilmente disponibles en muchas referencias estándar. Sin embargo, muchas liberaciones reales de líquidos a presión darán lugar a descargas en dos fases. Para manejar descargas bifásicas, el proyecto DIERS desarrolló métodos para diseñar sistemas de alivio para reactores fuera de control u otros sistemas de formación de espuma. Otro aproximado simplificado También se han desarrollado métodos (por ejemplo, Fauske y Epstein, 1987).

Para las mezclas, los modelos de descarga se vuelven considerablemente más complejos y están más allá del alcance del material aquí. Para la descarga de mezclas de líquidos y gases a través de orificios, tuberías y bombas, se pueden utilizar las propiedades promedio de la mezcla. Para descargas flash a través de orificios, si se conoce la trayectoria termodinámica durante la descarga, entonces se podría utilizar un simulador termodinámico para determinar las divisiones y composiciones de las fases finales.

Identificación y Tratamiento de Posibles Errores. Las ecuaciones de descarga de gases y líquidos contienen un coeficiente de descarga. Esto puede variar de 0,6 a 1,0 dependiendo de la fase y turbulencia de la descarga. El uso de un valor único de 0,61 para líquidos puede subestimar las descargas de menor velocidad a través de orificios de mayor diámetro. De manera similar, el valor de 1,0 puede sobreestimar las descargas de gas. Todas las tasas de descarga dependerán del tiempo debido a los cambios en la composición, temperatura, presión y nivel aguas arriba del orificio. Las tasas de descarga promedio dependen de cada caso y pueden ser necesarios varios

cálculos intermedios para modelar una liberación en particular. El caudal másico de las descargas flash de dos fases siempre estará limitado por las descargas de vapor puro y líquido.

El método 2-K para descargas de líquidos y gases a través de orificios y tuberías proporciona la capacidad de incluir efectos de entrada y salida, bombas y compresores, cambios de elevación, cambios en el tamaño de las tuberías, accesorios de tuberías y longitudes de tuberías. El coeficiente de descarga es inherente al cálculo y no requiere una selección arbitraria.

También se ha presentado un método para realizar un cálculo adiabático completo del flujo de tubería utilizando el enfoque 2-K. Este método produce una respuesta mucho más realista que representar la tubería como un agujero y requiere aproximadamente el mismo esfuerzo de cálculo.

Utilidad. Los cálculos de descarga en fase gaseosa y líquida son relativamente fáciles de usar. La metodología DIERS requiere el uso de códigos informáticos comerciales o aparatos experimentales y no es fácil de aplicar, ya que requiere conocimientos expertos.

Recursos necesarios. No se requieren habilidades especiales para los cálculos de descarga de gas o líquido. Menos de 1 hora con una calculadora electrónica o una hoja de cálculo suele ser suficiente para un solo cálculo, y los cálculos posteriores tardan unos minutos. El análisis de flujo de dos fases requiere conocimientos especializados y, en la mayoría de los casos, acceso a un paquete informático adecuado, a menos que se empleen los métodos simplificados de Fauske y Epstein (1987).

Códigos de computadora disponibles

Flujo en tubería: AFT Fathom (Applied Flow Technology, Louisville, OH) Crane Companion (Crane ABZ, Chantilly, VA) FLO-SERIES (Engineered Software, Inc., Lacey, WA)

Two-phase flow: DEERS Klein (1986) two-phase flashing discharges (JAYCOR Inc.) SAFIRE (AIChE, New York) Hojas de cálculo de Fauske and Associates para flujo de dos fases

Flujo bifásico:

DEERS Klein (1986) descargas intermitentes bifásicas (JAYCOR Inc.)

SAFIRE (AIChE, Nueva York)

Algunos paquetes de análisis integrados también contienen simuladores de tasa de descarga. Estos incluyen:

ARCHIE (Environmental Protection Agency, Washington, DC) EFFECTS-2 (TNO, Apeldoorn, The Netherlands) FOCUS+ (Quest Consultants, Norman, OK) PHAST (DNV, Houston, TX) QRAWorks (PrimaTech, Columbus, OH) SAFETI (DNVs Houston, TX) SUPERCHEMS (Arthur D. Little, Cambridge, MA) TRACE (Safer Systems, Westlake Village, CA

2.1.2. Flash y evaporación

2.1.2.1. FUNDAMENTOS

Objetivo. El propósito de los modelos de inflamación y evaporación es estimar el vapor total o la tasa de vapor que forma una nube, para usarlo como entrada para los modelos de dispersión como se muestra en la Figura 2.1 y Figura 2.2.

Cuando se libera un líquido del equipo de proceso, pueden suceder varias cosas, como se muestra en la Figura 2.18. Si el líquido se almacena bajo presión a una temperatura superior a su punto de ebullición normal (sobrecalentado), se evaporará parcialmente cuando se libere a presión atmosférica. El vapor producido puede arrastrar una cantidad importante de líquido en forma de gotas. Parte de este líquido puede caer al suelo mediante lluvia y otra parte puede permanecer suspendida en forma de aerosol con posible evaporación posterior. Es probable que el líquido que queda forme un charco en ebullición que continuará evaporándose, lo que provocará una carga adicional de vapor en el aire. Un ejemplo de liberación sobrecalentada es la liberación de cloro líquido o amoníaco de un recipiente presurizado almacenado a temperatura ambiente.



FIGURA 2.18. Dos situaciones comunes de liberación de líquido que dependen del punto de ebullición normal del líquido. La formación de aerosoles también es posible en el caso B si las velocidades de liberación son altas.

Si el líquido no está sobrecalentado, pero tiene una alta presión de vapor (volátil), entonces las emisiones de vapor surgirán de la evaporación superficial de los charcos resultantes. La tasa de emisión total puede ser elevada dependiendo de la volatilidad del líquido y de la superficie total de la piscina. Un ejemplo es la liberación de tolueno, benceno o alcohol líquidos.

Para los líquidos que salen de un proceso en forma de chorro, las inestabilidades del flujo pueden hacer que la corriente se rompa en gotas antes de impactar el suelo. El tamaño de las gotas resultantes y la tasa de arrastre de aire en el chorro, así como la temperatura inicial del líquido, influyen en la tasa de evaporación de las gotas durante el vuelo. El tiempo de vuelo (trayectorias de las gotas) influye en la fracción de la liberación que llueve, se evapora o permanece en la nube de aerosol/vapor (DeVaull et al., 1995).

Referencias adicionales sobre este tema son las Directrices AIChE/CCPS para el uso de modelos de dispersión de nubes de vapor (AIChE/CCPS, 1987a, 1996a), Growl y Louvar (1990), Fthenakis (1993), el Manual de orientación para modelar emisiones accidentales hipotéticas al Atmosphere (API, 1996), Understanding Atmospheric Dispersion of Accidental Releases (AIChE/CCPS, 1995a) y varias actas de congresos publicadas (AIChE, 1987b, 1991, 1995b).

Filosofía. Si el líquido liberado está sobrecalentado, entonces la cantidad de vapor y líquido producido durante la evaporación súbita se puede calcular a partir de la termodinámica suponiendo una trayectoria adecuada. Se supone una trayectoria isoentrópica si el fluido se acelera durante su liberación. Se supone una entalpía inicial y final constante si los estados inicial y final del fluido son estacionarios. Durante el flash, una fracción significativa de líquido puede permanecer suspendida como un fino aerosol. Parte de este aerosol puede eventualmente llover, pero el resto se vaporizará debido al aire arrastrado hacia la nube. En algunas circunstancias, la ebullición terrestre de la lluvia puede ser tan rápida que toda la descarga puede entrar en la nube casi inmediatamente. En otros casos, la cantidad de líquido puede ser tan grande que enfría el suelo lo suficiente como para reducir suficientemente la vaporización superficial de la piscina. La temperatura de la piscina de líquido que queda puede estar significativamente por debajo del punto de ebullición del líquido debido al enfriamiento por evaporación. Para líquidos fríos depositados sobre sustratos cálidos, una gran ebullición inicial es seguida por una menor vaporización a medida que el sustrato se enfría; eventualmente, la entrada de calor puede restringirse a la convección atmosférica o la luz solar. Los modelos de piscinas líquidas están dominados principalmente por los efectos de transferencia de calor.

Si el líquido liberado no está sobrecalentado, sino relativamente volátil, entonces la carga de vapor se debe a la evaporación. La tasa de evaporación es proporcional a la superficie de la piscina y la presión de vapor del líquido, y puede ser significativa para piscinas grandes. Estos modelos están dominados principalmente por los efectos de transferencia de masa. El viento y la radiación solar también pueden afectar la tasa de evaporación.

Aplicaciones. El derrame de líquidos es común durante incidentes de pérdida de contención en las industrias de procesos químicos. Por tanto, los modelos de flash y evaporación son esenciales en CPQEA. El estudio de Rijnmond (Rijnmond Public Authority, 1982) proporciona buenos ejemplos

del uso de modelos de evaporación y flash. Wu y Schroy (1979) muestran cómo se pueden aplicar los modelos de evaporación a los derrames.

2.1.2.2. DESCRIPCIÓN

Descripción de la técnica

Flasheo. El flasheo de un líquido sobrecalentado liberado a la presión atmosférica se puede estimar de varias maneras. Si el estado inicial y final de la liberación es estacionario, entonces las entalpías inicial y final son las mismas (esto no implica un proceso de entalpía constante). Para materiales puros, como el vapor, se puede utilizar un diagrama de entropía-entalpía de Mollier o una tabla de datos termodinámicos.

Para líquidos que se aceleran durante la liberación, como en un chorro, un enfoque común es asumir una trayectoria isoentrópica. Estos cálculos también se pueden realizar para materiales puros utilizando un diagrama de Mollier o datos termodinámicos tabulados. La diferencia en el resultado numérico entre las vías isoentrópicas e isoentálpicas suele ser pequeña para muchas situaciones de liberación, pero esto no siempre está garantizada y depende del comportamiento termodinámico del material.

Se puede derivar una ecuación estándar para predecir la fracción del líquido que se inflama suponiendo que el calor sensible contenido dentro del líquido sobrecalentado debido a su temperatura por encima de su punto de ebullición normal se utiliza para vaporizar una fracción del líquido. Este análisis isoentálpico conduce a la siguiente ecuación para la fracción flash (Growl y Louvar, 1990),

$$F_{v} = C_{p} \frac{(T - T_{b})}{h_{fg}}$$
(2.1.36)

dónde

C_p: es la capacidad calorífica del líquido, promediada entre T y Tb (grados de energía/masa)

T: es la temperatura inicial del líquido (grados)

T_b: es el punto de ebullición atmosférico del líquido (grados)

h_{fg}: es el calor latente de vaporización del líquido en Tb (energía/masa)

F_v: es la fracción de masa del líquido liberado vaporizado (sin unidades)

TNO (1979) proporciona una ecuación de flash basada en el equilibrio térmico integrado de una porción de líquido de flash. El tratamiento manual de mezclas multicomponentes requiere mucho tiempo.

Es más fácil utilizar capacidades flash en simuladores de procesos comerciales (por ejemplo, PRO-II, HYSYS, ASPEN PLUS, PD-PLUS) o sus equivalentes disponibles internamente.

La fracción de líquido liberado vaporizado (F_v) es un mal predictor de la masa total de material en la nube de vapor, debido a la posible presencia de líquido arrastrado en forma de gotitas (aerosol). Existen dos mecanismos para la formación de aerosoles: mecánico y térmico. El mecanismo mecánico supone que la liberación de líquido se produce a velocidades lo suficientemente altas como para provocar tensión en la superficie. Estas tensiones superficiales hacen que las gotas de líquido se rompan en pequeñas gotas. El mecanismo térmico supone que la ruptura es causada por la conversión del líquido en vapor.

A bajos grados de sobrecalentamiento, domina la formación mecánica de aerosoles y la ruptura de las gotas depende con frecuencia de la fuerza relativa de las fuerzas de inercia/cizallamiento y de las fuerzas capilares sobre la gota. Esta relación se expresa frecuentemente como el número de Weber, y las gotas más grandes en el chorro tienen un diámetro, d, estimado mediante un criterio de estabilidad del número de Weber, We = $\rho_a u^2 d/\sigma$, donde los efectos de la tensión superficial, σ , velocidad del chorro ,u, y la densidad del aire, ρ_a , contribuyen (DeVaull et al., 1995). Aunque se utiliza ampliamente, el número de Weber no proporciona una respuesta completa al problema y se han presentado varias formas alternativas (Muralidhar et al., 1995).

A grados más altos de sobrecalentamiento, domina un mecanismo de flasheos, que generalmente produce gotas más pequeñas.

Tilton y Farley (1990) proporcionan un estudio sobre la rotura de chorros utilizando fluoruro de hidrógeno.

Hasta la fecha, no se dispone de ningún método completamente aceptable para predecir la formación de aerosoles, aunque se han completado muchos estudios y varias pruebas experimentales (AIChE, 1987, 1991, 1995b; Fthenakis, 1993); esta área se encuentra en continuo estudio y desarrollo en este momento. Blewitt et al. (1987) describen experimentos con derrames de ácido fluorhídrico anhidro en el sitio de pruebas del Departamento de Energía en Nevada. En la mayoría de sus pruebas no se acumuló líquido en la plataforma de prueba, aunque la fracción de inflamación adiabática teórica fue sólo de 0,2. Wheatley (1987) resume siete conjuntos de experimentos realizados en Europa y Estados Unidos sobre el amoníaco. Encontró que en el caso de liberaciones presurizadas de amoníaco no había lluvia, pero que sí ocurría algo en el caso de amoníaco semirefrigerado. Está claro que cuando los materiales se inflaman al liberarse, a ciertas presiones y temperaturas de almacenamiento, toda la masa liberada contribuye a la masa de la nube, y no sólo la fracción vaporizada.

El arrastre de aerosoles tiene efectos muy significativos en la dispersión de las nubes que incluyen

• La nube tendrá una masa total mayor.

• Habrá un componente de aerosol (que contribuirá a una mayor densidad de nubes).

• La evaporación del aerosol puede reducir la temperatura por debajo de la temperatura atmosférica ambiental (lo que contribuye a una mayor densidad de las nubes).

• La temperatura más fría de las nubes puede provocar una condensación adicional de la humedad atmosférica (lo que contribuye a una mayor densidad de las nubes).

En conjunto, estos efectos tienden a aumentar significativamente la densidad real de las nubes de vapor formadas por liberaciones repentinas. La predicción de estos efectos es necesaria para inicializar adecuadamente los modelos de dispersión. De lo contrario, el peligro potencial de la nube puede tergiversarse gravemente.

Una práctica común para estimar la formación de aerosoles es suponer que la fracción de aerosol es igual a algún múltiplo de la fracción evaporada, típicamente 1 o 2. Este método se ha atribuido a Kletz (Lees, 1986). Este enfoque no tiene una base fundamental y probablemente sea inexacto, pero todavía es una práctica común. Wheatley (1987) sugiere que esto puede subestimar significativamente la masa total en la nube porque ocurre poca lluvia en el caso de liberaciones sobrecalentadas con fracciones de inflamación tan bajas como el 10%.

El medio más común para estimar el contenido de aerosoles es predecir el tamaño de las gotas y, a partir de ahí, la dinámica de sedimentación en la atmósfera. El flasheo por liberaciones de sobrecalentado de líquidos han sido discutidos por varios autores, incluidos DeVaull et al. (1995), Fletcher (1982), Melhem et al. (1995), Wheatley (1986, 1987) y Woodward (1995). Además, AIChE/CCPS (1989) contiene un modelo que analiza la atomización debida a la aceleración (despresurización), así como el sobrecalentamiento de dichas liberaciones que se expanden a la presión ambiental. Un enfoque es determinar el tamaño máximo de gota a partir de los números Weber de gotas críticos observados, típicamente en el rango de 10 a 20 (Emerson, 1987; Wheatley, 1987). La velocidad de sedimentación atmosférica de dicha gota puede estimarse a partir de la Ley de Stokes o de una aproximación de sedimentación turbulenta (Clift et al., 1978; Coulson et al., 1978). Por ejemplo, las gotas de amoníaco deben tener al menos 0,3 mm para que la velocidad de sedimentación y orientación de la liberación y la velocidad del chorro, la cantidad de lluvia de aerosol y la masa resultante de material en la nube se pueden estimar utilizando la velocidad de sedimentación. En estas consideraciones se debe incluir la cantidad de nel aire ambiente.

API (1996) afirma que, en general, las partículas de tamaño inferior a 100 μ m tenderán a actuar como niebla o neblina y permanecerán suspendidas ante velocidades de viento superiores a 2 m/s aproximadamente si se liberan desde alturas superiores a 1 o 2 m.

Melhem (Fthenakis, 1993) proporciona un modelo para la formación de aerosoles basado en el contenido de energía mecánica o disponible del líquido. El cambio en la energía disponible es la diferencia entre la energía interna y la de expansión del fluido. Lo racional es que la energía mecánica contenida dentro del líquido es la energía utilizada para causar la ruptura del líquido. Se propone un número de Weber modificado, incluida la energía disponible. Muralidhar et al. (1995) proporcionan un buen ajuste para los datos experimentales de liberación de HF utilizando un número de Weber modificado. Un análisis de esta forma modificada, junto con datos experimentales, les lleva a concluir que para las emisiones de HF se obtiene una buena representación de los datos si el diámetro inicial de la gota (en metros) se aproxima a D = 0,96 σ/u , donde σ es la tensión superficial del líquido (N/m) y u es la velocidad de liberación (m/s).

Actualmente no está claro qué modelo de formación de aerosoles es apropiado para el análisis de riesgos. Muchos modelos proporcionan demasiada complejidad para el análisis de riesgos. En este momento, la mayoría de los analistas de riesgo utilizan un modelo basado en una fracción del monto total mostrado. Para obtener un resultado conservador, suponga que todo el aerosol se evapora.

Evaporación. La evaporación de los derrames de líquidos en la tierra y el agua ha recibido considerable atención. Los derrames en tierra se definen mejor ya que muchos derrames ocurren en un dique u otro sistema de retención que permite estimar bien el tamaño del charco. Los derrames al agua son ilimitados y los cálculos son más empíricos.

Varias referencias útiles están disponibles en AIChE/CCPS (1987a) y AIChE/CCPS (1995). Se proporcionan procedimientos de cálculo más detallados en Cavanaugh, et. Alabama. (1994), Drivas (1982), Fleischer (1980), Kawamura y McKay (1987), MacKay y Matsuga (1973), Shaw y Briscoe (1978), Stiver et al. (1989), TNO (1979) y Webber (1991). Wu y Schroy (1979) manejan un segundo componente y Studer et al. (1987) incluyen la dinámica de una piscina profunda.

La vaporización de una piscina se determina utilizando un balance de energía total en la piscina, Evaporación.

$$mC_{\rm p} \frac{dT}{dt} = H - L\dot{m}$$
(2.1.37)

dónde

m: es la masa de la piscina (masa)

C_p :es la capacidad calorífica del líquido (energía/grados de masa)

T: es la temperatura del líquido en la piscina (grados)

T: es el tiempo (tiempo)

H: es el flujo de calor total hacia la piscina (energía/tiempo)

L: es el calor de vaporización del líquido (energía/masa)

m: es la tasa de evaporación (masa/tiempo)

El flujo de calor, H, es la energía total neta que ingresa a la piscina proveniente de la radiación a través del sol, de la convección y conducción al aire, de la conducción a través del suelo y otras posibles fuentes de energía, como un incendio.

Los enfoques de modelado utilizando la ecuación. (2.1.37) se dividen en dos clases: líquidos de baja y alta volatilidad. Los líquidos de alta volatilidad son aquellos con puntos de ebullición cercanos o inferiores a la temperatura ambiente o del suelo.

Para líquidos de alta volatilidad, la tasa de vaporización de la piscina se controla mediante la transferencia de calor desde el suelo (por conducción), el aire (tanto por conducción como por convección), el sol (radiación) y otras fuentes de calor circundantes, como un incendio o una bengala. . También es importante el enfriamiento del líquido debido a la rápida vaporización.

Para el caso de alta volatilidad, la Ec. (2.1.37) se puede simplificar suponiendo un estado estacionario, lo que resulta en

$$\dot{m} = \frac{H}{L} \tag{2.1.38}$$

donde m es la tasa de vaporización (masa/tiempo), H es el flujo de calor total a la piscina (energía/tiempo) y L es el calor de vaporización de la piscina (energía/masa).

La etapa inicial de vaporización suele estar controlada por la transferencia de calor desde el suelo. Esto es especialmente cierto para un derrame de líquido con un punto de ebullición normal por debajo temperatura ambiente o temperatura del suelo (es decir, líquido hirviendo). La transferencia de calor desde el suelo se modela con una ecuación unidimensional simple de conducción de calor dada por

$$q_{g} = \frac{k_{s}(T_{g} - T)}{(\pi \alpha_{s} t)^{1/2}}$$
(2.1.39)

donde

k_s: es la conductividad térmica del suelo (energía/longitud grados)

t: es el tiempo después del derrame (tiempo)

qg: es el flujo de calor desde el suelo (energía/área)

T_g: es la temperatura del suelo (grados)

T: es la temperatura de la piscina líquida (grados)

 $[\]alpha_s$: igual que la difusividad térmica del suelo (área/tiempo)

La ecuación (2.1.39) no se considera conservadora.

En épocas posteriores, los flujos de calor solar y la transferencia de calor por convección desde la atmósfera adquieren importancia. En caso de un derrame sobre el piso de un dique aislado, estos flujos pueden ser las únicas contribuciones de energía. Este enfoque parece funcionar adecuadamente para el GNL, y quizás para el etano y el etileno. Los hidrocarburos superiores (C3 y superiores) requieren un mecanismo de transferencia de calor más detallado. Este modelo también ignora los posibles efectos de congelación del agua en el suelo, que pueden alterar significativamente el comportamiento de la transferencia de calor.

Para líquidos que tienen puntos de ebullición normales cercanos o superiores a la temperatura ambiente, la evaporación por difusión o transferencia de masa es el mecanismo limitante. Las tasas de vaporización para esta situación no son tan altas como para líquidos instantáneos o piscinas en ebullición, pero pueden ser significativas si el área de la piscina es grande. Un enfoque típico es asumir una tasa de vaporización de la forma (Matthiessen, 1986)

$$\dot{m}_{\rm mass} = \frac{Mk_{\rm g}AP^{\rm sac}}{R_{\rm g}T_{\rm L}}$$
(2.1.40)

donde

m_{mass}: la masa es la tasa de evaporación por transferencia de masa (masa/tiempo)

M: es el peso molecular del material que se evapora (masa/mol)

k_g: es el coeficiente de transferencia de masa (longitud/tiempo)

A: es el área de la piscina (área)

P^{Sat}: es la presión de vapor de saturación del líquido (fuerza/área)

R_g : es la constante del gas ideal (volumen de presión/grados moles)

T_L: es la temperatura del líquido (grados absolutos)

Este modelo supone que la concentración de vapor en el gas circundante es mucho menor que la presión de vapor de saturación.

La dificultad con la Ec. (2.1.40) es la necesidad de especificar el coeficiente de transferencia de masa, k_g . Existen varios procedimientos para estimar esta cantidad. El primer procedimiento es utilizar un material de referencia y estimar el cambio en el coeficiente de transferencia de masa debido al cambio en el peso molecular. Esto da como resultado una expresión de la forma (Matthiessen, 1986)

$$k_{\rm g} = k_{\rm g}^0 \left(\frac{M_0}{M}\right)^{1/3}$$
(2.1.41)

donde k_g^0 es un coeficiente de transferencia de masa de referencia (longitud/tiempo) y M_0 es un coeficiente de transferencia de referencia de 0,83 cm/s (Matthiessen, 1986).

MacKay y Matsuga (1973) proporcionan una correlación basada en datos experimentales. Esta correlación supone una estabilidad atmosférica neutra y se aplica sólo para un componente puro.

$$k_{\rm g} = 0.00482 N_{\rm Sc}^{-0.67} u^{0.78} d_{\rm P}^{-0.11}$$
(2.1.42)

donde

k_g : es el coeficiente de transferencia de masa (m/s)

N_{sc}: es el número de Schmidt (sin unidades)

u: es la velocidad del viento a 10 m del suelo (m/s)

d_p: es el diámetro de la piscina (m)

El número de Schmidt está dado por

$$N_{\rm Sc} = \frac{\nu}{D_{\rm m}M} = \frac{\nu}{D} \tag{2.1.43}$$

donde v es la viscosidad cinemática (fuerza/longitud tiempo), D_m es la difusividad molal (moles/longitud tiempo), M es el peso molecular del material (masa/mol) y D es la difusividad (longitud/tiempo).

Kawamura y MacKay (1987) desarrollaron dos modelos para estimar las tasas de evaporación de depósitos subterráneos de líquidos volátiles y no volátiles: los modelos de evaporación directa y temperatura superficial. Ambos modelos se basan en equilibrios de calor en estado estacionario alrededor de la piscina e incluyen radiación solar, enfriamiento por evaporación y transferencia de calor desde el suelo. Ambos modelos concuerdan bien con los datos experimentales, normalmente dentro del 20%, con algunas diferencias que llegan hasta el 40%. El modelo de evaporación directa es el modelo más simple, mientras que el modelo de temperatura superficial requiere una solución iterativa para determinar la temperatura superficial de la piscina de evaporación.

El modelo de evaporación directa incluye una tasa de evaporación debida a la radiación solar, dada por

$$\dot{m}_{\rm sol} = \frac{Q_{\rm sol} MA}{H_{\rm v}}$$
(2.1.44)

donde

m_{sol}: es la tasa de evaporación (masa/tiempo)

Q_{sol}:, es la radiación solar (energía/área-tiempo)

M: es el peso molecular (masa/mol)

A: es el área de la piscina (área)

H_v: es el calor de vaporización del líquido (energía/mol)

La ecuación (2.1.38) se combina con la ecuación. (2.1.44) que representa la evaporación debida a la transferencia de masa.

$$\dot{m}_{\text{tot}} = \dot{m}_{\text{sol}} \left(\frac{1}{1+\beta} \right) + \dot{m}_{\text{mass}} \left(\frac{\beta}{1+\beta} \right)$$
(2.1.45)

Donde

 \dot{m}_{tot} es la velocidad neta de evaporación (masa/tiempo), β es un parámetro función de la presión de saturación (adimensional) y \dot{m}_{mass} es la tasa de transferencia de masa dada por la ecuación (2.1.40).

El parámetro β esta dado por:

$$\beta = \left[\left(3650 \frac{\text{kJ Pa}}{\text{mol K}} \right) N_{\text{Sc}}^{0.67} + \frac{U_{\text{grd}} R_{\text{g}} T}{k} \right] \frac{R_{\text{g}} T^2}{P^{\text{sat}} H_{\text{v}}^2}$$
(2.1.46)

N_{sc}: es el número de Schmidt adimensional, dado por la ecuación. (2.1.43)

Ugrd: es el coeficiente general de transferencia de calor del suelo (energía/área-tiempo-grados)

R_g: es la constante del gas ideal (volumen de presión/grados moles)

T: es la temperatura absoluta (grados)

K: es el coeficiente de transferencia de masa (longitud/tiempo)

P^{sat}: es la presión de vapor de saturación (presión)

H_v: es el calor de vaporización del líquido (energía/mol)

El valor de β controla las contribuciones relativas de la evaporación solar y de transferencia de masa. Si β es pequeño en comparación con la unidad, entonces domina la evaporación solar, mientras que β es grande, entonces predomina la evaporación por transferencia de masa.

Expansión de la piscina: Un parámetro importante en todos los modelos de evaporación es el área de la piscina. Si el líquido está contenido dentro de un dique u otra área físicamente delimitada, entonces el área de la piscina se determina a partir de estos límites físicos si el derrame tiene un volumen lo suficientemente grande como para llenar el área. Si el conjunto es ilimitado, entonces se puede esperar que se extienda y crezca en área en función del tiempo. El tamaño de la piscina y su extensión depende en gran medida del nivel y la rugosidad de la superficie del terreno; la mayoría de los modelos asumen una superficie nivelada y lisa.

Un enfoque es asumir un espesor de líquido constante en toda la piscina. La superficie de la piscina se determina entonces directamente a partir del volumen total de material. El índice de exposición química de Dow (AIChE, 1994) utiliza una profundidad de piscina constante de 1 cm.

Wu y Schroy (1979) resolvieron las ecuaciones de movimiento y continuidad para derivar una ecuación para el radio de la piscina. Esta ecuación produce un resultado conservador, suponiendo que el derrame ocurre sobre una superficie plana, el crecimiento del charco no está restringido y el crecimiento del charco será radial y uniforme desde el punto del derrame. El resultado es

$$r = \left[\frac{t^3}{C^3 \pi^2/6 g} \times \frac{\rho Q_{\rm AF}^2}{\mu} \times \cos\beta \sin\beta\right]^{1/5}$$
(2.1.47)

donde

r: es el radio de la piscina (longitud)

t: es el tiempo después del derrame (tiempo)

C: es una constante desarrollada a partir de datos experimentales, ver más abajo (adimensional)

G: es la aceleración debida a la gravedad (longitud/tiempo2)

ρ es la densidad del líquido (masa/volumen)

Q_{AF}: es la tasa de derrame volumétrico después del flasheo (volumen/tiempo)

M: es la viscosidad del líquido (masa/longitud tiempo)

 β es el ángulo entre la superficie de la piscina y el eje vertical perpendicular al suelo, ver más abajo (grados)

El número de Reynolds para la distribución del grupo está dado por

$$N_{\rm Re} = \frac{2Q_{\rm AF}\rho}{\pi r\mu}$$
(2.1.48)

y la constante, C, tiene un valor de 2 para un número de Reynolds mayor que 25 y un valor de 5 para un número de Reynolds menor o igual a 25.

El ángulo de la superficie de la piscina está dado por

$$\beta = \tan^{-1} \left[(0.25 + B)^{0.5} - 0.5 \right]^{0.5}$$
(2.1.49)

$$B = \frac{22.489r^4\rho}{Q_{\rm AF}\mu}$$
(2.1.50)

Claramente, la solución a este modelo es iterativa ya que varios de los parámetros de la ecuación (2.1.47) dependen de un valor del radio de la piscina, que es el resultado deseado.

Webber (1991) desarrolló un modelo más complejo para la distribución del pool. Este modelo se presenta como un conjunto de dos ecuaciones diferenciales acopladas que modelan el líquido esparcido sobre una superficie plana horizontal y sólida. El modelo incluye términos de dispersión de la gravedad y términos de resistencia al flujo tanto para flujo laminar como turbulento. La solución de este modelo muestra que el radio del diámetro de la piscina es proporcional a t en el límite donde la gravedad equilibra la inercia, y a t^{1/8} en el límite donde la gravedad y la resistencia laminar se equilibran.

Este modelo asume un comportamiento isotérmico y no incluye efectos de evaporación o ebullición.

Se han completado algunos trabajos en piscinas sobre superficies rugosas (Webber, 1991).

Para los líquidos derramados sobre el agua, el tratamiento es significativamente diferente. Para este caso se debe modificar el término de gravedad en términos de la diferencia de densidad relativa entre el líquido liberado y el agua (Webber, 1991). Las soluciones a estas ecuaciones dan como resultado una solución temprana con el radio de la piscina proporcional a t^{1/2} cuando la resistencia está dominada por el agua desplazada. El régimen viscoso laminar asintótico da como resultado una solución con un radio proporcional a t^{1/4}. El flujo de agua debajo de la piscina es más importante en este régimen.

Diagrama lógico. Un modelo con base fundamental debe resolver los equilibrios simultáneos, dependientes del tiempo, de calor, masa y momento. En la Figura 2.19 se muestra un diagrama lógico.

Fundamento Teórico. Los modelos de flash de equilibrio para líquidos sobrecalentados se basan en la teoría termodinámica. Sin embargo, las estimaciones de la fracción de aerosol arrastrada por la nube resultante son en su mayoría empíricas o semiempíricas. La mayoría de los modelos de evaporación se basan en la solución de balances de masa y calor dependientes del tiempo. Generalmente se ignora la transferencia de momento. Los modelos de dispersión de piscinas se basan principalmente en las fuerzas opuestas de la gravedad y la resistencia al flujo y, por lo general, asumen una superficie horizontal lisa.

Requisitos de entrada y disponibilidad. Los modelos flash requieren datos sobre la capacidad calorífica, el calor latente de vaporización de los materiales puros, las temperaturas normales del punto de ebullición, así como las condiciones iniciales de temperatura y presión. La compilación de propiedades físicas de AIChE/DIPPR (Banner y Daubert, 1985) es una fuente útil de propiedades dependientes de la temperatura. Para mezclas que flashean normalmente se utilizaría un simulador de proceso comercial. Si se va a determinar el tamaño de la gota para permitir la estimación de la velocidad de sedimentación, se debe calcular la velocidad de descarga, junto con la densidad y la tensión superficial del líquido y la densidad del gas.



FIGURA 2.19. Diagrama lógico de evaporación de piscina.

Los modelos de evaporación para piscinas en ebullición requieren la definición de la tasa de fuga y el área de la piscina (para derrames en la tierra), la velocidad del viento, la temperatura ambiente, la temperatura de la piscina, la densidad del suelo, el calor específico y la conductividad

térmica. Los parámetros de radiación (por ejemplo, flujo de calor solar entrante, reflectividad y emisividad de la piscina) también son necesarios si la radiación solar es un factor importante. La mayoría de estos datos están fácilmente disponibles, pero las características del suelo son bastante variables.

Los modelos de evaporación para líquidos que no hierven requieren la tasa de fuga y el área de la piscina (para derrames en la tierra), la velocidad del viento, la temperatura ambiente, la temperatura de la piscina, la presión de vapor de saturación del material en evaporación y un coeficiente de transferencia de masa.

Los modelos de dispersión en piscinas requieren la viscosidad y densidad del líquido y posiblemente un coeficiente de fricción turbulenta. Webber (1991) midió los valores del coeficiente de fricción turbulenta.

Resultado. El resultado de los modelos flash es la separación vapor-líquido de una descarga de un líquido sobrecalentado. Los modelos de aerosoles y lluvias proporcionan estimaciones de las fracciones del líquido que permanecen suspendidas dentro de la nube.

El resultado de los modelos de evaporación es la tasa de masa de ebullición o vaporización dependiente del tiempo desde la superficie de la piscina. Estos modelos rara vez dan concentraciones de vapor atmosférico o dimensiones de las nubes sobre la piscina, lo que puede ser necesario como entrada para modelos de dispersión de nubes de gas denso u otros modelos de vapor.

Los modelos de dispersión de piscinas proporcionan el radio o la velocidad de dispersión radial de la piscina a partir de los cuales se determina el área total y la profundidad de la piscina.

Enfoques simplificados. Para los casos de evaporación, un enfoque simplificado para liberaciones más pequeñas de líquidos con puntos de ebullición normales muy por debajo de la temperatura ambiente es asumir que todo el líquido ingresa a la nube de vapor, ya sea por inflamación inmediata más arrastre de aerosol, o por evaporación rápida de cualquier lluvia.

Ejemplo 2.8: Fracción de Flasheo Isenentalpico. Calcular la fracción flash de propano líquido Flashed de 10 barg y 250C a la presión atmosférica.

Datos: Capacidad calorífica, Cp: 2,45 kj/kg K (promedio 231-298 K)

Temperatura ambiente, T: 298 K (25 °C)

Punto de ebullición normal, Tb: 231 K (-42 ºC)

Calor de vaporización, h_{fg}: 429 kj/kg a -42 °C (Perry y Green, 1984)

Solución: Utilizando la Ec. (2.1.36)

E	-0	$(T - T_b)$	$-(2.45 \text{ kJ/kg K}) \times$	(298 K	-	231 K)	-0.28
Γv	-Cp	h _{fg}	$= (2.43 \text{ K})/\text{Kg K}) \land$	(429	kJ	/kg)	-0.56

Ambient temperature:	298	K
Boiling point temp. at pressure:	231	К
Heat capacity:	2.45	kJ/kg-K
Heat of vaporization:	429	kJ/kg
Calculated Results:		
Flash fraction: 0.383		

Example 2.8: Isenthalpic Flash Fraction

FIGURE 2.20. Spreadsheet output for Example 2.8: Isenthalpic flash fraction.

Los resultados experimentales sugieren que esto puede subestimar seriamente la nube real masa, ya que las gotas de aerosol serán transportadas con la nube que se dispersa.La salida de la hoja de cálculo para este problema se muestra en la Figura 2.20.

Ejemplo 2.9: Vaporización de piscina en ebullición. Calcular la tasa de vaporización debida a calentamiento desde el suelo a los 10 s después de un derrame instantáneo de 1000 m3 de GNL en un dique de hormigón de 40 m de radio.

<u>Datos</u>: Difusividad térmica del suelo, α_s : 4,16 X 10⁻⁷ m²/s

Conductividad térmica del suelo, k_s;. 0,92 W/m·K

Temperatura de la piscina líquida, T: 109 K (-164 ºC)

Temperatura del suelo, T_g: 293 K (2º ºC)

Calor de vaporización de la piscina, L: 498 kJ/kg a -164 ºC (Shaw y Briscoe, 1978)

<u>Solución</u>: El área total de la piscina = πxr^2 = (3.14)(40 m)² = 5024 m². La profundidad del líquido en la piscina es pués (1000 m³)/(5024 m²) = 0,2 m. Por lo tanto, hay más que suficiente líquido en el derrame para cubrir el área de contención. El flujo de calor del suelo está dado por la ecuación (2.1.39):

$$q_{\rm g} = \frac{k_{\rm s}(T_{\rm g} - T)}{(\pi \alpha_{\rm s} t)^{1/2}} = \frac{(0.92 \text{ W/m K})(293 \text{ K} - 109 \text{ K})}{\left[(3.14)(4.16 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s})(10 \text{ s})\right]^{1/2}} = 4.68 \times 10^4 \text{ J/m}^2 \text{ s}$$

La velocidad de evaporación total para toda el área de la piscina es:

$$(0.094 \text{ kg/m}^2 \text{ s})(5024 \text{ m}^2) = 472 \text{ kg/s}$$

The spreadsheet output for this problem is shown in Figure 2.21.

Input Data:		
Thermal diffiusivity of soil:	4.2E-07	m**2/s
Thermal conductivity of soil:	0.92	W/m-K
Temperature of the liquid pool:	109	к
Temperature of the soil:	293	к
Heat of vaporization:	498000	J/kg
Time:	10	s
Pool area:	5024	m**2
Calculated Results:		
Heat flux from ground:	46826	J/m**2 s
Evaporative flux:	0.094	kg/m**2 s
Total evaporation rate:	472.4	kg/s

Example 2	2,9:	Boiling	Pool	Vaporization
-----------	------	---------	------	--------------

FIGURE 2.21. Spreadsheet output for Example 2.9: Boiling pool vaporization.

Ejemplo 2.10: Piscina en evaporación. Estime la tasa de evaporación para una piscina de 100 m² de hexano líquido a una temperatura de 298 K.

Datos: M = 86

P^{Sat}= 15 lmm Hg

<u>Solución</u>: Esto se considera un problema de grupo de baja volatilidad. Se aplican las ecuaciones (2.1.40) a (2.1.42). El coeficiente de transferencia de masa para la evaporación se estima utilizando la ecuación (2.1.41):

$$k_{\rm g} = k_{\rm g}^0 \left(\frac{M_0}{M}\right)^{1/3} = (0.83 \text{ cm/s}) \left(\frac{18}{86}\right)^{1/3} = 0.493 \text{ cm/s}$$

La ecuación (2.1.40) se utiliza para estimar la tasa de evaporación:

$$\dot{m}_{\text{mass}} = \frac{Mk_{\text{g}}AP^{\text{sat}}}{R_{\text{g}}T_{\text{L}}}$$

$$= \frac{(0.086 \text{ kg/gm} - \text{mole})(0.493 \times 10^{-2} \text{ m/s})(100 \text{ m}^{2})(151 \text{ mm Hg})(1 \text{ atm}/760 \text{ mm Hg})}{(82.057 \times 10^{-6} \text{ m}^{3} \text{ atm}/\text{gm} - \text{mole K})(298 \text{ K})}$$

$$= 0.344 \text{ kg/s}$$

Claramente, la tasa de evaporación de la piscina en ebullición es significativamente mayor que la tasa de evaporación del líquido volátil. Se muestra la salida de la hoja de cálculo para este problema en la figura 2.22.

Example 2.10: Evaporating Pool				
Input Data:				
Area of pool:	100	m**2		
Ambient temperature:	298	К		
Molecular weight of liquid:	86			
Saturation vapor pressure:	151	<mark>mm</mark> Нд		
Calculated Results:				
Mass transfer coefficient:	0.004928	m/s		
Evaporation rate:	0.344349	kg/s		

FIGURE 2.22. Spreadsheet output for Example 2.10: Evaporating pool.

Ejemplo 2.11: Evaporación de piscina usando el modelo de evaporación directa de Kawamura y MacKay (1987). Determine la tasa de evaporación de una piscina de pentano de 10 m de diámetro a una temperatura ambiente de 296 K. La piscina está sobre arena húmeda y la tasa de entrada de energía solar es de 642 J/m²s.

Temperatura ambiente: 296 K

Velocidad del viento a 10 metros: 4,9 m/s

Propiedades físicas del pentano:

Peso molecular: 72

Calor de vaporización: 27 kj/mol

Presión de vapor a temp. ambiente: 0,652 bar abs

Viscosidad cinemática en aire: 1,5 X 10⁻⁵ m²/s

Propiedades físicas del aire:

Difusividad: 7,1 X 10^{-6} m²/s

Propiedades de transferencia de calor:

Radiación solar: 642 J/m²s

Coeficiente de transferencia de calor para pentano: 43,1 J/m² s ^oC

Coeficiente de transferencia de calor suelo: 45,3 J/m² s ^oC

Solución: El área total de la piscina es:

$$A = \frac{\pi D^2}{4} = \frac{(3.14)(10 \text{ m})^2}{4} = 78.5 \text{ m}^2$$

El número de Schmidt se determina a partir de la ecuación. (2.1.43).

$$N_{\rm Sc} = \frac{\nu}{D} = \frac{1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}}{7.1 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}} = 2.11$$

El coeficiente de transferencia de masa se determina a partir de la ecuación. (2.1.42)

$$k = 0.00482 N_{Sc}^{-0.67} u^{0.78} d_{p}^{-0.11}$$

= 0.00482(2.11)^{-0.67} (4.9 m/s)^{0.78} (10 m)^{-0.11}
= 7.74 × 10⁻³ m/s

El coeficiente global de transferencia de calor del suelo, U_{grd}, es una combinación de los coeficientes de transferencia de calor del suelo y del líquido,

$$\frac{1}{U_{\text{grd}}} = \frac{1}{h_{\text{liq}}} + \frac{1}{h_{\text{grd}}} = \frac{1}{43.1 \text{ J/m}^2 \text{ s}^\circ \text{C}} + \frac{1}{45.3 \text{ J/m}^2 \text{ s}^\circ \text{C}}$$
$$U_{\text{grd}} = 22.1 \text{ J/m}^2 \text{ s}^\circ \text{C}$$

La tasa de evaporación debido a los efectos de transferencia de masa viene dada por la ecuación (2.1.40)

$$\dot{m}_{\text{mass}} = \frac{MkAP^{\text{sat}}}{R_{\text{g}}T_{\text{L}}}$$
$$= \frac{(72 \text{ kg/kg} - \text{mole})(7.74 \times 10^{-3} \text{ m/s})(78.5 \text{ m}^2)(65.2 \text{ kPa})}{(8.314 \text{ kPa m}^3/\text{kg} - \text{mole K})(296 \text{ K})} = 1.16 \text{ kg/s}$$

La tasa de evaporación debido a la entrada de energía solar se determina a partir de la ecuación. (2.1.44):

$$\dot{m}_{sol} = \frac{Q_{sol} MA}{H_v}$$
$$= \frac{(642 \text{ J/m}^2 \text{ s})(72 \text{ kg/kg} \cdot \text{mole})(78.5 \text{ m}^2)}{(27.4 \text{ kJ/mol})(1000 \text{ mol/kg} \cdot \text{mole})} = 0.132 \text{ kg/s}$$

El valor de /J se determina a partir de la ecuación. (2.1.46)

$$\beta = \left[\left(3650 \frac{\text{kJ Pa}}{\text{mol K}} \right) N_{\text{Sc}}^{0.67} + \frac{U_{\text{grd}} R_{\text{g}} T}{k} \right] \frac{R_{\text{g}} T^2}{P^{\text{sat}} H_{\nu}^2}$$
$$= \left[\left(3650 \frac{\text{kJPa}}{\text{mol K}} \right) (2.11)^{0.67} + \frac{(2.21 \times 10^{-2} \text{ kJ/m}^2 \text{ sK})(8.314 \text{ Pa m}^3/\text{mol K})(296 \text{ K})}{7.74 \times 10^{-3} \text{ m/s}} \right]$$
$$\times \left[\frac{(8.314 \text{ Pa m}^3/\text{mol K})(296 \text{ K})^2}{(65225 \text{ Pa})(27.4 \text{ kJ/mol})^2} \right] \left(\frac{1 \text{ kJ}}{1000 \text{ J}} \right) = 0.193$$

La tasa de evaporación neta se determina a partir de la ecuación. (2.1.45)

$$\dot{m}_{\text{tot}} = \dot{m}_{\text{sol}} \left(\frac{1}{1+\beta} \right) + \dot{m}_{\text{mass}} \left(\frac{\beta}{1+\beta} \right)$$
$$= (0.132 \text{ kg/s}) \left(\frac{1}{1+0.194} \right) + (1.16 \text{ kg/s}) \left(\frac{0.194}{1+0.194} \right) = 0.299 \text{ kg/s}$$

Está claro que tanto la transferencia de masa como la evaporación solar contribuyen al resultado neto.

La implementación de hoja de cálculo de este problema se da en la Figura 2.23.

input Data:		
Geometry.		· ····
Diameter of pool:	10	m
Physical Properties of Liquid:		
Molecular weight of liquid:	72	
Heat of vaporization of liquid:	27.4	kJ/mol
Vapor pressure of liquid at ambient:	0.652	bar abs
Kinematic viscosity of liquid in air:	1.5E-05	m**2/s
Physical Properties of Air:		
Diffusivity:	7.1E-06	m**2/s
Heat Transfer Properties:		····
Solar input:	0.642	kJ/m**2 s
Heat transfer coefficient of liquid:	0.0431	kJ/m**2 s k
Heat transfer coefficient of ground:	0.0453	kJ/m**2 s K
Ambient temperature:	296	к
Wind speed at 10 meters:	4.9	m/s
Calculated Results:		
Pool area:	78.54	m**2
Schmidt number:	2.11	
Mass transfer coefficient:	0.00783	m/s
Overall ground heat transfer coefficient:	0.0221	kJ/m**2 s ⊧
Evaporation Rates:		
Mass transfer:	1.17	kg/s
Solar radiation:	0.13	kg/s
Beta:	0.193	
Net evaporation rate:	0.301	kg/s

Example 2.11: Pool Evaporation using Kawamura and MacKay Direct Evaporation Model

FIGURE 2.23. Spreadsheet output for Example 2.11: Pool evaporation using Kawamura and MacKay (1987) Direct evaporation model.

Ejemplo 2.12: Formación de Pool. Estime el radio de la piscina en 100 s para un derrame continuo de agua líquida sobre una superficie plana no restringida. Suponga una tasa de descarga de 1 litro/s (0,001 m3/s) y que el agua está a temperatura ambiente.

Datos: Densidad del líquido, ρ: 1000 kg/m³

Viscosidad del líquido, µ: 0,001 kg/m-s

<u>Solución</u>: El modelo de Wu y Schroy (1979) presentado en las Ecs. Se utilizará (2.1.47) a (2.1.50). De la ecuación. (2.1.47)
$$r = \left[\frac{t^3}{C^3 \pi^2/6g} \times \frac{\rho Q_{\rm AF}^2}{\mu} \times \cos\beta \sin\beta\right]^{1/5}$$

Sustituyendo los valores conocidos,

$$r = \left[\frac{(100 \,\mathrm{s})^3}{C^3 \,(3.14)^2 \,/(6)(9.8 \,\mathrm{m/s}^2)} \times \frac{(1000 \,\mathrm{kg/m^3})(0.001 \,\mathrm{m^3/s})^2}{0.001 \,\mathrm{kg/m} \cdot \mathrm{s}} \times \cos\beta \sin\beta\right]^{1/5}$$
$$r = \left[5.96 \times 10^{-3} \,\frac{\cos\beta \sin\beta}{C^3}\right]^{1/5}$$

con r teniendo unidades de metros.

El número de Reynolds del charco de expansión viene dado por la Ec. (2.1.48)

$$N_{\rm Re} = \frac{2Q_{\rm AF}\rho}{\pi r\mu} = \frac{(2)(0.001 \text{ m}^3/\text{s})(1000 \text{ kg/m}^3)}{(3.14)r \ (0.001 \text{ kg/m} - \text{s})} = \frac{637}{r}$$

El valor de B viene dado por la Ec. (2.1.50)

$$B = \frac{22.489r^4\rho}{Q_{\rm AF}\mu} = \frac{(22.489)r^4(1000\,{\rm kg/m^3})}{(0.001\,{\rm m^3/s})(0.001\,{\rm kg/m^{-}s})} = 2.25 \times 10^{10}\,r^4$$

y la ecuación de distribución de la piscina se determina utilizando la ecuación. (2.1.49). Todo el procedimiento se puede resolver fácilmente usando una hoja de cálculo. La salida se muestra en la Figura 2.24. La solución se realiza iterativamente mediante un procedimiento manual de prueba y error. El radio de la piscina resultante es de 64,1 m.

Si se supone una profundidad constante de la piscina de 1 cm, el diámetro de la piscina resultante es de 0,56 m, significativamente menor que el resultado de Wu y Schroy (1979). Un diámetro de piscina más pequeño daría como resultado una tasa de evaporación más pequeña.

Example 2.12:	Pool Spread	via Wu and	Schrov	(1979)	model
				·/	

Input Data:			
Time:	100 s		
Volumetric spill rate:	0.001 (m**3)/2		
Liquid density:	1000 kg/m**3		
Liquid viscosity:	0.001 kg/m-s		
Calculated Results:			
Initial estimate of pool of	liameter:	64.08 m	Trial and Error solution!
B :		3.79E+17	
Beta:		1,57	
Reynolds number:		9,94	
-			
Selected value of C:		5	
Recalculated value of p	ool radius:		64.09 m

FIGURE 2.24. Spreadsheet output for Example 2.12: Pool spread.

2.1.2.4. DISCUSIÓN

Recursos necesarios. Un ingeniero de procesos puede realizar todos los cálculos de esta sección en un corto período de tiempo, particularmente con la ayuda de una hoja de cálculo o un paquete matemático basado en PC.

2.1.3. Modelos de dispersión

La predicción precisa de la dispersión atmosférica de los vapores es fundamental para la estimación de las consecuencias del CPQRA. Normalmente, los cálculos de dispersión proporcionan una estimación del área afectada y las concentraciones promedio de vapor esperadas. Los cálculos más simples requieren una estimación de la tasa de liberación del gas (o la cantidad total liberada), las condiciones atmosféricas (velocidad del viento, hora del día, nubosidad), la rugosidad de la superficie, la temperatura, la presión y quizás el diámetro de la liberación. Los modelos más complicados pueden requerir detalles adicionales sobre la geometría, el mecanismo de descarga y otra información sobre el lanzamiento.

Se pueden definir tres tipos de comportamiento de las nubes de vapor y tres modos diferentes de tiempo de liberación:

Comportamiento de la nube de vapor:

- · Gas con flotabilidad neutra
- Gas con flotabilidad positiva
- Gas denso (o negativamente) flotante

Duración de la liberación:

- Instantáneo (bocanada)
- Liberación continua (penachos)
- Tiempo variable continuo

Los conocidos modelos gaussianos describen el comportamiento del gas con flotabilidad neutra liberado en la dirección del viento a la velocidad del viento. Las liberaciones de gas denso se mezclarán y diluirán con aire fresco a medida que el gas viaja a favor del viento y eventualmente se comportará como una nube con flotabilidad neutra. Por lo tanto, los modelos de flotabilidad neutra se aproximan al comportamiento de cualquier nube de vapor a cierta distancia a favor del viento desde su liberación. Los penachos y bocanadas de flotabilidad neutra o positiva se han estudiado durante muchos años utilizando modelos gaussianos. Estos estudios han incluido especialmente el modelado de dispersión de las emisiones de las centrales eléctricas y otros contaminantes del aire utilizados para los estudios de contaminación del aire. Las columnas gaussianas se analizan con más detalle en la Sección 2.1.3.1.

Las plumas densas de gas han recibido atención más recientemente con una serie de experimentos a gran escala y modelos sofisticados que se han desarrollado en los últimos 20 años (Hanna et al., 1990; API, 1992; AIChE/CCPS, 1995b, 1995c). Las plumas columnas de gas se analizan con más detalle en la Sección 2.1.3.2.

Cualquier organización que planee implementar CPQRA debe realizar cálculos de dispersión tanto para flotabilidad neutra/positiva como para gases densos y para emisiones de penachos y bocanadas. Generalmente es obvio qué modelo utilizar, pero no existen directrices publicadas sencillas para la selección del modelo (AIChE/CCPS, 1987, 1995, 1996). Los casos límite incluyen emisiones de gases tóxicos densos y de tamaño moderado o emisiones inflamables densas a menor escala. Estos pueden ser manejados adecuadamente por los modelos más simples de flotabilidad neutra.

La mayoría de los modelos de gases densos tienen una transición interna automática a una dispersión gaussiana neutra cuando los efectos de la densidad se vuelven insignificantes, la propagación de la gravedad se ralentiza a una fracción de la velocidad del viento o la dispersión gaussiana predice un mayor crecimiento (AIChE/CCPS, 1987a). Estos modelos pueden utilizarse para cualquier liberación inicialmente densa, incluso si esta fase es de corta duración. Sin embargo, los modelos gaussianos aplicados a cualquier liberación de gas denso siempre producirán un resultado conservador, es decir, las distancias, concentraciones y área afectada a favor del viento calculadas serán mucho mayores que el resultado real. En algunos casos, el resultado gaussiano puede ser órdenes de magnitud mayor.

Una gran cantidad de parámetros afectan la dispersión de gases. Estos incluyen (1) estabilidad atmosférica (2) velocidad del viento (3) efectos locales del terreno (4) altura de la liberación sobre el suelo (5) geometría de liberación, es decir, desde un punto, línea o fuente de área (6) impulso del material liberado, y (7) flotabilidad del material liberado.

Estabilidad atmosférica. Las condiciones climáticas en el momento de la liberación tienen una influencia importante en el grado de dispersión. Algunos de estos efectos se muestran en la Figura 2.25, donde el comportamiento de la pluma cambia notablemente dependiendo de la estabilidad de la atmósfera. Hay buenas críticas disponibles en Hanna et al. (1982), Pasquill y Smith (1983) y Slade (1968). Los factores principales son la velocidad del viento y la estabilidad atmosférica. La estabilidad atmosférica es una estimación de la mezcla turbulenta; las condiciones atmosféricas estables conducen a la menor cantidad de mezcla y las condiciones inestables a la mayor.



Stable (Fanning), Stability Classes E, F



Neutral Below, Stable Above (Fumigation



Unstable (Looping), Stability Classes A, I



Neutral (Coning), Stability Class D



Stable Below, Neutral Aloft (Lofting)

FIGURA 2.25. Efecto de la estabilidad atmosférica sobre la dispersión del penacho. De Slade (1968).

Las condiciones atmosféricas normalmente se clasifican según seis clases de estabilidad Pasquill (indicadas con las letras A a F), como se muestra en la Tabla 2.8. Las clases de estabilidad están correlacionadas con la velocidad del viento y la cantidad de luz solar. Durante el día, el aumento de la velocidad del viento da como resultado una mayor estabilidad atmosférica, mientras que durante la noche ocurre lo contrario. Esto se debe a un cambio en los perfiles verticales de temperatura del día a la noche.

Dentro de las clases de estabilidad, A representa las condiciones menos estables mientras que F representa las más estables.

La estabilidad se define comúnmente en términos del gradiente de temperatura vertical atmosférico, pero Hanna et al. (1982) sugieren que un mejor enfoque se base en alguna medida directa de la turbulencia (por ejemplo, utilizando el número de Richardson). En el primero, la magnitud del gradiente de temperatura atmosférica se compara con la tasa de caída adiabática (ALR 0,98 °C/100 m), que es la tasa de cambio de temperatura con la altura para una parcela de aire seco que se eleva adiabáticamente. En estabilidad neutra, el gradiente es equivalente al ALR. Las condiciones estables se refieren a un gradiente menor que el ALR (en última instancia, a una inversión de temperatura) y las condiciones inestables a un gradiente mayor que el ALR. La mayoría de la gente utiliza las clases de letras de Pasquill porque han producido resultados satisfactorios y son fáciles de usar. En CPQRA, la velocidad y la estabilidad del viento deben obtenerse de los registros meteorológicos locales (Sección 5.1) siempre que sea posible. Cuando estos datos de estabilidad no están disponibles, la tabla simple de Pasquill (Tabla 2.8) permite estimar la estabilidad atmosférica a partir de las condiciones locales de luz solar y velocidad del viento.

	Da	ytime insolat	ion	Nighttime co	nditions	Anytime
Surface wind speed, m/s	Strong	Moderate	Slight	Thin overcast or >4/8 low cloud	≥3/8 cloudiness	Heavy overcast
<2	А	A-B	В	F	F	D
23	A-B	В	С	E	F	D
3-4	В	B-C	С	D	E	D
4-6	С	C-D	D	D	D	D
>6	С	D	D	מ	D	D

La categoría de insolación se determina a partir de la siguiente tabla.

A: Extremely unstable conditions

C: Slightly unstable conditions

B: Moderately unstable conditions

D: Neutral conditions

E: Slightly stable conditions

F: Moderately stable conditions

TABLA 2.8. Condiciones meteorológicas que definen las clases de estabilidad de Pasquill-Gifford (Gifford, 1976) Método para estimar la categoría de insolación, donde el grado de nubosidad se define como la fracción del cielo sobre el horizonte aparente local que está cubierta por nubes.

Degree of cloudiness	Solar elevation angle >60°	Solar elevation angle ≤60° but >35°	Solar elevation angle ≤35° but >15°
4/8 or less or any amount of high, thin clouds	Strong	Slight	Slight
5/8 to 7/8 middle clouds (2000 m to 5000 m base)	Moderate	Slight	Slight
5/8 to 7/8 low clouds (iess than 2000 m base)	Slight	Slight	Slight

En ausencia de datos meteorológicos detallados para un sitio en particular, dos combinaciones climáticas comunes (estabilidad y velocidad del viento) utilizadas en muchos estudios CPQRA son D a 5 m/s (11 mph) y F a 2 m/s (4,5 mph). El primero es típico para situaciones diurnas con mucho viento y el segundo para condiciones nocturnas tranquilas. La clase de estabilidad D suele ser la más frecuente, mientras que la clase F es la segunda condición de estabilidad más frecuente. Con frecuencia se utiliza una velocidad del viento de 1,0 a 1,5 m/s con estabilidad F, ya que la estabilidad F puede producirse a estas bajas velocidades del viento. La Tabla 2.8 se puede utilizar para seleccionar otras condiciones climáticas representativas.

Velocidad del viento. La velocidad del viento es importante ya que cualquier gas emitido se diluirá inicialmente al pasar grandes volúmenes de aire. A medida que aumenta la velocidad del viento, el material se transporta más rápidamente a favor del viento, pero también se diluye más rápidamente con una mayor cantidad de aire. Son posibles variaciones locales significativas en la velocidad y dirección del viento debido a los efectos del terreno incluso en distancias de sólo unas pocas millas. Los datos deben recopilarse in situ con una torre meteorológica exclusiva.

La velocidad y dirección del viento a menudo se presentan en forma de rosa de los vientos. Estos muestran los patrones del viento en un lugar particular. La rosa de los vientos generalmente se presenta en forma de punto de la brújula y cada brazo representa la frecuencia del viento desde esa dirección (es decir, un viento del norte sopla hacia el sur). Las fuentes de datos se analizan en la Sección 5.4.2.

Los datos del viento normalmente se citan sobre la base de 10 m de altura. La velocidad del viento se reduce sustancialmente a unos pocos metros del suelo debido a los efectos de la fricción. Como muchas descargas más pequeñas de materiales densos permanecen cerca del nivel del suelo, los datos del viento deben corregirse de 10 m a los pertinentes para la liberación real. En API (1996) y AIChE/CCPS (1996a) se proporciona una ecuación para el perfil de velocidad del viento para perfiles de viento casi neutros y estables:

$$\frac{u}{u_{\star}} = \frac{1}{k} \left(\ln \frac{z}{z_0} + 4.5 \frac{z}{L} \right)$$
(2.1.51)

donde

u: es la velocidad del viento (m/s)

u₀: es la constante de velocidad de fricción que se deriva empíricamente (m/s)

k: es la constante de von Karman, con un valor de 0,41

z: es la altura (m)

z₀: es el parámetro de longitud de rugosidad de la superficie (m)

L: es la longitud de Monin-Obukhov (m)

Se encuentran disponibles expresiones más complicadas para otras condiciones de estabilidad atmosférica (Hanna, 1982).

La velocidad de fricción, u_0 es una medida del esfuerzo de fricción ejercido por la superficie del suelo sobre el flujo atmosférico. Equivale aproximadamente al 10 % de la velocidad del viento a una altura de 10 m. La fracción aumenta a medida que aumenta la rugosidad de la superficie o cuando la capa límite se vuelve más inestable.

La longitud de Monin-Obukhov, L, es positiva durante condiciones estables (durante la noche) y negativa durante condiciones inestables (durante el día). Se define por

$$L = \frac{\mu_{\star}^{3}}{0.41g(H/T)}$$
(2.1.52)

donde g es la aceleración debida a la gravedad (m/s²), T es la temperatura absoluta (K) y H es el flujo de calor superficial (J/m²). Los valores para la longitud, L, se dan en la Tabla 2.9.

Description	Time and weather	Wind speed, #	Monin-Obukhov length, L	Pasquill-Gifford stability class
Very stable	Clear night	< 3m/s	10 m	F
Stable	Ļ	2–4 m/s	50 m	E
Neutral	Cloudy or windy	Any	> 100 m	D
Unstable	Ļ	2-6 m/s	-50 m	B or C
Very unstable	Sunny	<3 m/s	-10 m	Α

TABLA 2.9. Relación entre la longitud de Monin-Obukhov, L, y otras condiciones meteorológicas de estabilidad (AIChE/CCPS, 1 996)

Terrain classification	Terrain description	Surface roughness, z ₀ , meters
Highly urban	Centers of cities with tall buildings, very hilly or mountainous area	3–10
Urban area	Centers of towns, villages, fairly level wooded country	1-3
Residential area	Area with dense but low buildings, wooded area, industrial site without large obstacles	1
Large refineries	Distillation columns and other tall equipment pieces	1
Small refineries	Smaller equipment, over a smaller area	0.5
Cultivated land	Open area with great overgrowth, scattered houses	0.3
Flat land	Few trees, long grass, fairly level grass plains	0.1
Open water	Large expanses of water, desert flats	0.001
Sea	Calm open sea, snow covered flat, rolling land	0.0001

TABLA 2.1 0. Parámetro de rugosidad de la superficie, z_0 , para uso con la ecuación (2.1.51)

Los valores observados para la rugosidad de la superficie, z0, se proporcionan en la Tabla 2.10. Se recomienda que la longitud de rugosidad de la superficie para refinerías grandes se establezca en 1 my para refinerías pequeñas en 0,5 m.

Según la ecuación. (2.1.51), una gráfica de (In z) versus u debería producir una línea recta con intersección (In $Z\theta$) y pendiente u₀. Esto presenta un método eficaz para determinar estos parámetros localmente mediante la medición de la velocidad del viento a diferentes alturas.

Si el segundo término de la ecuación. (2.1.51) que contiene la longitud de Monin-Obukov se establece en cero, entonces se obtiene una relación de ley de potencia simple y bien conocida (API, 1996):

$$\frac{u_z}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right)$$
(2.1.53)

La ecuación (2.1.5 3) se puede simplificar aún más a una relación de ley de potencia si la velocidad se compara con una velocidad a una altura fija (Hanna et al., 1982):

$$u_{z} = u_{10} \left(\frac{z}{10}\right)^{p}$$
(2.1.54)

Pasquill-Gifford stability	Power law atmospheric coefficient, p			
class	Urban	Rural		
А	0.15	0.07		
В	0.15	0.07		
С	0.20	0.10		
D	0.25	0.15		
Е	0.40	0.35		
F	0.60	0.55		

donde p es un coeficiente de potencia (sin unidades).

TABLA 2.11. Factor de corrección de la velocidad del viento para la ecuación (2.1.54)

El coeficiente de potencia es función de la estabilidad atmosférica y la rugosidad de la superficie. Los valores típicos se dan en la Tabla 2.11.

Efectos locales del terreno. Las características del terreno afectan la mezcla mecánica del aire a medida que fluye sobre el suelo. Por tanto, la dispersión sobre un lago es considerablemente diferente de la dispersión sobre un bosque o una ciudad de edificios altos. La mayoría de los datos y pruebas de campo de dispersión se realizan en terrenos rurales planos.

Altura del lanzamiento sobre el suelo. La Figura 2.26 muestra el efecto de la altura sobre las concentraciones a favor del viento debido a una liberación. A medida que aumenta la altura de liberación, la concentración en el suelo disminuye ya que la columna resultante tiene más distancia para mezclarse con aire fresco antes de entrar en contacto con el suelo. Tenga en cuenta que la altura de liberación solo afecta la concentración en el suelo; la concentración inmediatamente a favor del viento en la altura de liberación no cambia.

Geometría de la fuga. Una versión ideal para los modelos de dispersión gaussiana sería desde una fuente de punto fijo. Es más probable que las emisiones reales ocurran como

una fuente lineal (de un chorro de material que se escapa) o como una fuente de área (de un charco de líquido en ebullición).







FIGURA 2.27. La aceleración inicial y la flotabilidad del material liberado afectan el comportamiento de la pluma. La liberación que se muestra es una liberación de gas denso que exhibe una caída inicial seguida de dispersión a un estado de flotabilidad neutral.

Momento del Material Liberado y Flotabilidad. En la Figura 2.27 se muestra una típica pluma de gas denso. También se pueden liberar gases densos desde una chimenea de ventilación; tales liberaciones exhiben una combinación de comportamiento denso y gaussiano (Ooms et al., 1974), con un ascenso inicial de la columna debido al impulso, seguido de una curvatura y un hundimiento de la columna debido a los efectos del gas denso. Lejos de la liberación, debido a la mezcla con aire fresco, la columna se comportará como una nube con flotabilidad neutra.

Dado que la mayoría de las emisiones se producen en forma de chorro y no de penacho, es importante evaluar los efectos del impulso inicial y el arrastre de aire sobre el comportamiento de un chorro.

Cerca de su punto de liberación, donde la velocidad del chorro difiere mucho de la velocidad del viento, un chorro arrastra aire ambiental debido a la cizalladura (diferencia de velocidad), crece en tamaño y se diluye. Para un chorro simple (flotabilidad neutra), su impulso ascendente permanece constante mientras su masa aumenta. Por lo tanto, si se libera verticalmente, las fuerzas de arrastre aumentan a medida que aumenta el área de superficie y eventualmente domina el momento horizontal. El resultado es que el chorro se curva a cierta distancia y queda dominado por el impulso del viento. Si el chorro tiene flotabilidad positiva (chorro flotante), el impulso ascendente aumentará y el impulso inicial será insignificante en comparación con el impulso ganado debido a la flotabilidad. Entonces, el chorro se comportará como una columna de humo. Muchos investigadores han estudiado los ascensos de chorros simples o flotantes, denominados colectivamente ascensos de penacho, y sus fórmulas se pueden encontrar en Briggs (1975, 1984) o en la mayoría de las revisiones sobre difusión atmosférica (incluido Hanna et al., 1982).

Para un chorro denso o de flotabilidad negativa, el impulso ascendente disminuirá a medida que viaja finalmente alcanzará una altura máxima donde el impulso ascendente desaparecerá y luego comenzará a descender. Esta fase descendente es como un penacho invertido. Hoot et al. derivaron fórmulas simples para el ascenso máximo, la distancia a favor del viento hasta el aterrizaje de la pluma y la dilución en el momento del aterrizaje. (1973) y utilizado en el VCDM Workbook (AIChE/CCPS, 1989a).

2.1.3.1. MODELOS DE PLUMAS Y RESOPLADAS NEUTRAS Y POSITIVAMENTE FLOTANTES Fundamentos

Objetivo. Los modelos de penacho o soplo neutro y de flotabilidad positiva se utilizan para predecir la concentración promedio y los perfiles de tiempo de materiales inflamables o tóxicos a favor del viento de una fuente basándose en el concepto de dispersión gaussiana. Los penachos se refieren a emisiones continuas, y las bocanadas a emisiones de corta duración en comparación con el tiempo de viaje (tiempo que tarda la nube en llegar al lugar de interés) o el tiempo de muestreo (o promedio) (normalmente 10 min).

Filosofía. La difusión atmosférica es un proceso de mezcla aleatorio impulsado por la turbulencia en la atmósfera. La concentración en cualquier punto a sotavento de una fuente se aproxima bien

mediante un perfil de concentración gaussiano tanto en la dimensión horizontal como en la vertical.

Los modelos gaussianos están bien establecidos con el trabajo original realizado por Sutton (1953) y actualizado por Gifford (1976), Pasquill (1974) y Slade (1968).

Aplicaciones. La EPA de EE. UU. utiliza ampliamente modelos gaussianos en su predicción de la dispersión atmosférica de contaminantes. Los modelos gaussianos son directamente aplicables en análisis de riesgo para emisiones neutras y de flotabilidad positiva, ya que los modelos han sido validados en una amplia gama de características de emisión (Hanna et al., 1982) y distancias a favor del viento (0,1 a 10 km). También se pueden aplicar a liberaciones más pequeñas de emisiones de gases densos donde la fase densa del proceso de dispersión es relativamente corta en comparación con la fase de flotación neutra (por ejemplo, liberaciones más pequeñas de materiales tóxicos). La densidad debe comprobarse en el momento del aterrizaje de un chorro denso para la aplicabilidad de los modelos gaussianos. Los modelos gaussianos generalmente no son aplicables a liberaciones de materiales densos a mayor escala, ya que el gas denso cae hacia el suelo y no se dispersa ni transporta tan rápidamente a favor del viento como una nube con flotabilidad neutra. Para este tipo de emisiones se requiere un modelo de nube densa.

Las concentraciones predichas por los modelos gaussianos son promedios temporales. Por tanto, las concentraciones locales podrían ser mayores que este promedio. Este resultado es importante al estimar la dispersión de materiales altamente tóxicos o inflamables donde las fluctuaciones de concentración locales podrían tener un impacto significativo en las consecuencias. Los modelos de dispersión incluyen implícitamente un tiempo de promediación a través de los coeficientes de dispersión, ya que los experimentos para determinar los coeficientes se caracterizaron por ciertos tiempos de promediación (AIChE/CCPS, 1996). AIChE/CCPS (1995) define el tiempo promedio como el "intervalo de tiempo especificado por el usuario sobre el cual se promedia la concentración instantánea, la tasa de liberación de masa o cualquier otra variable". AIChE/CCPS (1995c) afirma además que "Con un mayor tiempo promedio (es decir, una mayor duración del evento en caso de una liberación accidental), la columna de una fuente puntual serpentea hacia adelante y hacia atrás sobre un receptor fijo. A medida que la alta concentración en una instantánea instantánea, la columna se agita hacia adelante y hacia atrás, la concentración promediada en el tiempo disminuirá en la línea central de la pluma y aumentará en la línea exterior de franjas del penacho. Al mismo tiempo, los meandros aumentarán la intensidad de las fluctuaciones de concentración en todas partes de la columna y producirán períodos más prolongados de intermitancia de concentración cero cerca de la línea central de la columna. Para estimar la probabilidad de exceder los umbrales de concentración tóxica o inflamable, estos efectos del tiempo promedio deben predecirse con precisión." La mayoría de los modelos gaussianos de Pasquili-Gifford incluyen un tiempo promedio implícito de 10 minutos.

Descripción

Hanna et al. (1982), Pasquill y Smith (1983) y Growl y Louvar (1990) proporcionan buenas descripciones de las descargas de penachos y bocanadas. TNO (1979) ofrece otra descripción,

orientada al análisis de peligros. Los modelos de penacho están mejor definidos que los modelos de bocanada (puff). Esta sección destaca sólo las características clave de dichos modelos; el lector debe consultar las referencias para obtener más detalles sobre el modelado.

La dispersión gaussiana es el método más común para estimar la dispersión debida a la liberación de vapor. El método se aplica sólo a nubes con flotabilidad neutra y proporciona una estimación de las concentraciones promedio de vapor a favor del viento. Dado que las concentraciones previstas son promedios temporales, se debe considerar que las concentraciones locales podrían ser mayores que este promedio; Este resultado es importante al estimar la dispersión de materiales altamente tóxicos o inflamables donde las fluctuaciones de concentración locales podrían tener un impacto significativo en las consecuencias. Se pueden aplicar correcciones de tiempo promedio.

En otro lugar se presenta un desarrollo completo de las ecuaciones fundamentales (Growl y Louvar, 1990). El modelo comienza escribiendo una ecuación para la conservación de la masa del material dispersante:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j C) = 0$$
(2.1.55)

donde C es la concentración de material dispersante (masa/volumen);/ representa la suma de las tres coordenadas, x, y, z (sin unidades); y u es la velocidad del aire (longitud/tiempo).

La dificultad con la Ec. (2.1.55) es que es imposible determinar la velocidad u en cada punto ya que actualmente no existe un modelo de turbulencia adecuado. la solución es reescribir la concentración y la velocidad en términos de una cantidad promedio y estocástica: C = <C> + C'; $u_j = \langle u_j \rangle + u_j'$ donde los paréntesis denotan el valor promedio y el primo denota la variable estocástica o de desviación. También es útil definir una difusividad de remolinos, K_j (con unidades de área/tiempo) como

$$-K_{j} \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial x_{j}} = \langle u_{j}' C' \rangle$$
(2.1.56)

Sustituyendo las ecuaciones estocásticas en la ecuación. (2.1.55), tomando un promedio y luego usando la ecuación. (2.1.56), se obtiene el siguiente resultado:

$$\frac{\partial \langle C \rangle}{\partial t} + \left\langle u_{j} \right\rangle \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial x_{j}} = \frac{\partial}{\partial x_{j}} \left(K_{j} \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial x_{j}} \right)$$
(2.1.57)

El problema con la Ec. (2.1.57) es que la difusividad de los remolinos cambia con la posición, el tiempo, la velocidad del viento y las condiciones atmosféricas predominantes, por nombrar algunos, y debe especificarse antes de resolver la ecuación. Este enfoque, si bien es

importante desde el punto de vista teórico, no proporciona un marco práctico para la solución de problemas de dispersión de vapor.

Sutton (1953) desarrolló una solución a la dificultad anterior definiendo coeficientes de dispersión, σ_x , σ_y y σ_z , definidos como la desviación estándar de las concentraciones en las direcciones a favor del viento, viento cruzado y vertical (x, y, z), respectivamente. Los coeficientes de dispersión son función de las condiciones atmosféricas y de la distancia a favor del viento desde la liberación. Las clases de estabilidad se muestran en la Tabla 2.8.

Pasquill (1962) reformuló la ecuación. (2.1.57) en términos de coeficientes de dispersión, y desarrolló una serie de soluciones útiles basadas en liberaciones continuas (penacho) o instantáneas (bocanada). Gifford (1961) desarrolló un conjunto de correlaciones para los coeficientes de dispersión basándose en los datos disponibles. El modelo resultante se conoce como modelo de Pasquill-Gifford.

Los coeficientes de dispersión σ_y y σ_z para la difusión de penachos gaussianos están disponibles en forma de gráficos (Figura 2.28). Las fórmulas predictivas para estos están disponibles en Hanna et al. (1982), Lees (1980) y TNO (1979) y se presentan en el cuadro 2.12. El uso de dichas fórmulas permite una fácil aplicación de hojas de cálculo.



FIGURA 2.28. Coeficientes de dispersión para una emisión o penacho continuo. Los dos gráficos superiores se aplican solo para condiciones de liberación rurales y los dos gráficos inferiores se aplican solo para condiciones de liberación urbana.

Pasquill-Gifford stability class	σ_y (m)	$\sigma_{\mathbf{z}}$ (m)
	Rural Conditions	
A	$0.22x(1 + 0.0001x)^{-1/2}$	0.20x
В	$0.16x(1+0.0001x)^{-1/2}$	0.12x
С	$0.11x(1 + 0.0001x)^{-1/2}$	$0.08x(1 + 0.0002x)^{-1/2}$
D	$0.08x(1+0.0001x)^{-1/2}$	$0.06x(1+0.0015x)^{-1/2}$
Е	$0.06x(1+0.0001x)^{-1/2}$	$0.03x(1+0.0003x)^{-1}$
F	$0.04x(1 + 0.0001x)^{-1/2}$	$0.016x(1+0.0003x)^{-1}$
	Urban Conditions	
A–B	$0.32x(1+0.0004x)^{-1/2}$	$0.24x(1 + 0.001x)^{+1/2}$
С	$0.22x(1+0.0004x)^{-1/2}$	0.20x
D	$0.16x(1+0.0004x)^{-1/2}$	$0.14x(1+0.0003x)^{-1/2}$
E-F	$0.11x(1+0.0004x)^{-1/2}$	$0.08x(1+0.0015x)^{-1/2}$

TABLA 2.12. Ecuaciones recomendadas para los coeficientes de dispersión de Pasquill-Gifford para la dispersión de la pluma3

De AIChE/CCPS (1996). La distancia a favor del viento, x, tiene unidades de metros.



FIGURA 2.29. Coeficientes de dispersión para una liberación o calada instantánea. Estos se aplican sólo para condiciones de liberación rural y se desarrollan en base a datos limitados.

Las emisiones de bocanadas tienen características de dispersión diferentes a las de los penachos continuos y se requieren diferentes coeficientes de dispersión (σ_y y σ_z), como se presenta en la Figura 2.29, con las ecuaciones proporcionadas en la Tabla 2.13. Los datos experimentales sobre las emisiones de bocanadas son mucho más limitados que los de las columnas y, por tanto, los modelos de bocanadas tienen mayor incertidumbre.

Además, debido a la falta de datos, a menudo se supone que $\sigma_y = \sigma_x$. Hanna et al. (1982) proporcionan algunas orientaciones sobre los valores apropiados de σ_y y σ_z basándose en la fórmula de Batchelor (1952). TNO (1979) proporciona orientación más detallada con fórmulas para predecir σ_y y σ_z tanto para emisiones continuas como para emisiones en ráfaga. Los valores de TNO a se consideran la mitad de los de las columnas continuas, mientras que los valores de σ_z no se modifican.

Stability class	σ_y or σ_x	0 _z
A	$0.18x^{0.92}$	0.60x ^{0.75}
В	$0.14x^{0.92}$	0.53x ^{0.73}
С	$0.10x^{0.92}$	$0.34x^{0.71}$
D	$0.06x^{0.92}$	$0.15x^{0.70}$
Е	$0.04x^{0.92}$	$0.10x^{0.65}$
F	0.02x ^{0.89}	$0.05x^{0.61}$

TABLA 2.13. Ecuaciones recomendadas para los coeficientes de dispersión de Pasquill-Gifford para la dispersión de hojaldre3

De AIChE/CCPS (1996). La distancia a favor del viento, x, y los coeficientes de dispersión se expresan en metros.

Modelo Puff. El modelo de soplo describe liberaciones de material casi instantáneas. La solución depende de la cantidad total de material liberado, las condiciones atmosféricas, la altura de la liberación sobre el suelo y la distancia desde la liberación. La ecuación para la concentración promedio para este caso es (Turner, 1970)

$$\langle C \rangle(x, y, z, t) = \frac{G^*}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2\right] \\ \times \left\{ \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z-H}{\sigma_z}\right)^2\right] + \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z+H}{\sigma_z}\right)^2\right] \right\}$$
(2.1.58)

donde

<C>: es la concentración promedio en el tiempo (masa/volumen)

G*: es la masa total de material liberado (masa)

 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ son los coeficientes de dispersión en las direcciones x, y, z (longitud)

y: es la dirección del viento cruzado (longitud)

z: es la distancia sobre el suelo (longitud)

H: es la altura de liberación sobre el suelo (longitud)

La ecuación (2.1.58) supone dispersión desde una fuente puntual elevada sin absorción o reacción del suelo.

Aquí x es la dirección a favor del viento, y es la dirección del viento cruzado y z es la altura sobre el nivel del suelo. La liberación inicial ocurre a una altura H sobre el punto del suelo en (x,y,z) = (0,0,0), y el centro del sistema de coordenadas permanece en el centro de la bocanada a medida que se mueve a favor del viento. El centro de la bocanada se encuentra en x = ut.

Observe que la velocidad del viento no aparece explícitamente en la ecuación. (2.1.58). Está implícito a través de los coeficientes de dispersión, ya que estos son función de la distancia a favor del viento desde la liberación inicial y las condiciones de estabilidad atmosférica.

Si el sistema de coordenadas está fijo en el punto de liberación, entonces la ecuación. (2.1.58) se multiplica por el siguiente factor:

$$\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-ut}{\sigma_x}\right)^2\right]$$
(2.1.59)

donde u es la velocidad del viento (longitud/tiempo), t es el tiempo desde la liberación (tiempo) y x es la dirección a favor del viento (longitud). El factor (x - ut) representa el ancho de la bocanada.

Un problema típico es determinar la distancia a favor del viento desde una liberación hasta una concentración fija. Como se desconoce la distancia a favor del viento, no se pueden determinar los coeficientes de dispersión. La solución para este caso requiere una solución de prueba y error (consulte el problema de ejemplo al final de esta sección sobre la bocanada).

Otro requisito típico es determinar el límite de la nube a una concentración fija. Estos límites o líneas se llaman isopletas. Las ubicaciones de estos se encuentran dividiendo la ecuación para la concentración de la línea central, es decir, <C> (x,0,0,t), por la concentración general a nivel del suelo proporcionada por la ecuación. (2.1.58). La ecuación resultante se resuelve para y para dar

$$y = \sigma_{y} \sqrt{2 \ln \left(\frac{\langle C \rangle(x,0,0,t)}{\langle C \rangle(x,y,0,t)} \right)}$$
(2.1.60)

donde y es la distancia descentrada a la isopleta (longitud), <C> (x,0,0,t) es la concentración en la línea central a favor del viento (masa/volumen) y <C> (x,y,0,t) es la concentración en la isopleta.

La ecuación (2.1.60) se aplica a emisiones a nivel del suelo y elevadas.

El procedimiento para determinar una isopleta en cualquier momento específico es:

1. Especifique una concentración, <C>* para la isopleta.

2. Determine las concentraciones, <C< (x,0,0,t), a lo largo del eje x directamente a favor del viento desde la fuga. Defina el límite de la nube a lo largo de este eje.

3. Establezca <C> (x,y,0,t) = <C>* en la ecuación. (2.1.60) y determine el valor de y en cada punto de la línea central determinado en el paso 2. Trace los valores de y para definir la isopleta usando simetría alrededor de la línea central.

Modelo de penacho. El modelo de pluma describe una liberación continua de material. La solución depende de la tasa de liberación, las condiciones atmosféricas, la altura de la liberación sobre el suelo y la distancia desde la liberación. Esta geometría se muestra en la Figura 2.30. En este caso, el viento se mueve a velocidad constante, u, en la dirección x. La ecuación para la concentración promedio para este caso es (Turner, 1970).

$$\langle C \rangle(x, y, z) = \frac{G}{2\pi\sigma_{y}\sigma_{z}u} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{y}{\sigma_{y}}\right)^{2}\right] \\ \times \left\{ \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{z-H}{\sigma_{z}}\right)^{2}\right] + \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{z+H}{\sigma_{z}}\right)^{2}\right] \right\}$$
(2.1.61)

donde

<C> (x,y,z) es la concentración promedio (masa/volumen),

G: es la tasa de liberación continua (masa/tiempo)

 σ_x , σ_y , σ_z : coeficientes de dispersión en las direcciones x, y y z (longitud)

u: es la velocidad del viento (longitud/tiempo)

y: es la dirección del viento cruzado (longitud)

z: es la distancia sobre el suelo (longitud)

H: es la altura de la fuente sobre el nivel del suelo más la elevación del penacho (longitud)



FIGURA 2.30. Vista tridimensional de la dispersión gaussiana desde una fuente de emisión continua elevada. De Turner (1970).

La ecuación (2.1.61) supone dispersión desde una fuente puntual elevada sin absorción o reacción del suelo.

Para las liberaciones al nivel del suelo, la concentración máxima ocurre en el punto de liberación. Para las liberaciones sobre el nivel del suelo, la concentración máxima en el suelo ocurre a favor del viento a lo largo de la línea central. La ubicación del máximo se encuentra usando,

$$\sigma_z = \frac{H}{\sqrt{2}} \tag{2.1.62}$$

y la concentración máxima se encuentra a partir de:

$$\langle C \rangle_{\max} = \frac{2G}{e\pi u H^2} \left(\frac{\sigma_z}{\sigma_y} \right)$$
 (2.1.63)

El procedimiento para encontrar la concentración máxima y la distancia a favor del viento para el máximo es

1. Utilice la ecuación. (2.1.62) para determinar el coeficiente de dispersión, σz, al máximo.

2. Utilice la Figura 2.28 o la Tabla 2.12 para determinar la ubicación del máximo a favor del viento.

3. Utilice la ecuación. (2.1.63) para determinar la concentración máxima.

Las ecuaciones (2.1.58) y (2.1.61) son aplicables a fuentes puntuales ideales desde las cuales se liberan los vapores. En Slade (1968) se pueden encontrar fórmulas más complejas para otros tipos de fuentes. En la fuente, los modelos simples de fuente puntual tienen valores de concentración infinitos y, por lo tanto, sobreestimarán en gran medida las concentraciones en el campo cercano.

Para aplicarlos a una fuente real con dimensiones dadas, se introduce el concepto de fuente puntual virtual. La fuente virtual está ubicada a barlovento de la fuente real, de modo que si se originara una columna en la fuente virtual, se dispersaría y coincidiría con las dimensiones o concentración de la fuente real. Sin embargo, para lograr esto, se debe conocer una concentración en un punto de la línea central directamente a favor del viento.

Hay varias formas de determinar la ubicación de la fuente virtual de una columna:

1. Suponga que todos los coeficientes de dispersión se vuelven iguales en la fuente virtual.

Entonces, a partir de la Ec. (2.1.61)

$$\sigma_{y}(y_{v}) = \sigma_{z}(z_{v}) = \left(\frac{G}{\pi u \langle C \rangle^{*}}\right)^{1/2}$$
(2.1.64)

Las distancias virtuales, $y_v y z_v$, determinadas mediante la ecuación. (2.1.64) se suman a la distancia real a favor del viento, x, para determinar los coeficientes de dispersión, $\sigma_y y \sigma_z$, para cálculos posteriores.

2. Suponga que $x_v = y_v = z_v$. Entonces, a partir de la Ec. (2.1.61)

$$\sigma_{y}(x_{v}) \cdot \sigma_{z}(x_{v}) = \frac{G}{\pi u \langle C \rangle^{*}}$$
(2.1.65)

 x_v se determina a partir de la ecuación. (2.1.65) utilizando un enfoque de prueba y error. La distancia efectiva a favor del viento para cálculos posteriores utilizando la ecuación. (2.1.61) se determina a partir de (x + x_v).

3. Para distancias grandes a favor del viento, las distancias virtuales serán insignificantes y los modelos de fuente puntual se utilizan directamente.

Las ecuaciones del modelo de soplo y penacho se pueden equiparar para determinar la distancia a favor del viento para un criterio de transición de soplo a penacho.

Diagrama lógico. En la Figura 2.31 se muestra un diagrama lógico para el cálculo de un caso de dispersión de penacho o soplo utilizando un modelo de dispersión gaussiano.

Fundamento Teórico. Los modelos gaussianos representan bien la naturaleza aleatoria de la turbulencia. Los coeficientes de dispersión σ_y y σ_z tienen una base empírica, pero los resultados concuerdan tanto con los datos experimentales como con otros modelos con una base más teórica. Normalmente se limitan a predicciones entre 0,1 y 10 km. El límite inferior permite el establecimiento de flujo y supera los problemas numéricos, sin introducir fuentes virtuales, que pueden predecir concentraciones superiores al 100% cerca de la fuente.

Diagrama lógico. En la Figura 2.31 se muestra un diagrama lógico para el cálculo de un caso de dispersión de penacho o soplo utilizando un modelo de dispersión gaussiano.

Fundamento Teórico. Los modelos gaussianos representan bien la naturaleza aleatoria de la turbulencia. Los coeficientes de dispersión de σ_y y σ_z tienen una base empírica, pero los resultados concuerdan tanto con los datos experimentales como con otros modelos con una base más teórica. Normalmente se limitan a predicciones entre 0,1 y 10 km. El límite inferior permite el establecimiento de flujo y supera los problemas numéricos, sin introducir fuentes virtuales, que pueden predecir concentraciones superiores al 100 % cerca de la fuente.

Resultados. El resultado de los modelos de pluma es la concentración promediada en el tiempo en ubicaciones específicas (en las tres coordenadas espaciales: x, y, z) a favor del viento de la fuente. Para nubes tóxicas o inflamables, puede ser conveniente trazar una isopleta particular correspondiente a una concentración de interés (por ejemplo, fijada por carga tóxica o concentración inflamable). Esta isopleta suele tomar la forma de una elipse sesgada. Generalmente es más fácil computarizar el modelo y determinar el contorno numéricamente.

Los modelos de bocanadas generan una producción que varía en el tiempo y se pueden seguir las bocanadas individuales para considerar los efectos de los cambios del viento. En cada punto (x, y, z) a favor del viento desde el punto de liberación, habrá un perfil único de concentración versus tiempo.



FIGURA 2.31. Diagrama lógico de dispersión gaussiana.

Enfoques simplificados. Los modelos gaussianos de Pasquill-Gifford son un enfoque simplificado para el modelado de dispersión. A veces se utilizan para obtener una primera estimación de la dispersión de gases densos, pero los mecanismos difieren sustancialmente (Sección 2.1.3.2). Los resultados de uno de estos modelos se muestran en las Figuras 2.32 a 2.33 para la distancia a favor

del viento hasta una concentración específica y el área total de isopletas (todas sin dimensiones) como una función de una variable escalada, L*. Como se evidencia en esas figuras, el uso de variables adimensionales permite trazar el comportamiento físico genérico en un solo gráfico. Al definir una longitud escalada,

$$L^{\star} = \left(\frac{Q_{m}}{u \left\langle C \right\rangle^{\star}}\right)^{1/2} \tag{2.1.66}$$

una distancia adimensional a favor del viento,

$$x^* = \frac{x}{L^*} \tag{2.1.67}$$

y un área sin dimensiones,

$$A^* = \frac{A}{(L^*)^2}$$
(2.1.68)

luego se pueden desarrollar nomogramas para determinar la distancia a favor del viento y el área total afectada en la concentración de interés, <C>*. Las figuras 2.32 y 2.33 pueden ajustarse fácilmente a las curvas con las ecuaciones resultantes proporcionadas en la Tabla 2.14.

Ejemplo 2.13: Emisión de pluma 1. Determine la concentración en ppm a 500 m a favor del viento de una emisión de gas al suelo de 0,1 kg/s. El gas tiene un peso molecular de 30.

Suponga una temperatura de 298 K, una presión de 1 atm, estabilidad F, con una velocidad del viento de 2 m/s. La liberación se produce en una zona rural.



FIGURE 2.32. Dimensionless Gaussian dispersion model output for the distance to a particular concentration. This applies for rural release only.



FIGURE 2.33. Dimensionless Gaussian dispersion model output for the impact isopleth area. This applies for rural release only.

<u>TABLA 2.14.</u> Ecuaciones de ajuste de curvas para alcance a favor del viento y área isopleta. Estos valores se utilizan en la forma de ecuación:

$$\ln y = c_0 + c_1 \ln(L^*) + c_2 [\ln(L^*)]^2 + c_3 [\ln(L^*)]^3$$

у	Stability class	¢0	c1	c2	c ₃
$x^* = \frac{x}{x^*}$	В	1.28868	0.037616	-0.0170972	0.00367183
	D	2.00661	0.016541	1.42451×10-4	0.0029
	F	2.76837	0.0340247	0.0219798	0.00226116
$=\frac{A}{A}$	В	1.35167	0.0288667	-0.0287847	0.0056558
	D	1.86243	0.0239251	-0.00704844	0.00503442
	F	2.75493	0.0185086	0.0326708	0.00392425

<u>Solución</u>. Esta es una liberación continua de material y se modela utilizando la ecuación. (2.1.61) para un penacho. Suponiendo un lanzamiento a nivel del suelo (H = O), una ubicación en el suelo (z = O) y una posición directamente a favor del viento desde el lanzamiento (y = O), entonces la ecuación. (2.1.61) se reduce a

$$\langle C \rangle (x,0,0) = \frac{G}{\pi \sigma_y \sigma_z u}$$

Para una ubicación a 500 m a favor del viento, de la Tabla 2.12 o la Figura 2.28, para condiciones de estabilidad F, σ_y = 19,52 m y σ_z = 6,96 m. Sustituyendo en la ecuación anterior:

$$\langle C \rangle$$
(500 m,0,0) = $\frac{G}{\pi \sigma_y \sigma_z u} = \frac{(0.1 \text{ kg/s})}{(3.14)(19.52 \text{ m})(6.96 \text{ m})(2 \text{ m/s})} = 1.17 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$

Esta concentración es de 117 mg/m3. Para convertir a ppm, se utiliza la siguiente ecuación:

$$C_{\rm ppm} = \left(\frac{0.08206 \,\,\mathrm{L}\,\mathrm{atm}}{\mathrm{gm} - \mathrm{mole}\,\mathrm{K}}\right) \left(\frac{T}{PM}\right) \times \,\mathrm{mg/m}^3$$

El resultado es 95 ppm.

Este cálculo se implementa fácilmente a través de una hoja de cálculo. La salida se muestra en la Figura 2.34. La solución de hoja de cálculo permite al usuario especificar una altura de liberación y cualquier ubicación en el espacio (x, y, z). Además, la hoja de cálculo imprime resultados para todas las clases de estabilidad. Tenga en cuenta que la concentración se reduce a 8 ppm para condiciones urbanas con estabilidad F.

Example 2.13: Plume Release #1

Input Data:							
Release rate:	0.1	kg/s					
Molecular weight:	30						
Temperature:	298	к					
Pressure:	1	atm					
Release height:	0	m					
Distance downwind:	500	m	< X				
Distance off wind:	0	m	< Y				
Distance above ground:	0	m	< Z				
Calculated Results:				1			
RURAL CONDITIONS:							
	********	******	* Stability	Classes ***	******	*******	
	A	<u> </u>	<u> </u>	D	E	F	_
Assumed wind speed:	0.1	0,1	2	3	2	2	m/s
Dispersion Coefficients:							
Sigma y:	107.35	78.07	53,67	39.04	29.28	19.52	m
Sigma z:	100.00	60.00	38.14	22.68	13.04	6.96	m
Downwind concentration:	2.97E-05	6.80E-05	7.77E-06	1.20E-05	4.17E-05	1.17E-04	kg/m**3
	29.65	67,95	7,77	11.99	41.68	117.22	mg/m**3
PPM:	24.17	55.39	6.34	9.77	33.97	95.55	PPM
URBAN CONDITIONS:	<u> </u>	·* ·· ·	<u> </u>				
	*******	Stability (196686 ****	******			
	A-B	C	D	F.F			
Assumed wind speed:	01	<u> </u>	3		- m/s		
Dispersion Coefficients	0,1	2	3	2	11/7		
Signa v	146.06	100 42	73.03	50 21	m		
Sigma 7	146 07	100.42	44.97	30.24	m		
Downwind concentration:	1 485-05	1 58E-08	3 28E-06	1.05E-05	ka/m**3		
	14 83	1 58	3 28	10 4R	ma/m**3		
DDM-	12.03	1.00	2.20	04-01 33.8	DDM		
	12.08	1.29	2.00	0,00	E E IVI		

-

FIGURE 2.34. Spreadsheet output for Example 2.13: Plume Release 1.

Ejemplo 2.14: **Emisión de pluma 2.** ¿Qué emisión continua de gas (peso molecular de 30) se requiere para dar como resultado una concentración de 0,5 ppm a 300 m directamente a favor del viento sobre el suelo? Estime también el área total afectada. Suponga que la liberación se produce a nivel del suelo y que las condiciones atmosféricas son las peores.

Solución. De la ecuación. (2.1.61), con H = 0, z = 0 e y = 0,

$$\langle C \rangle(x,0,0) = \frac{G}{\pi \sigma_{y} \sigma_{z} u}$$

Las condiciones atmosféricas del peor de los casos se seleccionan para maximizar (C). Esto ocurre con coeficientes de dispersión mínimos y velocidad del viento mínima, ^, dentro de una clase de estabilidad.

Por inspección de la figura 2.28 y la tabla 2.8, esto ocurre con estabilidad F y u = 2 m/s.

A 300 m = 0,3 km, de la figura 2.28, $\sigma y = 11,8 y \sigma z = 4,4$. La concentración en ppm se convierte a kg/m3 aplicando la ley de los gases ideales. Se supone una presión de 1 atm y una temperatura de 298 K.

$$mg/m^{3} = \left(\frac{gm - mole K}{0.08206 L atm}\right) \left(\frac{PM}{T}\right) C_{ppm}$$

Utilizando un peso molecular de 30 g/g-mol, la ecuación anterior da una concentración de 0,61 mg/m³. La tasa de liberación requerida se calcula directamente

$$G = \langle C \rangle^* \pi \sigma_y \sigma_z u = (0.61 \text{ mg/m}^3)(3.14)(11.8 \text{ m})(4.4 \text{ m})(2 \text{ m/s}) = 201 \text{ mg/s}$$

Esta es una tasa de liberación muy pequeña y demuestra que es mucho más efectivo prevenir la liberación que mitigarla después del hecho.

La salida de la hoja de cálculo para esta parte del problema de ejemplo se muestra en la figura 2.35. La solución de hoja de cálculo permite al usuario especificar una altura de liberación y cualquier ubicación en el espacio (x,y,z). Además, la hoja de cálculo imprime resultados para todas las clases de estabilidad.

El área afectada se determina a partir de la Figura 2.33. Para este caso,

$$L^* = \left[\frac{1.99 \times 10^{-4} \text{ kg/s}}{(2 \text{ m/s})(0.61 \times 10^{-6} \text{ kg/m}^3)}\right]^{1/2} = 12.8 \text{ m}$$

De la Figura 2.33, $A^* = 20$ y se sigue que

$$A = A^* (L^*)^2 = (20)(12.8 \text{ m})^2 = 3277 \text{ m}^2$$

Example 2.14: Plume Release #2

Input Data:		
Target concentration:	0.5 ppm	
Molecular weight:	30	
Temperature:	298 K	
Pressure:	1 atm	
Release height:	0 m	
Distance downwind:	300 m	< X
Distance off wind:	0 m	< Y
Distance above ground:	0 m	< Z
Calculated Results:		<u></u>
Target concentration:	0.6134 mg/m*	**3

^{0.6134} mg/m**3 6.1E-07 kg/m**3

RURAL CONDITIONS:

	*******	*********	Stability	Stability Classes **********************************		
	Α	в	С	D	E	F
Assumed wind speed:	0.1	0.1	2	3	2	2 m/s
Dispersion Coefficients:						
Sigma y:	65.03	47.30	32.52	23.65	17.74	11.82 m
Sigma z:	60.00	36.00	23.31	14.95	8.26	4.40 m
Release rate:	7.52E-04	3.28E-04	2.92E-03	2.04E-03	5.64E-04	2.01E-04 kg/s
	751. 9 2	328.11	2921.31	2043.60	564.41	200.68 ma/s

URBAN CONDITIONS:

	************* Stability Classes ***************							
	A-B	С	D	E-F				
Assumed wind speed:	0.1	2	3	2	m/s			
Dispersion Coefficients:								
Sigma y:	90.71	62.36	45.36	31.18	m			
Sigma z:	82.09	60.00	30.47	19.93	m			
Release rate:	1.44E-03	1.44E-02	7.99E-03	2.40E-03	kg/s			
	1435.03	14421.47	7 9 89.49	2395.28	mg/s			

FIGURE 2.35. Spreadsheet output for Example 2.14: Plume Release 2.

Ejemplo 2.15: Liberación de Puff. Un gas con un peso molecular de 30 se usa en un proceso particular. Un estudio de modelo de fuente indica que para un resultado de accidente particular, se liberará instantáneamente 1,0 kg de gas. La liberación se producirá a nivel del suelo. La línea de la cerca de la planta está a 500 m del lanzamiento.

a. Determine el tiempo requerido después del lanzamiento para que el centro de la bocanada alcance la línea de la cerca de la planta. Suponga una velocidad del viento de 2 m/s.

b. Determine la concentración máxima del gas alcanzada fuera de la línea de la cerca.

C. Determine la distancia que la nube debe viajar a favor del viento para dispersar la nube a una concentración máxima de 0.5 ppm. Use las condiciones de estabilidad de la parte b.

d. Determine el ancho de la nube, suponiendo un límite de 0,5 ppm, en un punto a 5 km directamente a favor del viento sobre el suelo. Use las condiciones de estabilidad de la parte b.

<u>Solución</u>

a. El tiempo requerido después del lanzamiento para que la bocanada llegue a la línea de la cerca está dado por

$$t = \frac{x}{u} = \frac{500 \text{ m}}{2 \text{ m/s}} = 250 \text{ s} = 42 \text{ min}$$

Esto deja muy poco tiempo para alertas o respuestas de emergencia.

b. La concentración máxima ocurrirá en el centro de la bocanada directamente a favor del viento desde el escape. Esta concentración viene dada por la Ec. (2.1.58), suponiendo una liberación en el suelo,

$$\langle C \rangle (ut,0,0,t) = \frac{G^*}{\sqrt{2} \pi^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z}$$

Las condiciones de estabilidad se seleccionan para maximizar (C) en la ecuación anterior.

Esto requiere coeficientes de dispersión de valor mínimo. De la Figura 2.29, esto ocurre bajo estabilidad F con una velocidad mínima del viento de 2 m/s. A una distancia a favor del viento de 500 m, de la Figura 2.29 o la Tabla 2.13, $\sigma_y = 6.1 \text{ y} \sigma_z = 2.2 \text{ m}.$

Suponga también $\sigma_x = \sigma_y$. Sustituyendo en la ecuación de la página anterior,

$$\langle C \rangle (ut, 0, 0, t) = \frac{10 \text{ kg}}{\sqrt{2} (3.14)^{3/2} (6.1 \text{ m})^2 (2.2 \text{ m})}$$

= 1.55 × 10⁻³ kg/m³
= 1550 mg/m³

Suponiendo una presión de 1 atm y una temperatura de 298 K, esto se convierte en 1263 ppm.

El resultado de la hoja de cálculo para las partes ayb de este problema se proporciona en la figura 2.36. La hoja de cálculo proporciona capacidad adicional para especificar la altura de lanzamiento y cualquier ubicación a favor del viento.

Example 2.15a,b: Puff Release

This part determines the concentration downwind at a specified point (X,Y,Z)

Input Data:			
Total release:	1	kg	••••••
Molecular weight:	30		
Temperature:	298	κ	
Pressure:	1	atm	
Release height:	0	m	
Distance downwind:	500	m	< X
Distance off wind:	Q	m	< Y
Distance above ground:	0	m	< Z

Calculated Results;			·				
	*****		Stability Classes				
	A	Ð	C	D	E	F	
Assumed wind speed:	0.1	0.1	2	3	2	2	m/s
Dispersion Coefficients:							
Sigma y:	54.74	42.58	30.41	18.25	12.17	6.08	m
Sigma z:	63.44	49.49	28.04	11.62	5.68	2.21	m
Downwind concentration:	6.7E-07	1.4E-06	4.9E-06	3.3E-05	0.000151	0.00155	kg/m**3
	0.67	1.42	4.90	32.81	151.08	1549.72	mg/m**3
PPM:	0.54	1.15	3.99	26.74	123.15	1263.22	PPM
Arrival time:	5000	5000	250	167	250	250	s

FIGURE 2.36. Spreadsheet output for Example 2.15a,b: Puff release.

C. La concentración en el centro de la bocanada viene dada por la ecuación anterior. En este caso no se conocen los coeficientes de dispersión ya que no se especifica la distancia a favor del viento. Para este gas, 0,5 ppm = 0,613 mg/m3. Sustituyendo las cantidades conocidas,

$$0.61 \times 10^{-6} \text{ kg/m}^3 = \frac{1.0 \text{ kg}}{\sqrt{2} (3.14)^{3/2} \sigma_y^2 \sigma_z}$$
$$\sigma_y^2 \sigma_z = 2.07 \times 10^5 \text{ m}^3$$

Esta ecuación se cumple a la distancia correcta desde el punto de liberación. Las ecuaciones para los coeficientes de dispersión de la tabla 2.13 se sustituyen y resuelven para x. El resultado es $(0.02 * x^{0.92})^2 (0.05 * x^{0.61}) = 2.07 \times 10^5$.

x = 12,2 kilómetros

Esta parte de la solución se implementa fácilmente a través de una hoja de cálculo, como se muestra en la Figura 2.37. La solución se logra mediante prueba y error: el usuario debe ajustar la distancia estimada a favor del viento hasta que el residual que se muestra debajo de la clase de estabilidad aplicable sea cero. La hoja de cálculo proporciona capacidad adicional para especificar una altura de liberación y cualquier ubicación a favor del viento.

Example 2.15c: Puff Release

This part determines how far cloud must travel to reach a specified concentration at the center.

Input Data:				_			
Total release:	1	kg					
Molecular weight:	30						
Temperature:	298	ĸ					
Pressure:	1	atm					
Release height:	¢	m					
Distance off wind:	0	m	< Y				
Distance above ground:	0	m	<••• Z				
Target Concentration:	0.5	øpm					
Guessed downwind distance:	12239	<u>m_</u>	< X				
Calculated Results:							
Target concentration:	0.6134	mg/m**	3				
	*********	**********	**** Stability	/ Classes	s ********	****	*****
	A	в	С	D		Е	F
Assumed wind speed:	01	0	1	2	3	- 2	

	<u> </u>	D		U	C	F
Assumed wind speed:	0.1	0.1	2	3	2	2 m/s
Dispersion Coefficients:						
Sigma y:	1037.53	806.96	576.40	345.84	230,56	115.28 m
Sigma z:	698.17	510.89	271.51	109.02	45.40	15.58 m
Calculated concentration:	1.7E-10	3.8E-10	1.4E-09	9.7E-09	5.3E-08	6.1E-07 kg/m**3
	0.00	0.00	0.00	0.01	0.05	0.61 mg/m**3
	0.00	0.00	0.00	0.01	0.04	0.50 ppm
Residual:	0.500	0,500	0.499	0.492	0,457	-0.000

NOTE: Adjust GUESSED DOWNWIND DISTANCE above to zero residuat in stability class of interest.

FIGURE 2.37. Spreadsheet output for Example 2.15c: Puff release

d. El ancho de la bocanada en un punto específico a favor del viento se puede determinar multiplicando la ecuación anterior para la concentración de la línea central por la ecuación. (2.1.59), para convertir el sistema de coordenadas a uno que permanezca fijo en el punto de liberación.

La ecuación resultante es:

$$\langle C \rangle(x,0,0,t) = \frac{G^*}{\sqrt{2} \pi^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - ut}{\sigma_x}\right)^2\right]$$

donde la cantidad x - ut representa el ancho de la bocanada. A una distancia a favor del viento de 5 km, de la Figura 2.29 o la Tabla 2.13, suponiendo estabilidad F,

 $\sigma y = \sigma x = 50,6 \text{ m y } \sigma z = 9,0 \text{ m}.$

Sustituyendo en la ecuación anterior,

$$0.61 \times 10^{-6} \text{ kg/m}^3 = \frac{1.0 \text{ kg}}{\sqrt{2} (3.14)^{3/2} (50.6 \text{ m})^2 (9 \text{ m})} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - ut}{50.6 \text{ m}}\right)^2\right]$$
$$x - ut = 106 \text{ m}$$

Evennle	2 154-	Duff	Dologeo
EXAMPLE	Z. 100.	ruii	Release

This part determines the cloud width to a target concentration at a specified point downwind.

Input Data:							
Total release:	1	kg					
Molecular weight:	30						
Temperature:	298	к					
Pressure:	1	atm					
Release height:	0	m					
Distance downwind:	5000	m	< X				
Distance off wind:	0	m	< Y				
Distance above ground:	0	m	< Z				
Target Concentration:	0.5	ppm					
Calculated Results:							
Target concentration:	0.6134	mg/m**3					
	6.1E-07	kg/m**3					
	********	********	* Stability (Classes ****	*******	*****	
	A	В	C	Ð	Ε	F	
Assumed wind speed:	0.1	0.1	2	3	2	2	m/s
Dispersion Coefficients:							
Sigma y:	455.33	354.14	252.96	151.78	101.18	50.59	m
Sigma z:	356.76	265.78	143.80	58.26	25.37	9.02	m
	1.7E-09	3.8E-09	1.4E-08	9.5E-08	4.9E-07	5.5E-06	kg/m**3
Puff width:	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	106.0	m
Time for puff to pass:	0	0	C	0	0	106	5

FIGURE 2.38. Spreadsheet output for Example 2.15d: Puff release

El espesor de la nube es por lo tanto 2 X 106 m = 212 m. A una velocidad del viento de 2 m/s, la nube tardará 212 m/(2 m/s) = 106 s en pasar. La salida de la hoja de cálculo para esta parte del problema de ejemplo se muestra en la figura 2.38.

Ejemplo 2.16: **Pluma con Isopletas**. Desarrolle un programa de hoja de cálculo para determinar la ubicación de una isopleta para una pluma. La hoja de cálculo debe tener celdas específicas para entradas para:

- tasa de liberación (gm/s)
- altura de liberación (m)
- incremento espacial (m)
- velocidad del viento (m/s)
- peso molecular
- temperatura (K)

- presión (atm)
- concentración de isopletas (ppm)

La salida de la hoja de cálculo debe incluir, en cada punto a favor del viento:

- coeficientes de dispersión tanto y como z, σx y σz (m)
- concentraciones en la línea central a favor del viento (ppm)
- ubicaciones de isopletas (m)

La hoja de cálculo también debe tener celdas que proporcionen la distancia a favor del viento, el área total del penacho y el ancho máximo del penacho, todo basado en el valor isopleta.

Utilice el siguiente caso para los cálculos y asuma las peores condiciones de estabilidad:

Tasa de liberación: 50 gm/seg

Altura de lanzamiento: 0 m

Peso molecular: 30

Temperatura: 298 K

Presión: 1 atm

Cono isopleta: 10 ppm

Solución: La salida de la hoja de cálculo se muestra en la Figura 2.39. Solo se muestra la primera página de la salida de la hoja de cálculo. Las siguientes notas describen el procedimiento:

1. La distancia a favor del viento desde el lanzamiento se divide en una serie de incrementos espaciales, en este caso incrementos de 10 m. El resultado de la pluma no depende de esta selección, pero sí la precisión del cálculo del área.

2. Las ecuaciones para los coeficientes de dispersión (σy y σz) se fijan según la clase de estabilidad, en este caso la estabilidad F. Estas columnas en la hoja de cálculo deberían volver a definirse si se requiere una clase de estabilidad diferente.

3. Los coeficientes de dispersión no son válidos a menos de 100 m a favor del viento desde el lanzamiento. Sin embargo, se supone que son válidos para producir una imagen completa de la fuente de emisión.

4. El cálculo de isopletas se completa usando la ecuación. (2.1.60) y el procedimiento indicado.

5. La pluma es simétrica. Por lo tanto, la pluma se encuentra en ±y.

6. El área de la pluma se determina sumando el producto del ancho del penacho por el tamaño de cada incremento.

7. El ancho máximo de la pluma se determina usando la función @MAX en Quattro Pro (o su función equivalente en otras hojas de cálculo).

8. Para conocer el ancho máximo de la pluma y el área total, se deben sumar los números de celda específicos para cada corrida.



Example 2.16: Plume with Isopleths

FIGURE 2.39. Spreadsheet output for Example 2.16: Plume with isopleths

Ejemplo 2.17: Puff con Isopletas. Desarrolle un programa de hoja de cálculo para dibujar isopletas para una bocanada. Las isopletas deben dibujarse en un momento especificado por el usuario después del lanzamiento.

La hoja de cálculo debe tener entradas específicas para

- cantidad total liberada (kg)
- tiempo después del lanzamiento (s)
- distancia a favor del viento para el centro de la nube (m)
- altura de liberación (m)
- incremento espacial (m)
- velocidad del viento (m/s)
- peso molecular

- temperatura (K)
- presión (atm)
- concentración de isopletas (ppm)

La salida de la hoja de cálculo debe incluir, en cada punto a favor del viento:

- ubicación a favor del viento, o ubicación con respecto al centro de la nube.
- ambos coeficientes de dispersión y y z, oy y oz (m)
- concentraciones en la línea central a favor del viento (ppm)
- ubicaciones de isopletas (m)

Utilice el siguiente caso para sus cálculos:

Masa de lanzamiento: 50 kg

Altura de lanzamiento: 0 m

Peso molecular: 30

Temperatura: 298 K

Presión: 1 atm

Cono de isopleta: 1,0 ppm

Estabilidad climática: F

Velocidad del viento: 2 m/s

1. ¿En qué momento la bocanada alcanza su ancho máximo?

2. ¿A qué hora ya qué distancia a favor del viento se disipa la bocanada?

<u>Solución</u>: El enfoque más directo es usar un sistema de coordenadas que esté fijo en el suelo en el punto de liberación. Por lo tanto, la ecuación. (2.1.59) se usa junto con la ecuación. (2.1.58). Las ecuaciones para los coeficientes de dispersión de una bocanada se obtienen de la tabla 2.13.

Para reducir el número de celdas de la hoja de cálculo, se utiliza una cuadrícula de hoja de cálculo que se mueve con el centro de la bocanada. En este caso, se especificaron 50 celdas a cada lado del centro de la bocanada.

El procedimiento para la solución de la hoja de cálculo es

- 1. Especifique una hora (ingresada por el usuario).
- 2. Calcule x, la distancia a favor del viento, en cada celda de la cuadrícula.
- 3. Calcule los 2 coeficientes de dispersión y y z (oy y oz).
4. Calcule la concentración de la línea central en cada punto de la cuadrícula utilizando la ecuación. (2.1.58)

5. Calcule la ubicación de la isopleta en cada punto de la cuadrícula utilizando la ecuación. (2.1.60).

6. Calcule las isopletas + y - para definir ambos lados de la nube.

7. Trazar los resultados.

El resultado de la hoja de cálculo resultante se muestra en la Figura 2.40. Solo se muestra la primera página de la salida de la hoja de cálculo.

Para determinar el ancho máximo de la pluma, se utiliza un método de prueba y error. Los tiempos especificados se ingresan en la hoja de cálculo y el ancho máximo se determina manualmente a partir de la salida. Los resultados se muestran en la Figura 2.41, que muestra el ancho de bocanada en función del tiempo. Tenga en cuenta que la bocanada aumenta de ancho hasta un máximo de unos 760 m, luego disminuye de tamaño. El ancho máximo se produce alrededor de t = 13000 s, cuando la bocanada está a 6,5 km a favor del viento desde la liberación. El tiempo de disipación de la bocanada se determina aumentando el tiempo hasta que desaparece la isopleta. Esto ocurre aproximadamente a los 22800 s cuando la bocanada está a 45,5 km a favor del viento.

Example 2.17: Puff Model:

Input Data:		
Time:	1000	Sec
Wind Speed:	2	m/s
Total Release:	50	λg
Step increment:	1.6	m
Release Height:	0	m
No. of increments:	50	
Molecular Weight:	30	
Temperature:	298	к
Pressure:	f	atm
Isopleth Conc.:	T	ppm
Assumes F-stability		
Calculated Results:		
Distance Downwind:	2000	m
Isopleth Conc.:	1.23	mg/m^3
Max. Puff Width:	139.71	m



Distance

from	Distance	Dispersion	n Coeff.	Centerline		
Center	Downwind	Sigma y	Sigma z	Conc.	+Isopleth	 Isopleth
(m)	(m)	(m)	(m)	mg/m^3	(m)	(m)
-80	1920	16.7	5.0	0.048067		
-78.4	1921.6	16.7	5.0	0.076732		
-76,8	1923.2	16.7	5.0	0.121212		
-75.2	1924.8	16.8	5.0	0.189482		
-73.6	1926,4	16.8	5.0	0.293133		
-72	1928	16.8	5.0	0.448802		
-70.4	1929.6	16.8	5.0	0.680078		
-68.8	1931,2	16.8	5.1	1.019969		
-67.2	1932.8	16.8	5.1	1.514203	10.9	-10.9
-65.6	1934.4	16.8	5.1	2.225068	18.4	-18.4
-64	1936	16.8	5.1	3.236626	23.5	-23.5
-62.4	1937.6	16.9	5.1	4.660695	27.5	-27.5

FIGURE 2.40 Spreadsheet output for Example 2.17: Puff with isopleths.



FIGURE 2.41. Puff width as a function of time for Example 2.17

Discusión

Fortalezas y Debilidades. El modelo de dispersión gaussiano tiene varias ventajas. La metodología está bien definida y bien validada. Es adecuado para cálculos manuales, se puede computarizar fácilmente en una computadora personal o está disponible como paquetes de software estándar.

Sus principales debilidades son que no simula con precisión descargas de gases densos, la validación está limitada de 0,1 a 10 km y los modelos de soplo están menos establecidos que los modelos de penacho. Las predicciones se refieren a promedios de 10 minutos (equivalentes a tiempos de muestreo de 10 minutos). Si bien esto puede ser adecuado para la mayoría de las emisiones de toxicidad crónica, puede subestimar las distancias hasta el límite inferior de inflamabilidad donde las concentraciones instantáneas son de interés. Seguirá más discusión.

Identificación y Tratamiento de Posibles Errores. Benarie (1987) analiza los errores en los modelos gaussianos y otros de dispersión atmosférica para liberaciones de flotabilidad neutra o positiva. Destaca la aleatoriedad de los procesos de transporte atmosférico y la importancia del tiempo promedio. La Sociedad Meteorológica Estadounidense (1978) ha afirmado que la precisión de los modelos basados en la observación está estrechamente ligada a la dispersión de esos datos. En la actualidad, la dispersión de los datos meteorológicos es irreducible y las estimaciones de dispersión sólo pueden aproximarse a este grado de dispersión en las circunstancias más ideales.

A medida que los vapores se dispersan, se produce una mezcla a medida que remolinos turbulentos de un espectro de tamaños interactúan con la columna. Por lo tanto, partes de la pluma pueden tener concentraciones locales que se desvían por encima o por debajo de las concentraciones promedio estimadas por los modelos.

Además, los cambios importantes en la dirección del viento pueden provocar que una columna de dispersión cambie de dirección o serpentee. Si bien tales cambios no tienen un efecto importante en el área de peligro de la pluma en relación con su línea central, sí importan con respecto al área específica impactada.

Gifford (1975) intenta explicar los efectos del tiempo promedio mediante la siguiente relación:

$$F_{y}(t_{a}) = \left(\frac{t_{a}}{t_{PG}}\right)^{q}$$
(2.1.69)

$$\sigma_{y} = F_{y}\sigma_{y,PG} \tag{2.1.70}$$

dónde

Fy: es el factor que tiene en cuenta el efecto del tiempo promedio (sin unidades)

t_a: es el tiempo promedio (tiempo)

t_{PG}: es el tiempo promedio para las curvas estándar de Pasquill-Gifford, es decir, 600 s.

 σ_v : es el coeficiente de dispersión promediado sobre t_a (longitud)

σ_{v,PG}: es el coeficiente de dispersión estándar de Pasquill-Gifford (longitud)

Con base en datos experimentales limitados, Gifford sugiere q = 0,25 a 0,3 para t_a de 1 a 100 h y 0,2 para tiempos promedio cortos (por ejemplo, 3 min). Debido a la falta de datos, la mayoría de los modelos utilizan 0,2 para tiempos promedio aún más cortos. El límite inferior de F_y es el valor de liberación instantánea que TNO (1979) supone 0,5 (esto significa que su suposición de liberación instantánea es de aproximadamente 19 s). Muchos casos de dispersión darán lugar a zonas de efecto utilizando modelos gaussianos de menos de 100 m. Como esto está fuera de los límites de validación (0,1-10 km), tales predicciones deben tratarse con precaución.

Las ecuaciones (2.1.69) y (2.1.70) son esencialmente idénticas a la expresión de tiempo promedio proporcionada por AIChE/CCPS (1996a).

$$\frac{\langle C \rangle(t_1)}{\langle C \rangle(t_2)} = \left(\frac{t_1}{t_2}\right)^{(-1/5)}$$
(2.1.71)

donde <C> es la concentración promedio (masa/volumen) y t es su correspondiente tiempo promediado (tiempo). Una discusión más detalla de tiempo promedio lo provee AIChE/CCPS (1995, 1996)

Utilidad. Los modelos gaussianos son relativamente fáciles de usar, pero la dispersión de la pluma no es un tema sencillo. Está disponible una amplia gama de opciones de cálculo (descargas de penacho y soplo; absorción o reflexión a nivel del suelo; deposición de material; fuentes puntuales, lineales y de área), por lo que se requiere cuidado al seleccionar las ecuaciones correctas para los parámetros de dispersión y para predecir concentración. La velocidad del viento debe ser el promedio sobre la profundidad de la pluma.

Recursos necesarios. El modelado de dispersión requiere cierta experiencia si se quieren obtener resultados significativos. Los cálculos se pueden realizar rápidamente en una calculadora o computadora personal. Una persona experimentada puede tardar entre 1 y 2 horas en analizar un único cálculo de dispersión en una calculadora u hoja de cálculo, suponiendo que todos los datos meteorológicos estén disponibles. La recopilación y el análisis de dichos datos pueden llevar mucho tiempo (varios días dependiendo de la disponibilidad).

Códigos de computadora disponibles

Hay muchos modelos de contaminación del aire disponibles. Las Directrices para modelos de dispersión de nubes de vapor (AIChE/CCPS, 1987; 1996) revisan estos y otros códigos informáticos y comparan sus predicciones.

2.1.3.2. DISPERSIÓN DE GASES DENSOS

Fundamento:

Objetivo. Un gas denso se define como cualquier gas cuya densidad es mayor que la densidad del aire ambiente a través del cual se dispersa. Este resultado puede deberse a un gas con un peso molecular mayor que el del aire, o un gas con baja temperatura debido a la autorrefrigeración durante la liberación, u otros procesos.

La importancia de la dispersión de gases densos se reconoce desde hace algún tiempo. Los primeros experimentos de campo (Koopman et al., 1984; Puttock et al., 1982; Van Ulden, 1974) han confirmado que los mecanismos de dispersión de gas denso difieren notablemente de los de las nubes neutralmente flotantes. Cuando se liberan inicialmente gases densos, estos gases caen hacia el suelo y se mueven tanto a favor como en contra del viento. Además, los mecanismos de mezcla con el aire son completamente diferentes a los de las liberaciones con flotabilidad neutra.

Revisiones y modelos de dispersión de gases densos: AIChE/CCPS (1987a, 1995b, 1996a), Goyal y Al-Jurashi (1990), Blackmore et al. (1982), Britter y McQuaid (1988), Havens (1987), Lees (1986, 1996), Raman (1986) y Wheatley y Webber (1984).

Filosofía. Se han intentado tres enfoques distintos de modelización para la dispersión de gases densos: matemático, dimensional y físico.

El enfoque matemático más común ha sido el modelo de caja (también conocido como modelo de sombrero de copa o de losa), que estima las características generales de la nube, como el radio medio, la altura media y la temperatura media de la nube, sin calcular las características detalladas de la nube en ninguna dimensión espacial. Algunos modelos de esta clase imponen una distribución gaussiana equivalente a la condición promedio.

La otra forma de modelo matemático es el enfoque más riguroso de dinámica de fluidos computacional (CFD) que resuelve las ecuaciones de conservación tridimensionales completas. Estos métodos se han aplicado con resultados alentadores (Britter, 1995; Lee et al. 1995). CFD resuelve aproximaciones a las ecuaciones fundamentales, que están contenidas principalmente en los modelos de turbulencia; el enfoque habitual es utilizar la teoría K- ϵ . El modelo CFD se utiliza normalmente para predecir los campos de velocidad del viento, y los resultados se acoplan a un modelo de gas denso más tradicional para obtener los perfiles de concentración (Lee et al., 1995). El problema con este enfoque es que se requiere una definición sustancial del problema para poder iniciar el cálculo CFD. Esto incluye velocidades iniciales detalladas del viento, alturas del terreno, estructuras, temperaturas, etc. en el espacio 3-D. El método requiere recursos informáticos moderados.

El método de análisis dimensional ha sido utilizado con éxito por Britter y McQuaid (1988) para proporcionar una correlación simple pero efectiva para modelar liberaciones de gases densos. El procedimiento examina las ecuaciones fundamentales y, mediante análisis dimensional, reduce el problema a un conjunto de grupos adimensionales. Luego, los datos de las pruebas de campo reales se correlacionan utilizando estos grupos adimensionales para desarrollar un nomograma que describe la liberación de gas denso. Una comparación detallada de las predicciones del modelo con datos de pruebas de campo (Hanna et al., 1993) muestra que el método Britter-McQuaid produce resultados notablemente buenos, con predicciones que coinciden estrechamente con los resultados de las pruebas y superan a muchos modelos más complejos. Sin embargo, este resultado es esperado ya que el método Britter-McQuaid se basa en primer lugar en los datos de prueba.

Se han utilizado modelos físicos (a escala) que emplean túneles de viento o canales de agua para simular la dispersión de gases densos, especialmente en situaciones con obstrucciones o terreno irregular. La similitud exacta en todas las escalas y la recreación de la estabilidad atmosférica y las distribuciones de velocidad no son posibles; se requieren velocidades del aire muy bajas para igualar los resultados a gran escala. Havens et al (1995) intentaron utilizar un enfoque de escala 100-1 junto con un modelo de elementos finitos. Descubrieron que las mediciones de tales flujos no se pueden escalar con precisión a las condiciones de campo debido a la importancia relativa de la contribución de la difusión molecular a escala del modelo. El uso de modelos a escala no es una herramienta común de evaluación de riesgos en CPQRA y los lectores deben consultar revisiones adicionales de Meroney (1982) y Duijm et al. (1985).

Aplicaciones. Los modelos matemáticos de gases densos se emplean ampliamente para simular la dispersión de nubes de gases densos, inflamables y tóxicos. Los primeros ejemplos de aplicaciones

publicados incluyen modelos utilizados en las evaluaciones de riesgos de demostración para Canvey Island (Health & Safety Executive, 1978, 1981) y el área portuaria de Rijnmond (Rijnmond Public Authority, 1982), y requeridos en las Normas Federales de Seguridad de GNL del Departamento de Transporte. (Departamento de Transporte, 1980). Si bien la mayoría de los modelos de gases densos que se utilizan actualmente se basan en códigos informáticos especializados, hay modelos igualmente buenos y versátiles disponibles públicamente (por ejemplo, DEGADIS, SLAB). Los mecanismos de dispersión subyacentes y la validación necesaria son más complejos que cualquier otra área de modelización de consecuencias.

Para la predicción de consecuencias tóxicas, dos enfoques comunes son el uso de una concentración tóxica específica o un criterio de dosis tóxica. La dosis tóxica se determina como la concentración de gas tóxico durante la duración de la exposición para determinar un efecto basado en modelos probit específicos (Sección 2.3.1).

En el caso de emisiones inflamables, la masa del material inflamable, así como la extensión de la zona inflamable, son importantes para determinar la explosión no confirmada de la nube de vapor y el potencial de incendio repentino. El uso del LFL (límite inferior de inflamabilidad) o ½ LFL para determinar estos parámetros es un tema de debate. A continuación se ofrecen algunas indicaciones de las cuestiones implicadas.

La mayoría de las emisiones inflamables no siguen un comportamiento neutro o gaussiano, ya que casi siempre son más pesados que el aire. A medida que la liberación continúe mezclándose con el aire, eventualmente se aplicará el modelo gaussiano, pero la nube ya no será inflamable.

La base para la especificación de ½ LFL (por ejemplo, Departamento de Transporte, 1980) es permitir variaciones en las concentraciones instantáneas de nubes. Los modelos gaussianos de Pasquill-Gifford tienen un tiempo promedio implícito de 10 minutos. Benarie (1987) señala que las concentraciones transitorias pueden diferir del promedio previsto en un factor de hasta 4 con un nivel de confianza del 5%. Un problema con el uso de ½ LFL es que las zonas de peligro se sobreestimarán constantemente; Según el estudio Canvey (Health & Safety Executive, 1981), esta sobrepredicción suele ser de entre el 15 y el 20 % en distancia. Si bien las bolsas inflamables individuales pueden encenderse a la distancia ½ LFL, existe la probabilidad de que no lo haga toda la nube.

La masa de material inflamable en la nube (es decir, por encima de la concentración de LFL) basada en la isopleta ½ LFL se sobreestimará hasta en un factor de dos. Considere, por ejemplo, una liberación de bocanada. La masa de material inflamable en la nube es constante (ya que no se permite ningún transporte fuera de la nube), aunque el tamaño y la masa total de la nube aumentan debido a la dilución. A la concentración de ½ LFL no toda la masa puede ser inflamable y se debe sobreestimar la dimensión total de la porción inflamable de la nube.

Por lo tanto, los incendios repentinos y las zonas dañadas por explosiones de nubes de vapor se sobreestimarán constantemente. Sin embargo, la energía disponible en una nube

inflamable se basa en la concentración promedio, por lo que la concentración promedio es el criterio apropiado para estimar los impactos de la explosión de una nube de vapor.

Van Buijtenen (1980) desarrolló una serie de ecuaciones para la cantidad de gas en la región explosiva de una nube o penacho de vapor. Se encontró que, para una liberación instantánea, una gran fracción de la cantidad total liberada (50 % para el metano) puede ocurrir en la región explosiva, independientemente de la fuerza de la fuente y las condiciones meteorológicas. Para una fuente continua, la cantidad en la región explosiva depende en gran medida de la fuerza de la fuerza de la fuerza de la fuerza de la fuerza.

Spicer (1995,1996) utilizó el código informático de gases pesados DEGADIS para modelar las emisiones de propano. Se determinó que concentraciones de nubes de hasta el 90 % del LFL podrían provocar "llamas sostenidas".

La mayoría de las emisiones de materiales inflamables ocurren como emisiones de gas licuado o a alta presión. Para estos tipos de emisiones, el mecanismo de dilución principal se debe al arrastre de aire por cizallamiento a medida que la liberación se lanza al aire circundante. Perry y Green (1984) dan una ecuación para la dilución de un chorro libre turbulento procedente de un agujero redondeado.

$$\frac{q}{q_0} = 0.32 \frac{x}{D_0}$$
(2.1.72)

donde

q: es el caudal volumétrico total del chorro a una distancia x (volumen/tiempo)

q₀: es el caudal volumétrico del chorro inicial (volumen/tiempo)

x: es la distancia desde el punto de liberación (longitud)

D₀: es el diámetro de apertura (longitud)

La ecuación (2.1.72) se aplica sólo para 7 < (x/D_0) < 100.

La ecuación (2.1.72) muestra que el arrastre puede ser sustancial. Para un chorro de 1 cm de diámetro, el flujo volumétrico total a 1 metro por encima de la descarga será 32 veces el flujo volumétrico inicial. Por tanto, la dilución inicial con aire mediante el chorro puede reducir las concentraciones por debajo del LFL. Sin embargo, el material inflamable se acumulará adyacente al chorro, dando como resultado concentraciones lo suficientemente altas como para provocar la ignición.

La ecuación (2.1.72) también es útil para determinar la concentración de liberación inicial como punto de partida inicial para un modelo detallado de dispersión de gases densos.

Diferentes analistas de riesgos recomiendan una serie de procedimientos para determinar la masa inflamable mediante dispersión:

- 1) Para materiales inflamables considere cuatro concentraciones: UFL, LFL, ½ LFL, ¼ LFL. Para materiales explosivos, considere las concentraciones LFL y 100 %.
- 2) Si el tiempo promedio para el modelo de dispersión no está ajustado, es decir, 10 minutos para la dispersión gaussiana, entonces use ½ LFL como límite de inflamación. Si el tiempo promedio es de 20 segundos, use el LFL para el límite de flash.

Descripción

Descripción de Técnicas. En AIChE/CCPS (1987, 1995, 1996) se dan descripciones detalladas de los mecanismos de dispersión de gases densos y las implementaciones específicas para una amplia variedad de modelos matemáticos. Esto no se reproduce aquí con ningún detalle. Las fases de transición en una situación de dispersión de gases pesados se muestran en la Figura 2.27.

Después de la liberación de una bocanada típica, se puede formar una nube que tenga dimensiones verticales y horizontales similares (cerca de la fuente). La densa nube se desploma bajo la influencia de la gravedad, aumentando su diámetro y reduciendo su altura. Se produce una dilución inicial considerable debido a la intrusión de la nube en el aire ambiente impulsada por la gravedad. Posteriormente, la altura de las nubes aumenta debido al mayor arrastre de aire a través de la interfaz vertical y horizontal. Después de que se produce una dilución suficiente, la turbulencia atmosférica normal predomina sobre las fuerzas gravitacionales y se exhiben las características típicas de dispersión gaussiana.

Raman (1986) enumera las características típicas de los modelos de caja. La nube de vapor se trata como un solo cilindro o caja que contiene vapor en una concentración uniforme. El aire se mezcla con la caja a medida que se dispersa a favor del viento. El ancho de la caja aumenta a medida que se extiende debido a la caída de la gravedad. Los supuestos habituales son

- La nube de vapor se dispersa sobre terreno llano.
- El terreno tiene aspereza constante.
- No hay obstáculos.
- Se ignoran las fluctuaciones de concentración locales.
- El tratamiento de reacciones químicas o deposición es limitado.

El uso de modelos de la teoría K-ε puede relajar varios de estos supuestos. Sin embargo, los datos de validación no están suficientemente disponibles para verificar los modelos y algunos problemas numéricos (pseudodispersión y discontinuidades de concentración) están sin resolver.

El modelo de Britter y McQuaid (1988) se desarrolló realizando un análisis dimensional y correlacionando datos existentes sobre la dispersión de nubes densas. El modelo es más adecuado

para liberaciones instantáneas o continuas a nivel del suelo o en fuentes de volumen de gases densos. Se descubrió que la estabilidad atmosférica tiene poco efecto en los resultados y no forma parte del modelo. La mayoría de los datos provinieron de pruebas de dispersión en áreas rurales remotas, en terreno mayoritariamente plano. Por lo tanto, los resultados no serían aplicables a áreas urbanas o áreas altamente montañosas.

El modelo requiere una especificación del volumen inicial de la nube, el flujo volumétrico inicial de la pluma, la duración de la liberación y la densidad inicial del gas. También se requiere la velocidad del viento a una altura de 10 m, la distancia a favor del viento y la densidad del gas ambiental.

El primer paso es determinar si el modelo de gas denso es aplicable. Si una flotabilidad inicial se define como dimensional

$$g_0 = \frac{g(\rho_0 - \rho_1)}{\rho_1}$$
(2.1.73)

dónde

g₀: es el factor de flotabilidad inicial (longitud/tiempo2)

g: es la aceleración debida a la gravedad (longitud/tiempo2*

ρ₀: es la densidad inicial del material liberado (masa/volumen)

ρ_a: es la densidad del aire ambiente (masa/volumen)

También se puede definir una dimensión de origen característica dependiendo del tipo de versión. Para lanzamientos continuos,

$$D_{\rm c} = \left(\frac{q_0}{u}\right)^{1/2} \tag{2.1.74}$$

donde D_c es la dimensión característica de la fuente para liberaciones continuas de gases densos (longitud), q_0 es el flujo volumétrico inicial de la pluma para la dispersión de gases densos (volumen/tiempo) y u es la velocidad del viento (longitud/tiempo). Para liberaciones instantáneas, la dimensión fuente característica se define como:

$$D_{i} = V_{0}^{1/3} \tag{2.1.75}$$

y para liberaciones instantáneas,

$$\frac{\left(g_0 V_0\right)^{1/2}}{u D_i} \ge 0.20$$
(2.1.76)

Si se cumplen estos criterios, entonces se utilizan las Figuras 2.42 y 2.43 para estimar las concentraciones a favor del viento. La tabla 2.15 proporciona ecuaciones para las correlaciones en las figuras.

El criterio para determinar si la liberación es continua o instantánea se calcula utilizando el siguiente grupo:

$$\frac{\mu R_{\rm d}}{x}$$
(2.1.77)



FIGURA 2.42. Correlación dimensional de Britter-McQuaid para la dispersión de densas columnas de nubes.





donde R_d es la duración de la liberación (tiempo) y x; es la distancia a favor del viento en el espacio dimensional (longitud).

Si el grupo tiene un valor mayor o igual a 2,5, entonces la liberación de gas denso se considera continua. Si el valor del grupo es menor o igual a 0,6, entonces la liberación es considerada instantánea. Si el valor se encuentra en el medio, entonces las concentraciones se calculan utilizando modelos continuos e instantáneos y se selecciona el resultado de concentración mínima.

El modelo de Britter y McQuaid no es apropiado para chorros o emisiones de penachos de dos fases debido al efecto de arrastre observado anteriormente.

Diagrama lógico. En la Figura 2.44 se muestra un breve diagrama lógico que muestra las entradas, la secuencia de cálculo y las salidas de un modelo de gas denso.

Fundamento Teórico. Los modelos gaussianos de flotabilidad neutra no emplean mecanismos correctos, pero, fortuitamente, los resultados de muchos derrames de tamaño pequeño a mediano no son muy inexactos (excepto para la estabilidad de F, donde la transición a la fase pasiva tiene lugar más a favor del viento). Como el mecanismo es incorrecto, es posible que esta generalización no siempre sea cierta.

Los modelos de caja emplean una base teórica más simple que los modelos de teoría K-ɛ; sin embargo, se incluyen los principales mecanismos de caída de la gravedad, arrastre de aire y procesos termodinámicos. En términos de validación, los modelos de caja han recibido mucha atención y los autores afirman tener buenos resultados. Los modelos de la teoría K- ɛ permiten relajar los supuestos restrictivos de terreno plano y sin obstrucciones, pero existen problemas numéricos y faltan datos de validación relevantes para estos casos.

La dinámica de fluidos computacional (CFD) puede tener en cuenta cambios en el terreno, edificios y otras irregularidades. Sin embargo, la solución incluye simplificaciones de las ecuaciones de Navier-Stokes y requiere una especificación detallada de las condiciones iniciales.

El modelo de Britter-McQuaid es una técnica de análisis dimensional, con una correlación desarrollada a partir de datos experimentales. Sin embargo, el modelo se basa únicamente en datos tomados en terreno rural plano y solo se puede aplicar a este tipo de emisiones. El modelo se basa únicamente en las condiciones de los datos de prueba y no puede tener en cuenta los efectos de parámetros como la altura de liberación, la rugosidad del suelo, los perfiles de velocidad del viento, etc.

Concentration Ratio $C_{\rm m}/C_0$	Valid range for $ \alpha = \log_{10} \left(\frac{g_0^2 q_0}{u^5} \right) $	Equation for $\beta = \log_{10} \left[\frac{x}{(q_0/u)^{1/2}} \right]$
0.1	$\alpha \leq -0.55$	$\beta = 1.75$
0.1	$-0.55 < \alpha \le -0.14$	$\beta = 0.24\alpha + 1.88$
0.1	$-0.14 < \alpha \le 1$	$\beta = 0.50\alpha + 1.78$
0.05	$\alpha \leq -0.68$	$\beta = 1.92$
0.05	$-0.68 < \alpha \leq -0.29$	$\beta = 0.36\alpha + 2.16$
0.05	$-0.29 < \alpha \leq -0.18$	$\beta = 2.06$
0.05	$-0.18 < \alpha \le 1$	$\beta = -0.56\alpha + 1.96$
0.02	$\alpha \leq -0.69$	$\beta = 2.08$
0.02	$-0.69 < \alpha \leq -0.31$	$\beta = 0.45\alpha + 2.39$
0.02	$-0.31 < \alpha \leq -0.16$	$\beta = 2.25$
0.02	$-0.16 < \alpha \le 1$	$\beta = -0.54\alpha + 2.16$
0.01	$\alpha \leq -0.70$	$\beta = 2.25$
0.01	$-0.70 < \alpha \leq -0.29$	$\beta = 0.49\alpha + 2.59$
0.01	$-0.29 < \alpha \leq -0.20$	$\beta = 2.45$
0.01	$-0.20 < \alpha \le 1$	$\beta = -0.52\alpha + 2.35$
0.005	$\alpha \leq -0.67$	$\beta = 2.40$
0.005	$-0.67 < \alpha \leq -0.28$	$\beta = 0.59\alpha + 2.80$
0.005	$-0.28 < \alpha \leq -0.15$	$\beta = 2.63$
0.005	$-0.15 < \alpha \le 1$	$\beta = -0.49\alpha + 2.56$
0.002	$a \leq -0.69$	$\beta = 2.60$
0.002	$-0.69 < \alpha \leq -0.25$	$\beta = 0.39\alpha + 2.87$
0.002	$-0.25 < \alpha \leq -0.13$	$\beta = 2.77$
0.002	$-0.13 < \alpha \le 1$	$\beta = -0.50\alpha + 2.71$

TABLA 2.15. Ecuaciones utilizadas para aproximar las curvas en las correlaciones de Britter-McQuaid proporcionadas en la figura 2.42 para penachos

Concentration Ratio C _m /C ₀	Valid range for $ \alpha = \log_{10} \left(\frac{g_0 V_0^{1/3}}{u^2} \right) $	Equation for $\beta = \log_{10} \left[\frac{x}{V_0^{1/3}} \right]$
0.1	<i>α</i> ≤ -0.44	$\beta = 0.70$
0.1	$-0.44 < \alpha \le 0.43$	$\beta = 0.26\alpha + 0.81$
0.1	$-0.43 < \alpha \le 1$	$\beta = 0.93$
0.05	$\alpha \leq -0.56$	$\beta = 0.85$
0.05	$-0.56 < \alpha \leq 0.31$	$\beta = 0.26\alpha + 1.0$
0.05	$0.31 < \alpha \leq 1.0$	$\beta = -0.12\alpha + 1.12$
0.02	$\alpha \leq -0.66$	$\beta = 0.95$
0.02	$-0.66 < \alpha \leq -0.32$	$\beta = 0.36\alpha + 1.19$
0.02	$-0.32 < \alpha \leq 1$	$\beta = -0.26\alpha + 1.38$
0.01	$a \leq -0.71$	$\beta = 1.15$
0.01	$-0.71 < \alpha \leq 0.37$	$\beta = 0.34\alpha + 1.39$
0.01	$0.37 < \alpha \le 1$	$\beta = -0.38\alpha + 1.66$
0.005	$\alpha \leq -0.52$	$\beta = 1.48$
0.005	$-0.52 < \alpha \leq 0.24$	$\beta = 0.26\alpha + 1.62$
0.005	$-0.24 < \alpha \leq 1$	$\beta = -0.30\alpha + 1.75$
0.002	$\alpha \leq 0.27$	$\beta = 1.83$
0.002	$0.27 < \alpha \leq 1$	$\beta = -0.32\alpha + 1.92$
0.001	$\alpha \leq -0.10$	$\beta = 2.075$
0.001	$-0.10 < \alpha \le 1$	$\beta = -0.27\alpha + 2.05$

TABLA 2.16. Ecuaciones utilizadas para aproximar las curvas en las correlaciones de Britter-McQuaid proporcionadas en la figura 2.43 para Puffs

Requisitos de entrada y disponibilidad. Dado el gran número y variedad de modelos de gases densos, no es posible generalizar sobre los requisitos de entrada del modelo. Se debe consultar el modelo en sí o una de las revisiones mencionadas anteriormente para obtener detalles específicos.

Los modelos de gases densos más detallados requieren datos adicionales. Estas podrían incluir la rugosidad del suelo, las propiedades físicas del material derramado (peso molecular, temperatura de ebullición atmosférica, calor latente de vaporización), perfiles de velocidad del viento y las propiedades físicas del suelo (capacidad calorífica, porosidad, conductividad térmica).

Menos sencilla es la definición del término fuente: las condiciones iniciales de masa, temperatura, concentración y dimensiones (altura, anchura) de las nubes. Esto es una función del tipo de descarga (derrame o chorro presurizado), la velocidad y duración (o masa si es una bocanada) de la liberación, la temperatura antes y después de cualquier inflamación, la fracción de inflamación, la formación de aerosol/niebla y la dilución inicial. Algunos modelos incluyen modelos de términos fuente que pueden no ser evidentes para el usuario.



FIGURA 2.44. Diagrama lógico para nubes densas.

Producción. Al igual que con los requisitos de entrada, la salida del modelo específico varía mucho. En términos generales, el siguiente resultado se consideraría esencial para un análisis completo:

• resumen de términos fuente (si se calcula mediante el modelo): tasa de descarga del chorro o de ebullición de la piscina, temperatura, fracción de aerosol, lluvia, densidad inicial, dimensiones iniciales de las nubes, variación temporal

• información sobre la dispersión de las nubes: radio y altura de las nubes (u otras dimensiones según corresponda), densidad, temperatura, concentración, historia temporal en un lugar particular, distancia a concentraciones específicas.

• información especial: efectos del terreno, reacción o deposición química, carga tóxica en lugares particulares, masa de material inflamable en la nube.

Enfoques simplificados: Algunos usuarios emplean modelos gaussianos de flotabilidad neutra para liberaciones de gases densos; sin embargo, los mecanismos son incorrectos y ciertas condiciones climáticas están mal modeladas. En el segundo Informe Canvey (Health & Safety Executive, 1981) se estableció una correlación de ley de potencia de la forma R = kM^{0,4} (donde R = distancia a favor del viento hasta el límite inferior de inflamabilidad, M = masa de emisión de bocanadas y k = constante dependiente de material y condiciones climáticas) se sugirió para grandes emisiones de propano y butano como una ecuación de mejor ajuste basada en muchas ejecuciones del paquete de gas denso DENZ. Considine y Grint (1984) han ampliado sustancialmente este enfoque con la constante y la potencia en la expresión de la ley de potencia anterior derivada para liberaciones presurizadas y refrigeradas de propano y butano, sobre la tierra y el mar, para liberaciones instantáneas o continuas.

El modelo de Britter-McQuaid (1988) es razonablemente sencillo de aplicar y produce resultados que parecen ser tan buenos como los de modelos más sofisticados. Sin embargo, se requieren especificaciones detalladas sobre la geometría del disparador. Además, el modelo proporciona sólo una estimación de la concentración en un punto fijo inmediatamente a favor del viento desde la liberación. No proporciona concentraciones en ningún otro lugar, ni en la zona afectada. Por último, el modelo se aplica únicamente a las liberaciones desde tierra.

Problema de ejemplo

Ejemplo 2.18: Modelo Britter y McQuaid. Informe de Britter y McQuaid (1988) sobre las pruebas de dispersión de Burro LNG. Calcule la distancia a favor del viento desde la siguiente liberación de GNL para obtener una concentración igual al límite inferior de inflamabilidad (LFL) de 5% de concentración de vapor por volumen. Suponga condiciones ambientales de 298 K y 1 atm.

Están disponibles los siguientes datos: Tasa de derrame de líquido: 0,23 m3/s Duración del derrame (Rd): 174 s Velocidad del viento a 10 m sobre el suelo (u): 10,9 m/s

Densidad LNG: 425,6 kg/m3

Densidad de vapor de LNG en el punto de ebullición de -162 ºC: 1,76 kg/m³

Solución: La tasa de descarga volumétrica está dada por:

$$q_0 = \frac{(0.23 \,\mathrm{m^3/s}\,)(425.6 \,\mathrm{kg/m^3})}{1.76 \,\mathrm{kg/m^3}} = 55.6 \,\mathrm{m^3/s}$$

La densidad del aire ambiente se calcula a partir de la ley de los gases ideales y da un resultado de $1,22 \text{ kg/m}^3$. Así, de la Ec. (2.1.73)

$$g_0 = g\left(\frac{\rho_0 - \rho_a}{\rho_a}\right) = (9.8 \text{ m/s}^2)\left(\frac{1.76 - 1.224}{1.224}\right) = 4.29 \text{ m/s}^2$$

PASO 1: Determinar si la emisión se considera continua o instantánea. Para este caso la Ec. (2.1.78) y la cantidad debe ser superior a 2,5 para una liberación continua. Sustituyendo los números requeridos,

$$\frac{uR_{\rm d}}{x} = \frac{(10.9 \text{ m/s})(174 \text{ s})}{x} \ge 2.5$$

y se sigue que para una liberación continua

x < 758 metros

La distancia final debe ser menor que esto.

PASO 2: Determine si se aplica un modelo de nube densa. Para este caso las Ecs. Se aplican (2.1.74) y (2.1.76). Sustituyendo los números apropiados,

$$D_{c} = \left(\frac{q_{0}}{u}\right)^{1/2} = \left(\frac{55.6 \text{ m}^{3}/\text{s}}{10.9 \text{ m/s}}\right)^{1/2} = 2.26 \text{ m}$$
$$\left(\frac{g_{0}q_{0}}{u^{3}D_{c}}\right)^{1/3} = \left[\frac{(4.29 \text{ m/s}^{2})(55.6 \text{ m}^{3}/\text{s})}{(10.9 \text{ m/s})^{3}(2.26 \text{ m})}\right]^{1/3} = 0.75 \ge 0.15$$

está claro que se aplica el modelo de nube densa.

PASO 3: Ajuste la concentración para una liberación no isotérmica. Britter y MacQuaid (1988) proporcionan un ajuste a la concentración para tener en cuenta la liberación no isotérmica del vapor. Si la concentración original es C*, entonces la concentración efectiva viene dada por

$$C = \frac{C^*}{C^* + (1 - C^*)(T_a/T_0)}$$

donde T_a es la temperatura ambiente y T_0 es la temperatura de la fuente, ambas en temperatura absoluta. Para nuestra concentración requerida de 0.05, la ecuación anterior da una concentración efectiva de 0.019.

PASO 4: Calcule los grupos adimensionales para la figura 2.42.

$$\left(\frac{g_0^2 q_0}{u^5}\right)^{1/5} = \left[\frac{(4.29 \text{ m/s}^2)^2 (55.6 \text{ m}^3/\text{s})}{(10.9 \text{ m/s})^5}\right]^{1/5} = 0.367$$
$$\left(\frac{q_0}{u}\right)^{1/2} = \left(\frac{55.6 \text{ m}^3/\text{s}}{10.9 \text{ m/s}}\right)^{1/2} = 2.25 \text{ m}$$

PASO 5: Aplique la Figura 2.42 para determinar la distancia a favor del viento. La concentración inicial de gas, C₀, es esencialmente LNG puro. Así, C₀ = 1,0 y se sigue que C_m/C₀ = 0,019. De la Figura 2.42,

$$\frac{x}{(q_0/u)^{1/2}} = 163$$

y se sigue que x = (2,25 m)(163) = 367 m. Esto se compara con una distancia determinada experimentalmente de 200 m. Esto demuestra que las estimaciones de dispersión de gas denso pueden desviarse fácilmente por un factor de 2. Un modelo de pluma gaussiana que asume las peores condiciones meteorológicas (estabilidad F, velocidad del viento de 2 m/s) predice una distancia a favor del viento de 14 km.

Claramente, el modelo de nube densa proporciona un resultado mucho mejor.

En la figura 2.45 se muestra una hoja de cálculo que implementa el método Britter-McQuaid. Solo se proporciona la primera página de la salida de la hoja de cálculo. No se muestran las extensas tablas utilizadas para interpolar los valores de Britter-McQuaid.

Input Data:	0.02	
Spill rate:	0.23	m^3/5
Split ouration:	1/4	5
windspeed at 10 m:	10,9	m/s
Density of liquid:	425.6	kg/m^3
Vapor density at boiling point:	1.76	kg/m^3
Ambient Temperature:	298	К
Ambient Pressure:	1	atm
Source Temperature:	111	к
Required concentration:	0.05	
Calculated Results:		
Ambient air density:	1.223572	kg/m^3
Initial buoyancy:	4.296427	
Volumetric discharge rate:	55.61818	m^3/s
Char. source dimension:	2.25889	កា
Target concentration:	0.019227	
Computed value of Britter-McC	Quaid X-axis	dimensional group: 0.367164
Interpolated value of Britter-Me	cQuaid y-ax	is dimensional group: 162.6935
Distance downwind:	36 <u>7.</u> 51	m
Continuous release criteria:	5.16	< Must be greater than 2.5
Dense gas criteria:	0.43	< Must be greater than 0.15

Example 2.18: Britter - McQuaid Model

FIGURE 2.45. Spreadsheet output for Example 2.18: Birtter-McQuaid model.

Discusión:

Fortalezas y Debilidades. La principal fortaleza de la mayoría de los modelos de gases densos es su inclusión rigurosa de los importantes mecanismos de caída de la gravedad, arrastre de aire y procesos de transferencia de calor. Su principal debilidad está relacionada con la estimación del término fuente y el alto nivel de habilidad requerido por el usuario. Los modelos automáticos de generación de términos fuente pueden mejorar sustancialmente esta situación. Se ha proporcionado cierta validación de los modelos (Hanna et al., 1990; API5 1992).

Identificación y Tratamiento de Posibles Errores. Los errores pueden surgir de cuatro amplias fuentes. Se pueden omitir mecanismos importantes de dispersión de gases densos para un escenario de liberación particular; los coeficientes del modelo ajustados a datos de validación limitados pueden ser incorrectos; el término fuente puede estar definido incorrectamente; o los supuestos del modelo de terreno plano y rugosidad uniforme pueden no ser válidos.

Los errores debidos a mecanismos omitidos o coeficientes incorrectos sólo se pueden verificar revisando la validación del modelo. También es importante señalar que existen pocos datos de validación para ciertos tipos de emisiones (por ejemplo, liberaciones repentinas de líquidos a gran escala en la tierra, especialmente para impactos tóxicos a larga distancia). Cuando exista alguna duda, los usuarios deben realizar una serie de análisis de sensibilidad para determinar la importancia de la incertidumbre.

Utilidad. Algunos de los códigos informáticos son relativamente fáciles de ejecutar, pero esto puede resultar engañoso. Los modelos que tienen generación automática de términos fuente son los más sencillos de ejecutar, pero puede haber límites en los casos que se pueden modelar. Los modelos sin generación de términos fuente imponen una mayor carga al usuario, y cierta información solicitada, como la dilución inicial o las dimensiones iniciales de la nube, pueden ser muy difíciles de especificar.

Recursos necesarios. Los modelos de dispersión de gases densos requieren un usuario experto. Para obtener tales habilidades, los requisitos mínimos serían una lectura exhaustiva de revisiones bibliográficas sobre modelos de gases densos, un examen de los resultados de las pruebas de gases densos y varios ejercicios de práctica. El uso no especializado de modelos de gases densos puede dar lugar a resultados engañosos. Uno de los propósitos de las Directrices del CCPS para el uso de modelos de dispersión de nubes de vapor (AIChE/CCPS, 1987; 1989; 1996) es ofrecer una introducción al uso de modelos de gases densos.

Un modelo informático de gases densos es un requisito previo para el análisis de dispersión. Es posible desarrollar un modelo, sin embargo, esta es una tarea importante debido a la cantidad de mecanismos involucrados y la cantidad de validación requerida. Se necesitan de uno a cinco años-hombre para desarrollar un modelo de gas denso adecuadamente validado y con plena capacidad. La mayoría de los usuarios obtendrán una autorización pública o comercial del modelo disponible. Estos pueden ejecutarse en computadoras personales o mainframes.

Códigos informáticos disponibles

AIChE/CCPS (1987; 1996) revisa los códigos de gases densos y neutros y proporciona direcciones de contacto para todos ellos. Se debe consultar la última edición de la revisión del software Chemical Engineering Progress.

2.2. Explosiones e incendios

El objetivo de esta sección es revisar los tipos de modelos disponibles para estimar las consecuencias de los resultados de incidentes de incendio y explosión accidental. Se proporciona información más detallada y completa sobre este tema en Baker et al. (1983), AIChE/CCPS (1994), Lees (1986, 1996) y Bjerketvedt et al. (1997).

A continuación se presentan varias definiciones importantes relacionadas con incendios y explosiones.

Deflagración: Reacción química de propagación de una sustancia en la que la reacción o el frente de propagación está limitado por transporte molecular y turbulento y avanza hacia la sustancia que no ha reaccionado a menos que la velocidad sónica en el material que no ha reaccionado. Las sobrepresiones resultantes de una deflagración normalmente no superan una o dos atmósferas; son lo suficientemente importantes como para causar daños sustanciales a las estructuras circundantes.

Detonación: Una reacción química de propagación de una sustancia en la que la reacción o el frente de propagación está limitado únicamente por la velocidad de reacción y avanza hacia la sustancia sin reaccionar a una velocidad sónica o mayor que la del material sin reaccionar a su temperatura y presión iniciales. Las detonaciones son capaces de producir mucho más daño que las deflagraciones; Las sobrepresiones de una detonación pueden tener un valor de varios cientos de psig. Sin embargo, se trata de una cuestión compleja y depende de muchos factores, incluyendo geometría, duración del impulso, confinamiento, etc.

Límites de inflamabilidad: Las concentraciones mínimas (límite de inflamabilidad inferior, LFL) y máxima (límite de inflamabilidad superior, UFL) de vapor en el aire que propagarán una llama.

Temperatura de punto de inflamación: La temperatura de un líquido a la cual el líquido es capaz de producir suficiente vapor inflamable para inflamarse momentáneamente. Existen muchos métodos ASTM, incluidos D56-87, D92-90, D93-90 y D3828-87 (ASTM, 1992) para determinar las temperaturas de punto de inflamación. Los métodos se agrupan según dos tipos: copa abierta y cerrada. Los métodos de copa cerrada suelen producir valores algo más bajos.

Explosión: Hay varias definiciones disponibles para la palabra "explosión". AIChE/CCPS (1994) define una explosión como "una liberación de energía que provoca una explosión". Posteriormente, una "explosión" se define como "un cambio transitorio en la densidad del gas, la presión y la velocidad del aire que rodea un punto de explosión". Growl y Louvar (1990) definen una explosión como "una rápida expansión de gases que da como resultado una presión u onda de choque que se mueve rápidamente". NFPA 69 (NFPA, 1986) define una explosión como "el estallido o ruptura de un recinto o contenedor debido al desarrollo de presión interna". Se puede considerar una explosión como una liberación rápida de un gas a alta presión al medio ambiente. Esta liberación debe ser lo suficientemente rápida como para que la energía se disipe en forma de presión u onda de choque. Las explosiones pueden surgir de fenómenos estrictamente físicos como la ruptura catastrófica de un contenedor de gas a presión o de una reacción química como la

combustión de un gas inflamable en el aire. Estas últimas reacciones pueden ocurrir dentro de edificios o embarcaciones o al aire libre en áreas potencialmente congestionadas.

Muchos tipos de resultados son posibles para una liberación. Esto incluye explosiones de nubes de vapor (VCE) (Sección 2.2.1), incendios repentinos (Sección 2.2.2), explosiones físicas (Sección 2.2.3), explosiones de vapor en expansión de líquido en ebullición (BLEVE) y bolas de fuego (Sección 2.2.4), explosiones confinadas (Sección 2.2.5), e incendios en charcos y chorros (Sección 2.2.6).

La Figura 2.46 proporciona una base para describir lógicamente escenarios de explosión e incendio accidental. El resultado de la parte inferior de este diagrama son varios resultados de incidentes con efectos particulares (por ejemplo, explosión de una nube de vapor que resulta en una onda de choque).



FIGURA 2.46. Diagrama lógico para eventos de explosión.



FIGURA 2.46a. Diagrama lógico de explosiones físicas.



FIGURA 2.46b. Diagrama lógico para explosiones confinadas.



FIGURA 2.46c. Diagrama lógico para otras pérdidas de contención.



FIGURA 2.46d. Diagrama lógico de explosiones por dispersión de nubes de gas.

La mayor dificultad que se le presenta a cualquiera involucrado en CPQRA es seleccionar los resultados adecuados con base en la información disponible y determinar las consecuencias.

Las consecuencias que preocupan en los estudios del CPQRA para las explosiones en general son los efectos de sobrepresión de la explosión y los efectos del proyectil; En el caso de incendios y bolas de fuego, las consecuencias preocupantes son los efectos de la radiación térmica. Cada uno de estos tipos de explosiones e incendios se puede modelar para producir efectos de explosión, proyectil y/o radiación térmica apropiados para su uso en estudios CPQRA y estas técnicas se describen en las secciones designadas.

2.2.1 Explosiones de nubes de vapor (VCE)

2.2.1.1. FUNDAMENTOS

Objetivo

Cuando se libera rápidamente una gran cantidad de líquido o gas inflamable en vaporización, se forma una nube de vapor que se dispersa con el aire circundante. La liberación puede ocurrir desde un tanque de almacenamiento, proceso, buque de transporte o tubería. La Figura 2.46 describe las diversas vías de falla bajo las cuales puede ocurrir este escenario. Si esta nube se enciende antes de que se diluya por debajo de su límite inferior de inflamabilidad (LFL), se producirá un VCE o un incendio repentino. Para el modelado CPQRA, la principal consecuencia de un VCE es una sobrepresión resultante, mientras que la principal consecuencia de un incendio repentino es el contacto directo con la llama y la radiación térmica. El resultado resultante, ya sea

un incendio repentino o un VCE, depende de una serie de parámetros que se analizan en la siguiente sección.

Davenport (1977, 1983) y Lenoir y Davenport (1992) han resumido numerosos incidentes de VCE. Todos (con una posible excepción) fueron deflagraciones más que detonaciones. Descubrieron que las VCE representaban el 37% del número de pérdidas de propiedad superiores a 50 millones de dólares (corregido a dólares de 1991) y representaban el 50% del total de dólares pagados. Pietersen y Huerta (1985) han resumido algunas características clave de 80 incendios repentinos.

Filosofía

AIChE/CCPS (1994) proporciona un excelente resumen del comportamiento de las nubes de vapor. Describen cuatro características que deben estar presentes para que se produzca una VCE. Primero, el material de liberación debe ser inflamable. En segundo lugar, debe formarse una nube de tamaño suficiente antes de la ignición, considerándose que los retrasos en la ignición de 1 a 5 minutos son los más probables para generar explosiones de nubes de vapor. Lenoir y Davenport (1992) analizaron datos históricos sobre retrasos en el encendido y encontraron tiempos de retraso desde 6 s hasta 60 min. En tercer lugar, una cantidad suficiente de nube debe estar dentro del rango de inflamabilidad. Cuarto, debe estar presente suficiente confinamiento o mezcla turbulenta de una porción de la nube de vapor.

Los efectos de la explosión dependen de si se produce una deflagración o una detonación, siendo la deflagración, con diferencia, la más probable. Es poco probable que se produzca una transición de la deflagración a la detonación al aire libre. El resultado de una deflagración o detonación también depende de la energía de la fuente de ignición, y las fuentes de ignición más grandes aumentan la probabilidad de una detonación directa.

AIChE/CCPS (1994) también proporciona el siguiente resumen:

En los experimentos descritos no se observó ninguna combustión explosiva que generara explosiones si se encendían mezclas inicialmente tranquilas y totalmente libres de combustible y aire mediante fuentes de ignición de baja energía. Los datos experimentales también indican que la turbulencia es el factor que gobierna la generación de explosiones y que puede intensificar la combustión hasta el nivel que resultará en una explosión.

La turbulencia puede surgir por dos mecanismos. En primer lugar, puede deberse a una liberación violenta de combustible a alta presión en un avión o a la dispersión explosiva de un recipiente roto. Las sobrepresiones máximas observadas experimentalmente en la combustión a chorro y en las nubes dispersas explosivamente han sido relativamente bajas (inferiores a 100 mbar).

En segundo lugar, la turbulencia puede ser generada por el flujo de gas causado por el propio proceso de combustión y la interacción con las condiciones límite.

Los datos experimentales muestran que unas condiciones límite apropiadas provocan una retroalimentación en el proceso de propagación de la llama, mediante la cual la combustión puede intensificarse hasta un nivel detonante.

Estas condiciones límite generadoras de explosiones se especificaron como

- configuraciones espaciales de obstáculos de extensión suficiente.
- confinamiento parcial de extensión suficiente, haya o no obstrucciones internas presentes.

Los ejemplos de condiciones límite que han contribuido a la generación de explosiones en explosiones de nubes de vapor suelen formar parte de entornos industriales. Las densas concentraciones de equipos de proceso en plantas químicas o refinerías y grandes grupos de vagones acoplados en los patios de maniobras de los ferrocarriles, por ejemplo, han contribuido a las fuertes explosiones en las nubes de vapor en el pasado. Además, ciertas estructuras en entornos no industriales, por ejemplo, túneles, puentes, alcantarillas y estacionamientos abarrotados, pueden actuar como generadores de explosiones si, por ejemplo, un camión de combustible se estrella en las cercanías. Las consecuencias destructivas de tasas de combustión locales extremadamente altas hasta un nivel detonante se observaron en los restos de la planta de Flixborough (Gugan, 1979).

El confinamiento parcial local u obstrucción en una nube de vapor puede actuar fácilmente como iniciador de una detonación, que también puede propagarse hacia la nube. Sin embargo, hasta ahora sólo se ha informado en la literatura sobre una posible detonación de una nube de vapor no confinada; ocurrió en Port Hudson, Missouri (Junta Nacional de Seguridad en el Transporte, 1972; Burgess y Zabatakis, 1973). En la mayoría de los casos, la estructura no homogénea de una nube que se dispersa libremente en la atmósfera probablemente impide que se propague una detonación.

Otros estudios experimentales también han demostrado que existe una masa mínima de material inflamable que se requiere para permitir la transición de un incendio repentino a VCE. Estas estimaciones oscilan entre 1 tonelada (Wiekema, 1979) y 15 toneladas (Health & Safety Executive, 1979).

Se debe tener cierta precaución al determinar un valor mínimo. Gugan (1979) proporciona algunos ejemplos de VCE con cantidades tan bajas como 100 kg para especies más reactivas como el hidrógeno y el acetileno. North y MacDiarmid (1988) informan sobre explosiones provocadas por la liberación e ignición de aproximadamente 30 kg de hidrógeno, aunque estaba parcialmente confinado bajo el techo de un cobertizo de compresores.

También se cree que los materiales con velocidades de combustión fundamentales más altas, tales como hidrógeno, acetileno, óxido de etileno, óxido de propileno y etileno, están más fácilmente inclinados a realizar la transición a un VCE para una cantidad de liberación determinada.

Las nubes de vapor inflamables pueden encenderse a partir de diversas fuentes que pueden ser continuas (por ejemplo, calentadores encendidos, llamas piloto) u ocasionales (por ejemplo, humo, vehículos, sistemas eléctricos, descargas estáticas). Las nubes normalmente se encienden en el borde a medida que se desplazan. El efecto de la ignición es poner fin a una mayor propagación de la nube en esa dirección.

Los incendios repentinos inicialmente arden y se expanden rápidamente en todas direcciones. Después de la combustión inicial, la expansión aumenta debido a la flotabilidad. A medida que aumenta el número de fuentes de ignición, la probabilidad de ignición generalmente aumentará correspondientemente. Por lo tanto, un sitio con muchas fuentes de ignición sobre él o alrededor de él tendería a impedir que las nubes alcancen su extensión máxima de peligro, ya que la mayoría de esas nubes encontrarían una fuente de ignición antes de que esto ocurriera. Por el contrario, pocas nubes en un sitio así se dispersarían de manera segura antes de la ignición.

Un CPQRA más complejo podría tener en cuenta la ubicación y la probabilidad de las fuentes de ignición circundantes (consulte el Capítulo 5, Sección 5.2.2). Esto podría hacerse considerando varios casos de ignición separados aplicados a una emisión determinada. La ignición temprana, antes de que la nube se forme por completo, podría provocar un incendio repentino o una explosión de menor tamaño. Una ignición tardía podría provocar una explosión del máximo efecto posible. Se han utilizado los siguientes enfoques para localizar el epicentro de la explosión, aunque actualmente no existe ninguna base teórica para ningún método:

- 1. en el borde de ataque de la nube en la concentración LFL.
- 2. en el punto de la línea central donde la concentración de combustible es estequiométrica.
- 3. en el punto de liberación del equipo.
- 4. a medio camino entre el elemento del equipo y el LFL en el borde anterior de la nube.
- 5. en el centro de un volumen congestionado identificable cuya concentración de vapor esté dentro del rango inflamable.

Normalmente, otras incertidumbres son más importantes en el análisis. Un análisis más detallado determinaría la masa inflamable en la nube que se dispersa (ver página 142).

Aplicaciones

Se han aplicado modelos VCE para el análisis de incidentes [p. ej., Sadee et al. (1977) para la explosión de Flixborough] y en predicciones de análisis de riesgos (Rijnmond Public Authority, 1982). Eisenberg et al. han desarrollado un modelo de incendio repentino con fines de análisis de riesgos. (1975).

2.2.1.2. DESCRIPCIÓN

Descripción de la técnica

Los parámetros importantes en el análisis de incidentes de combustión son las propiedades del material: límites de inflamabilidad inferior y superior (LFL y UFL), punto de

inflamación, temperatura de autoignición, calor de combustión, peso molecular y estequiometría de combustión.

Estos datos están fácilmente disponibles (Departamento de Transporte, 1978; Perry y Green, 1984; Stull, 1977).

Los siguientes modelos de VCE presentados aquí incluyen:

- Modelo de equivalencia de TNT
- Modelo multienergético de TNO
- Modelo de Baker modificado

Todos estos modelos son cuasi teóricos/empíricos y se basan en datos de campo limitados e investigaciones de accidentes.

Modelos de equivalencia de TNT. El modelo de equivalencia de TNT es fácil de usar y se ha aplicado a muchos CPQRA. Está descrito en Baker et al. (1983), Decker (1974), Lees (1986, 1996) y Stull (1977).

El modelo de equivalencia de TNT se basa en el supuesto de equivalencia entre el material inflamable y el TNT, factorizado por un término de eficiencia de explosión:

$$W = \frac{\eta M E_{\rm c}}{E_{\rm TNT}}$$
(2.2.1)

donde

W: es la masa equivalente de TNT (kg o Ib)

η: es una eficiencia de explosión empírica (sin unidades)

M: es la masa del hidrocarburo (kg o Ib)

E_c: es el calor de combustión de un gas inflamable (kj/kg o Btu/lb)

E_{TNT}: es el calor de combustión del TNT (4437-4765 kj/kg o 1943-2049 Btu/lb).

En la Figura 2.47 se muestra una historia típica de presión en un punto fijo a cierta distancia de una explosión de TNT. Los parámetros importantes son la sobrepresión lateral máxima (o simplemente la sobrepresión máxima), p^0 , el tiempo de llegada, t_a , el tiempo de duración de la fase positiva, t_d , y el impulso de sobrepresión, i_p , que se define como el área bajo el pulso de duración positiva,

$$i_{\rm p} = \int_0^{t_{\rm d}} P \, dt \tag{2.2.2}$$

140

El impulso es un aspecto importante de la capacidad de la explosión para causar daños en las estructuras, ya que es indicativo de la energía total contenida dentro de la onda expansiva.

Los parámetros anteriores se pueden escalar utilizando las siguientes ecuaciones:

$$p_s = \frac{p^0}{p_a} \tag{2.2.3}$$

$$i_{\rm s} = \frac{\iota_{\rm p}}{W^{1/3}}$$
 (2.2.4)

$$\tau_{\rm d} = \frac{t_{\rm d}}{W^{1/3}}$$
(2.2.5)

$$\tau_a = \frac{t_a}{W^{1/3}}$$
(2.2.6)

Los efectos de explosión de una carga de TNT están bien documentados, como se muestra en la Figura 2.48 para una carga superficial hemisférica de TNT al nivel del mar. Las ecuaciones para las funciones de la figura 2.48 se proporcionan en la tabla 2.17. Los diversos parámetros de explosión en la Figura 2.48 están correlacionados como una función del rango escalado, Z. El rango escalado se define como la distancia, R, dividida por la raíz cúbica de la masa de TNT, W, con W determinado a partir de la ecuación. (2.2.1):

$$Z = \frac{R}{W^{1/3}}$$
(2.2.7)



FIGURA 2.47. Historial de presión típico para una explosión tipo TNT. La curva de presión cae por debajo de la presión ambiente debido a una refracción en el tiempo td.



FIGURA 2.48. Parámetros de la onda de choque para una explosión esférica de TNT en una superficie al nivel del mar (Lees, 1996).

La sobrepresión lateral máxima se utiliza para estimar el daño resultante utilizando la Tabla 2.18a para estructuras generales y la Tabla 2.18b para equipos de proceso. Las tablas 2.18a yb no tienen en cuenta el impulso de la explosión ni la estructura particular involucrada. Por lo tanto, sólo deben utilizarse para realizar estimaciones.

También se dispone de correlaciones para explosiones de TNT al aire libre, sin superficie terrestre (U.S. Army, 1969). Esto se aplicaría a una explosión elevada con el receptor de explosión muy cerca de la fuente de la explosión. Como esto rara vez ocurre en instalaciones de plantas químicas, el reflejo de una onda expansiva en el suelo dicta el uso de la Figura 2.48.

Otras cantidades de presión en el modelado de explosiones son la presión reflejada y la presión dinámica. La presión reflejada es la presión sobre una estructura perpendicular a la onda de choque y es al menos un factor de 2 mayor que la sobrepresión lateral. Otra cantidad es la

sobrepresión dinámica: se determina multiplicando la densidad del aire por el cuadrado de la velocidad dividido por 2. La sobrepresión utilizada con mayor frecuencia para el modelado de explosiones en el análisis de riesgos es la sobrepresión lateral máxima.

El rendimiento de la explosión de nubes inflamables es empírico y la mayoría de las estimaciones varían entre el 1 y el 10 % (Brasie y Simpson, 1968; Gugan, 1979; Lees, 1986). Bodurtha (1980) da el límite superior del rango de eficiencia en 0,2. Eichler y Napademsky (1978) a partir de revisiones de datos históricos concluyen que la eficiencia máxima esperada es 0,2 para una nube simétrica, pero podría ser significativamente mayor: hasta 0,4 para una nube asimétrica. Este factor se basa en el análisis de muchos incidentes de VCE. Como existen dudas sobre la masa real involucrada en muchos incidentes de VCE, la verdadera eficiencia es incierta.

Prugh (1987) ofrece una correlación útil entre la masa inflamable y la probabilidad de VCE a partir de datos históricos. Decker (1974) muestra cómo vincular un modelo de dispersión gaussiano con el modelo TNT.

		Function			
Constant	Range	Overpressure p ⁰ (kPa)	Impulse i _p (Pa s)	Duration time t _d (ms)	Arrival time t _a (ms)
	1 2 3	$0.0674 \le Z \le 40$	$0.0674 \le Z \le 0.955$ $0.955 \le Z \le 40$	$0.178 \le Z \le 1.01$ $1.01 \le Z \le 2.78$ $2.78 \le Z \le 40$	$0.0674 \le Z \le 40$
a	1 2 3	-0.214362789151	2.06761908721 -1.94708846747	1.92946154068 -2.12492525216 -3.53626218091	-0.202425716178
Ь	1 2 3	1.35034249993	3.0760329666 2.40697745406	5.25099193925 9.2996288611 3.46349745571	1.37784223635
с ₀	1 2 3	2.78076916577	2.52455620925 1.67281645863	-0.614227603559 0.315409245784 0.686906642409	-0.0591634288046
¢1	1 2 3	-1.6958988741	-0.502992763686 -0.384519026965	0.130143717675 -0.0297944268976 0.0933035304009	1.35706496258
¢2	1 2 3	-0.154159376846	0.171335645235 -0.0260816706301	0.134872511954 0.030632955288 -0.0005849420883	0.052492798645
¢3	1 2 3	0.514060730593	0.0450176963051 0.0059579875382	0.0391574276906 0.0183405574086 -0.00226884995013	-0.196563954086
¢ <u>4</u>	1 2 3	0.0988554365274	-0.0118964626402 0.014544526107	-0.00475933664702 -0.0173964666211 -0.00295908591505	-0.0601770052288
¢5	1 2 3	-0.293912623038	-0.00663289334734	-0.00428144598008 -0.00106321963633 0.00148029868929	0.0696360270891
¢6	1 2 3	-0.0268112345019	-0.00284189327204	0.00562060030977	0.0215297490092
¢7	1 2 3	0. 109097496421	0.0013644816227	0.0001618217499	-0.0161658930785
¢8	1 2 3	0.00162846756311		-0.0006860188944	-0.00232531970294
Cg	1 2 3	-0.0214631030242			0.00147752067524
c ₁₀	1 2 3	0.0001456723382			
¢11	1 2 3	0.00167847752266			
TABLA 2.17. Ecuaciones para las funciones de parámetros de explosión proporcionadas en la Figura 2.48

Las funciones se tabulan utilizando la siguiente forma funcional:

$$\log_{10} \phi = \sum_{i=0}^{n} c_i (a + b \log_{10} Z)^i$$

donde 0 es la función de interés; c^ a, b son las constantes proporcionadas en la siguiente tabla y Z es la distancia escalada (m/kg'/3)

NOTA: El número de cifras significativas es función únicamente del método de ajuste de curvas y no es indicativo de la precisión del método. Consulte el problema de ejemplo 2.19 para conocer la aplicación de estas ecuaciones. (De Lees, 1996.)

Pressure psig kPa		
		Damage
0.02	0.14	Annoying noise (137 dB if of low frequency 10–15 Hz)
0.03	0.21	Occasional breaking of large glass windows already under strain
0.04	0.28	Loud noise (143 dB), sonic boom, glass failure
0.1	0.69	Breakage of small windows under strain
0.15	1.03	Typical pressure for glass breakage
0.3	2.07	"Safe distance" (probability 0.95 of no serious damage below this value); projectile limit; some damage to house ceilings; 10% window glass broken
0.4	2.76	Limited minor structural damage
0.5–1.0	3.4-6.9	Large and small windows usually shattered; occasional damage to window frames
0.7	4.8	Minor damage to house structures
1.0	6.9	Partial demolition of houses, made uninhabitable
1–2	6.9-13.8	Corrugated asbestos shartered; corrugated steel or aluminum panels, fastenings fail, followed by buckling; wood panels (standard housing) fastenings fail, panels blown in
1.3	9.0	Steel frame of clad building slightly distorted
2	13.8	Partial collapse of walls and roofs of houses
2-3	13.8-20.7	Concrete or cinder block walls, not reinforced, shattered
2.3	15.8	Lower limit of serious structural damage
2.5	17.2	50% destruction of brickwork of houses
3	20.7	Heavy machines (3000 lb) in industrial building suffered little damage; steel frame building distorted and pulled away from foundations
3-4	20.7-27.6	Frameless, self-framing steel panel building demolished; rupture of oil storage tanks
4	27.6	Cladding of light industrial buildings ruptured
5	34.5	Wooden utility poles snapped; tall hydraulic press (40,000 lb) in building slightly damaged
5-7	34.5-48.2	Nearly complete destruction of houses
7	48.2	Loaded train wagons overturned
78	48.2-55.1	Brick panels, 8-12 inches thick, not reinforced, fail by shearing or flexure
9	62.0	Loaded train boxcars completely demolished
10	68.9	Probable total destruction of buildings; heavy machine tools (7000 lb) moved and badly damaged; very heavy machine tools (12,000 lb) survive
300	2068	Limit of crater lip

	<u> </u>	Overpressure, psi																							
Equipment	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0	5.5	6.0	6.5	7.0	7.5	8.0	8.5	9.0	9.5	10	12	14	16	18	20
Control house steel roof	A	C	D				N							1					L	L					
Control house concrete roof	A	E	Р	D		1	N																		
Cooling tower	B			F			0]											
Tank: cone roof		D				ĸ							U						[
Instrument cubicle			A			LM						Т							ł					<u> </u>	
Fire heater				G	I					Т		-				-									
Reactor: chemical				A				I					P			ĺ		T							
Filter				Н					F									ļ	v		Т				
Regenerator						I				IP				1	Т			Ĺ							
Tank: floating roof		_				K							U						(D
Reactor: cracking				_ ·			1							1	ł						Т				1
Pine supports				_			P					so			,										
Utilities: gas meter	ł								Q																
Utilities: electronic transformer									н					ł	I					т					
Electric motor	1									н								I							v
Blower										Q				1		{			_	т					
Fractionation column											R			Т							_				
Pressure vessel: horizontal	_							}				PI						Т						· · · ·	
Utilities: gas regulator												1		[MQ					
Extraction column	-												1	1						v	Ţ				
Steam turbine															I						м	s			v
Heat exchanger	-								-					-	1			Т							<u> </u>
Tank sphere																I	1	<u> </u>				I	Т	-	<u> </u>
Pressure vessel: vertical		-					-										1		1		I	Т			
Pump				[· -									[-	}		I		v		

TABLA 2.18a. Estimaciones de daños para estructuras comunes basadas en sobrepresión (Clancey,1972). Estos valores sólo deben utilizarse para estimaciones aproximadas.

TABLA 2. 18b. Estimaciones de daños basadas en sobrepresión para equipos de proceso3

Key to Table 2.18b	K. Unit uplifts (half tilted)
	L. Power lines are severed
A. Windows and gauges broken	M. Controls are damaged
B. Louvers fall at 0.2-0.5 psi	N. Block walls fall
C. Switchgear is damaged from roof collapse	O. Frame collapses
D. Roof collapses	P. Frame deforms
E. Instruments are damaged	Q. Case is damaged
F. Inner parts are damaged	R. Frame cracks
G. Brick cracks	S. Piping breaks
H. Debris-missile damage occurs	T. Unit overturns or is destroyed
I. Unit moves and pipes break	U. Unit uplifts (0.9 tilted)
J. Bracing falls	V. Unit moves on foundation

La eficiencia de la explosión depende del método para determinar la masa de combustible contribuyente. Los modelos basados en la cantidad total liberada tienen eficiencias más bajas. Los modelos basados en la masa de nubes dispersas tienen una mayor eficiencia. Se debe consultar la referencia original para obtener más detalles.

AIChE (1994) resume los siguientes métodos para estimar la eficiencia de la explosión:

- 1. Brasie y Simpson (1968): Utilizar del 2 % al 5 % del calor de combustión de la cantidad total de combustible derramado.
- 2. Health & Safety Executive (1979 y 1986): 3 % del calor de combustión de la cantidad de combustible presente en la nube.
- 3. Aseguradoras de Riesgos Industriales (1990): 2 % del calor de combustión de la cantidad de combustible derramado.
- 4. Factory Mutual Research Corporation (AIChE/CCPS, 1994): 5 %, 10 % y 15 % del calor de combustión de la cantidad de combustible presente en la nube, dependiendo de la reactividad del material. Una mayor reactividad proporciona una mayor eficiencia. Utilice las siguientes eficiencias para los materiales altamente reactivos especificados: éter dietílico, 10%; propano, 5%; acetileno, 15%.

La aplicación de una eficiencia de explosión representa uno de los principales problemas del método de equivalencia de TNT.

El problema con el modelo de equivalencia de TNT es que existe poca o ninguna correlación entre la cantidad de energía de combustión involucrada en un VCE y el peso equivalente de TNT requerido para modelar sus efectos de explosión. Este resultado queda claramente demostrado por el hecho de que, en el caso de nubes inactivas, tanto la escala como la fuerza de una explosión no están relacionadas con la cantidad de combustible presente. Estos factores están determinados principalmente por el tamaño y la naturaleza de las regiones parcialmente confinadas y obstruidas dentro de la nube.

Método TNO Multienergía: Este método se describe en detalle en AIChE (1994), Van den Berg (1985) y Van den Berg et al. (1987). El modelo multienergético supone que el modelado de explosiones sobre la base de la combustión deflagrativa es un enfoque conservador.

La base de esta suposición es que la detonación de una nube de vapor no confinada es extremadamente improbable; sólo se ha observado un único evento.

La base de este modelo es que la energía de explosión depende en gran medida del nivel de congestión y menos del combustible en la nube.

El procedimiento para emplear el modelo multienergético ante la explosión de una nube de vapor viene dado por los siguientes pasos (AIChE/CCPS, 1994):

- 1. Realizar un análisis de dispersión para determinar la extensión de la nube. Generalmente, esto se realiza asumiendo que los equipos y edificios no están presentes. Esto se debe a las limitaciones de los modelos de dispersión en áreas congestionadas.
- 2. Realizar una inspección de campo para identificar las áreas congestionadas. Normalmente, los vapores pesados tenderán a moverse cuesta abajo.
- 3. Identificar fuentes potenciales de fuertes explosiones presentes dentro del área cubierta por la nube inflamable. Las posibles fuentes de explosiones fuertes incluyen:

- áreas y edificios congestionados, como equipos de proceso en plantas químicas o refinerías, pilas de cajas o paletas y soportes para tuberías;
- espacios entre planos paralelos extendidos, por ejemplo, aquellos debajo de automóviles estacionados muy cerca en estacionamientos, y edificios abiertos, por ejemplo, estacionamientos de varios pisos;
- espacios dentro de estructuras tubulares, por ejemplo, túneles, puentes, corredores, sistemas de alcantarillado, alcantarillas;
- una mezcla de combustible y aire intensamente turbulenta en un chorro resultante de una liberación a alta presión.

Se supone que la mezcla restante de combustible y aire en la nube produce una explosión de menor fuerza.

- 4. Estimar la energía de cargas equivalentes de combustible-aire.
 - Considere cada fuente de explosión por separado.
 - Supongamos que todas las cantidades de mezcla de combustible y aire presentes dentro de las áreas y chorros parcialmente confinados/obstruidos, identificados como fuentes de explosión en la nube, contribuyen a las explosiones.
 - Estimar los volúmenes de mezcla de combustible y aire presentes en las áreas individuales identificadas como fuentes de explosión. Esta estimación puede basarse en las dimensiones generales de las áreas y los chorros. Tenga en cuenta que la mezcla inflamable puede no llenar todo el volumen de la fuente de explosión y que se debe considerar el volumen del equipo cuando represente una proporción apreciable del volumen total.
 - Calcule la energía de combustión E (J) para cada explosión multiplicando los volúmenes individuales de la mezcla por 3,5 X 10⁶ J/m³. Este valor es típico para el calor de combustión de una mezcla estequiométrica promedio de hidrocarburo y aire (Harris 1983).
- 5. Estimar la fuerza de las explosiones individuales. Algunas empresas han definido procedimientos para esto, sin embargo, muchos analistas de riesgos utilizan su propio criterio.
 - Se puede hacer una estimación segura y más conservadora de la fuerza de las fuentes de una explosión fuerte si se supone una fuerza máxima de 10, representativa de una detonación. Sin embargo, una intensidad de fuente de 7 parece representar con mayor precisión la experiencia real. Además, para sobrepresiones laterales inferiores a aproximadamente 0,5 bar, no aparecen diferencias para intensidades de fuente que oscilan entre 7 y 10.
 - La explosión resultante de las partes restantes libres y confinadas de una nube se puede modelar suponiendo una fuerza inicial baja. Para partes extendidas y en reposo, suponga una fuerza mínima de 1. Para partes más no quietas, que están en movimiento turbulento de baja intensidad, por ejemplo, debido al impulso de una liberación de combustible, suponga una fuerza de 3.

6. Una vez que se estiman las cantidades de energía E y las intensidades iniciales de la explosión de las cargas de combustible-aire equivalentes individuales, se lee en la explosión la sobrepresión lateral de la explosión en escala de Sachs y la duración de la fase positiva a cierta distancia R de una fuente de explosión. gráficos en la Figura 2.49 después del cálculo de la distancia escalada en Sachs:

$$\overline{R} = \frac{R}{(E/P_0)^{1/3}}$$
(2.2.8)

donde

R: es la distancia en escala de Sachs desde la carga (adimensional)

R: es la distancia desde la carga (m)

- E: es la energía de combustión de la carga (J)
- P₀ : es la presión ambiental (Pa)

La sobrepresión lateral del pico de explosión y la duración de la fase positiva se calculan a partir de las cantidades escaladas de Sachs:

$$P_{\rm s} = \Delta \overline{P}_{\rm s} \cdot P_0 \tag{2.2.9}$$

Y

$$t_{\rm d} = \bar{t}_{\rm d} \left[\frac{(E/P_0)^{1/3}}{c_0} \right]$$
(2.2.10)

donde

Ps: es la sobrepresión de explosión lateral (Pa)

 $\Delta \dot{P}_s$:es la sobrepresión de explosión lateral a escala de Sachs (adimensional)

P₀: es la presión ambiental (Pa)

 \underline{t}_d : es la duración (s) de la fase positiva

t_d: es la duración de la fase positiva en la escala de Sachs (adimensional)

E: es la energía de combustión de la carga (J)

C₀: es la velocidad ambiental del sonido (m/s)

Si se encuentran fuentes de explosión separadas unas cerca de otras, es posible que se inicien casi simultáneamente. No se puede descartar la coincidencia de sus explosiones en el campo lejano y sus respectivas explosiones deberían superponerse. El enfoque más conservador a esta cuestión es asumir una fuerza de explosión inicial máxima de 10 y sumar la energía de combustión de cada fuente en cuestión. Un factor en la presente investigación es una mayor definición de esta importante cuestión, por ejemplo la determinación de una distancia mínima entre posibles fuentes de explosión para que sus explosiones individuales puedan considerarse por separado.

Se debe considerar la posibilidad de una detonación no confinada de la nube de vapor si (a) las condiciones ambientales y atmosféricas son tales que la dispersión de la nube de vapor es lenta, y (b) es probable que se produzca un largo retraso en la ignición. En ese caso, se debe suponer que la cantidad total de combustible mezclada dentro de los límites detonables es para una carga de combustible y aire cuya concentración inicial es de 10 como máximo.

El principal problema con la aplicación del método multienergía TNO es que el usuario debe decidir la selección de un factor de gravedad, en función del grado de confinamiento. Se proporciona poca orientación para geometrías de confinamiento parcial. Además, no está claro cómo se deben combinar los resultados de cada potencia de explosión.

Método Baker-SPrehhw: Este método es una modificación del trabajo original de Strehlow et al. (1979), con elementos añadidos del método multienergía TNO. Baker et al. proporcionan una descripción completa del procedimiento. (1994).

Se eligió el modelo esférico de Strehlow porque se selecciona una curva en función de la velocidad de la llama, lo que brinda la oportunidad de utilizar datos empíricos en la selección. Para la determinación del término energético se adoptaron los procedimientos del método multienergía TNO. Específicamente, el confinamiento es la base para determinar el tamaño de la nube de vapor inflamable que contribuye a la generación de la sobrepresión de la explosión, y de una sola liberación pueden emanar múltiples fuentes de explosión.

Baker y col. (1994) afirman que los datos experimentales sugieren que los efectos combinados de la reactividad del combustible, la densidad de los obstáculos y el confinamiento pueden correlacionarse con la velocidad de la llama. Describen un conjunto de 27 combinaciones posibles de estos parámetros basadas en expansiones de llama 1, 2 o 3D. Seis de las posibles combinaciones carecían de datos experimentales, pero pudieron interpolar entre los datos existentes para especificar estos valores. Los resultados se muestran en la Tabla 2.19. Las velocidades de la llama se expresan en unidades de número Mach. Tenga en cuenta que los valores de la Tabla 2.19 representan la velocidad máxima de la llama para cada caso y producirán un resultado conservador.



FIGURA 2.49. Modelo multienergético TNO para explosiones de nubes de vapor. La sobrepresión lateral escalada de Sachs y la duración de la fase positiva se proporcionan como una función de la distancia escalada de Sachs (AIChE/CCPS, 1994).

La reactividad se clasifica en baja, media y alta según las siguientes recomendaciones de TNO (Zeeuwen y Wiekema, 1978). El metano y el monóxido de carbono son los únicos materiales considerados de baja reactividad, mientras que el hidrógeno, el acetileno, el etileno, el óxido de etileno y el óxido de propileno se consideran altamente reactivos. Todos los demás combustibles se clasifican como de reactividad media. Las mezclas de combustible se clasifican según la concentración del componente más reactivo.

Туре	Dimension	Description	Geometry		
Point Symmetry	3-D	"Unconfined volume," almost completely free expansion.			
Line Symmetry	2-D	Platforms carrying process equipment; space beneath cars; open sided multi- story buildings.			
Planer Symmetry 1-D		Tunnels, corridors, or sewage systems.			

TABLA 2.20. Consideraciones geométricas para el modelo de explosión de nubes de vapor de Baker-Strehlow (Baker, 1996)

El confinamiento se basa en tres simetrías, como se muestra en la Tabla 2.20: simetría puntual (3D), simetría lineal (2D) y simetría plana (ID).

La simetría puntual, también conocida como geometría esférica o no confinada, tiene el grado más bajo de confinamiento de la llama. La llama puede expandirse libremente desde una fuente puntual de ignición. La superficie total de la llama aumenta con el cuadrado de la distancia desde la fuente puntual de ignición. El campo de flujo inducido por la llama puede decaer libremente en tres direcciones. Por lo tanto, las velocidades del flujo son bajas y las perturbaciones del campo de flujo causadas por obstáculos son pequeñas.

En línea simétrica, es decir, una llama cilíndrica entre dos placas, el área de superficie total de la llama es proporcional a la distancia desde el punto de ignición. En consecuencia, la deformación de la superficie de la llama tendrá un efecto más fuerte que en el caso de simetría puntual.

En simetría plana, es decir, una llama plana en un tubo, el área de superficie de la llama proyectada es constante. Apenas se produce una caída del campo de flujo y la deformación de la llama tiene un efecto muy fuerte sobre la aceleración de la llama.

La densidad de obstáculos se clasifica en baja, media y alta, como se muestra en la Tabla 2.21, en función de la relación de bloqueo y el cabeceo. La relación de bloqueo se define como la relación entre el área bloqueada por obstáculos y el área total de la sección transversal. El paso se define como la distancia entre obstáculos o filas de obstáculos sucesivos. Normalmente existe un valor óptimo para la separación; cuando el paso es demasiado grande, las arrugas en el frente de la llama se quemarán y el frente de la llama disminuirá la velocidad antes de alcanzar el siguiente

obstáculo. Cuando el paso es demasiado pequeño, las bolsas de gas entre obstáculos sucesivos no se ven relativamente afectadas por el flujo (Baker et al., 1994).

La baja densidad supone pocos obstáculos en el camino de la llama, o los obstáculos están muy espaciados (proporción de bloqueo inferior al 10%) y hay sólo una o dos capas de obstáculos.

En el otro extremo, una alta densidad de obstáculos se produce cuando hay tres o más capas de obstáculos bastante cercanas con una relación de bloqueo del 40% o más por capa.

Туре	Obstacle Blockage Ratio Per Plane	Pitch for Obstacle Layers	Geometry		
Low	Less than 10%	One or Two Layers of Obstacles			
Medium	Between 10% and 40%	Two to Three Layers of Obstacles			
High	Greater than 40% Closely Spaced Obstacle Layers				

La densidad media se sitúa entre las dos categorías.

TABLA 2.2 1 . Consideraciones de confinamiento para el modelo de explosión de nubes de vapor de Baker-Strehlow (Baker, 1996)

Puede ocurrir una alta densidad de obstáculos en una unidad de proceso en la que hay muchos miembros estructurales, tuberías, válvulas y otros generadores de turbulencia estrechamente espaciados. Además, los bastidores de tuberías en los que hay múltiples capas de tuberías muy espaciadas deben considerarse de alta densidad.

Una vez determinada la velocidad de la llama, se utiliza la Figura 2.50 para determinar la sobrepresión lateral y la Figura 2.51 para determinar el impulso específico de la explosión. Las curvas de estas figuras están etiquetadas con dos velocidades de llama: M_w y M_{su}. M_w denota la velocidad de la llama con respecto a un sistema de coordenadas fijo y se denomina "velocidad aparente de la llama". M_{su} es la velocidad de la llama con respecto al gas no quemado delante del frente de la llama. Ambas cantidades se expresan en números de Mach y se calculan en relación con la velocidad ambiental del sonido.

Las figuras 2.50 y 2.51 se basan en ráfagas de aire libre: para una explosión en el suelo o cerca del nivel del suelo, la energía se multiplica por un factor de dos para tener en cuenta la onda expansiva reflejada.

El procedimiento para implementar el método Baker-Strehlow es similar al método TNO Multi-Energy, con la excepción de que los pasos 4 y 5 se reemplazan por la Tabla 2.19 y las Figuras 2.50 y 2.51.

Diagrama lógico. En la Figura 2.52 se muestra un diagrama lógico para la aplicación del método de equivalencia de TNT. Los datos principales son la masa y las dimensiones de la nube inflamable y una estimación de la eficiencia de la explosión. Los principales resultados son la sobrepresión lateral máxima o los niveles de daño con la distancia.

Fundamento Teórico. El modelo TNT está bien establecido para explosivos potentes, pero cuando se aplica a nubes de vapor inflamables requiere el rendimiento de explosión, η, determinado a partir de incidentes pasados. Existen varias diferencias físicas entre las detonaciones de TNT y las deflagraciones de VCE que limitan la validez teórica. El método multienergía TNO está directamente correlacionado con incidentes y tiene un término de eficiencia definido, pero el usuario debe especificar una fuerza de explosión relativa de 1 a 10. El método Baker-Strehlow utiliza datos de velocidad de llama correlacionados con la reactividad relativa y la densidad de obstáculos. y geometría para reemplazar la fuerza relativa de la explosión en el método TNO. Ambos métodos producen resultados relativamente cercanos en ejemplos trabajados.



FIGURA 2.51. Modelo Baker-Strehlow para explosiones de nubes de vapor. La curva proporciona el impulso escalado en función de la distancia escalada de Sachs (Baker, 1996).

Requisitos de entrada y disponibilidad. Se requieren las siguientes entradas para los modelos de explosión individuales:

- Los métodos de equivalencia de TNT, TNO multienergía y Baker-Strehlow requieren la masa de material inflamable en la nube de vapor y el menor calor de combustión para el vapor.
- El modelo equivalente al TNT requiere la especificación de la eficiencia de explosión. El método multienergía TNO requiere la especificación del grado de confinamiento y la especificación de la fuerza relativa de la explosión.
- El método Baker-Strehlow requiere una especificación de la reactividad química, la densidad del obstáculo y la geometría.



FIGURA 2.52. Diagrama lógico para la aplicación del modelo de equivalencia TNT.

Baker (1996) proporciona pautas para determinar la masa de material inflamable. Para pequeñas emisiones de materiales inflamables, un enfoque típico sería obtener la masa de combustible entre los límites de inflamabilidad utilizando un modelo de dispersión. Sin embargo, este enfoque no funciona una vez que la porción inflamable de la nube alcanza un tamaño mayor que el volumen confinado. Para este caso, se debe utilizar el volumen confinado para estimar el término de energía. Esto se puede hacer inspeccionando la planta de proceso e identificando límites razonables de confinamiento y congestión. En la mayoría de los casos, la respuesta es bastante obvia, ya que los equipos suelen estar alineados a ambos lados de un soporte de tuberías o de un pasillo. Las plantas de proceso tienen una gran variedad de confinamientos basados en la geometría de la planta. Las torres que se extienden por encima de áreas confinadas están al aire libre y normalmente no se consideran en las estimaciones de energía. Como resultado, el límite superior del volumen suele ser el límite superior de la congestión por encima de las áreas confinadas.

El volumen confinado para una unidad de múltiples niveles en una planta química es muy frecuentemente el volumen dentro de la estructura de acero estructural que soporta el equipo, con posibles excepciones donde hay elementos a nivel del suelo, como torres, contiguos a una unidad de múltiples niveles. Con frecuencia, el nivel más alto de una unidad de varios niveles tiene muy poco equipo y es demasiado conservador extender el volumen confinado hasta la parte superior del equipo en el piso superior. Se debe hacer un juicio razonable durante una inspección del sitio basado en la libertad con la que una llama puede expandirse fuera de una zona confinada.

Resultados. Los tres métodos predicen la sobrepresión lateral y el impulso específico con la distancia. La sobrepresión es útil para determinar la consecuencia directamente, a través de la Tabla 2.18. El impulso específico es necesario para determinar los efectos de las cargas dinámicas sobre una estructura.

Enfoques simplificados. Los métodos TNT, TNO multienergía y Baker-Strehlow son enfoques simplificados. Una simplificación adicional sería utilizar la masa inicial de la nube de vapor como entrada sin aplicar un modelo de dispersión, pero esto podría sobrestimar el tamaño de la nube después de que se desplaza hacia una fuente de ignición.

2.2.1.3. PROBLEMAS DE EJEMPLO

Ejemplo 2.19: Parámetros de onda explosiva. Una masa de 10 kg de TNT explota en el suelo. Determine la sobrepresión, el tiempo de llegada, el tiempo de duración y el impulso a 10 m de la explosión.

Solución: Este problema se resuelve usando la Ec. (2.2.7) para determinar la distancia escalada.

$$Z = \frac{R}{W^{1/3}} = \frac{10 \text{ m}}{(10 \text{ kg})^{1/3}} = 4.64 \text{ m/kg}^{1/3}$$

Las cantidades requeridas se determinan usando la Figura 2.48 o la Tabla 2.17. Usando la Tabla 2.17, para la sobrepresión,

$$a = -0.2143$$
 $b = 1.3503$

Entonces

$$a + \log_{10} Z = -0.2143 + 1.3503 \log_{10} (4.64) = 0.6859$$

Sustituyendo en la ecuación provista en la Tabla 2.17, y usando los valores de las constantes,

$$\log_{10} p^{0} = \sum_{i=0}^{11} c_{i} (a + b \log_{10+} Z)^{i}$$

$$= \sum_{i=0}^{11} c_{i} (0.6859)^{i}$$

$$\log_{10} p^{0} = 2.781 - 1.696 (0.6859)^{1} - 0.15416 (0.6859)^{2} + 0.5141 (0.6859)^{3}$$

$$+ 0.0988 (0.6859)^{4} - 0.2939 (0.6859)^{5} + \cdots$$

$$p^{0} = 49.27 \text{ kPa}$$

El procedimiento es similar para las otras cantidades requeridas.

Todo el procedimiento se implementa fácilmente usando una hoja de cálculo, usando las ecuaciones que se encuentran en la Tabla 2.17. El resultado de esta hoja de cálculo se muestra en la Figura 2.53. los resultados son

Distancia escalada: 4,64 m/kg1/3 Sobrepresión: 49,3 kPa = 7,14 psia Impulso específico: 136,4 Pa-s63,3 Pa-s Duración del pulso: 3.7ms Tiempo de llegada: 7,3 ms 136,4 Pa-s 7,9 ms 15,8 ms

Example	2.19:	Blast	Parameters
---------	-------	-------	------------

Input Data:	
TNT Mass: 10	kg
Distance from blast: 10	m
Calculated Results:	
Scaled distance, Z: 4.0410	In/kg (1/3)
Overpressure Calculation: a+b*log(z): Overpressure:	(only valid for z > 0.0674 and z < 40) 0.685866 49.27 kPa 7.15 psig
Impulse Calculation: a+b*log(z): Impulse:	(only valid for z > 0.0674 and z < 40) -0.34244 63.30 (Pa s)/(kg TNT) ^{1/3} 136.38 Pa s
Duration Calculation: a+b*log(z): Duration:	(only valid for z > 0.178 and z < 40) -1.22726 3.67 (ms)/(kg TNT) ^{1/3} 7.91 ms
Arrival Time Calculation: a+b*log(z): Arrival time:	(only valid for z > 0.0674 and z < 40) 0.716136 7.344 (ms)/(kg TNT) ^{1/3} 15.82 ms

FIGURE 2.53. Spreadsheet output for Example 2.19: Blast parameters.

Ejemplo 2.20: Equivalencia de TNT. Utilizando el modelo de equivalencia de TNT, calcule la distancia a una sobrepresión de 5 psi (equivalente a daños graves en edificios) de un VCE de 10 toneladas cortas de propano.

Datos:

Masa: 10 toneladas = 20.000 lb

Menor calor de combustión (propano) (E_c): 19 929 Btu/lb (46 350 kj/kg)

Eficiencia de explosión asumida (ŋ): 0.05

Ec_{TNT} supuesta: 2000 Btu/lb

Solución: De la Ec. (2.2.1),

$$W = \frac{\eta ME_c}{E_{\text{TNT}}} = \frac{(0.05)(20,000 \text{ lb})(19,929 \text{ BTU/lb})}{(2000 \text{ BTU/lb})}$$

= 9965 lb TNT = 4520 kg TNT

La sobrepresión escalada es 5 psia/14,7 psia = 0,340. De la Figura 2.48, la distancia escalada es 5,7 m/(kg TNT)^{1/3}. Convertir la distancia escalada en una distancia real:

$$R = ZW^{\frac{1}{3}} = (5.7 \text{ m/kg}^{\frac{1}{3}})(4520 \text{ kg})^{\frac{1}{3}} = 94.2 \text{ m} = 309 \text{ fm}$$

El procedimiento se implementa fácilmente usando una hoja de cálculo, como se muestra en la Figura 2.54.

En este caso la solución es por ensayo y error, se modifica la distancia para lograr la sobrepresión deseada. Los resultados son los mismos que el cálculo numérico anterior.

Example 2.20: TNT Equivalence	cy of a Vapo	r Cloud	
Input Data:			
TNT Mass: 4520	kg		
Distance from blast: 94.2	m	< Trial &	error distance to get overpress
Calculated Results:			
Scaled distance, z: 5.6973	m/kg**(1/3)		
Overpressure Calculation:	(only valid i	for z > 0.0	674 and z < 40)
a+b*log(z);	0.806052		
Overpressure:	34.57	kPa	
	5.02	psig	
Impulse Calculation:	(only valid i	for z > 0.0	674 and z < 40)
a+b*log(z):	-0.1282		
Impulse:	52.68	(Pa s)/(kg	3 TNT) ^{1/3}
in pulse.	871.08 I	Pas	
Duration Calculation:	(only valid i	for z > 0.1	78 and z < 40)
a+b*log(z):	-0.919		1/2
Duration:	3.98	(ms)/(kg ˈ	TNT) ^{1/3}
	65.72 ı	ms	
Arrival Time Calculation:	(only valid i	for z > 0.0	674 and z < 40)
a+b*log(z):	0.83877		4/2
Arrival time:	10.039 ((ms)/(kg	TNT) ^{1/3}
	165.98	ms	

FIGURE 2.54. Spreadsheet output for Example 2.20: TNT equivalency of a vapor cloud.

Ejemplo 2.21: Métodos TNO y Baker-Strehlow. (Baker et al., 1994) Considere la explosión de una nube de vapor de propano-aire confinada debajo de un tanque de almacenamiento. El tanque está sostenido a 1 m del suelo por pilotes de concreto. Se supone que la concentración de vapor en la nube está en concentraciones estequiométricas.

Suponga un volumen de nube de 2094 m3, confinado debajo del tanque, que representa el volumen debajo del tanque.

Determine la sobrepresión en función de la distancia desde la explosión usando:

- a. el método multienergético TNO
- b. el método Baker-Strehlow

<u>Solución</u>: (a) El calor de combustión de una mezcla estequiométrica de hidrocarburos y aire es de aproximadamente 3,5 MJ/m³ y, al multiplicar por el volumen confinado, la energía total resultante es de 7329 MJ. Para aplicar el método multienergía TNO se eligió una fuerza de explosión de 7. Luego se especifica una distancia de separación y la energía escalada de Sachs se determina usando la ecuación. (2.2.8). Las curvas etiquetadas como "7" en la figura 2.49 se usan para determinar la sobrepresion. El procedimiento se repite a diferentes distancias de separación.

El procedimiento se implementa fácilmente a través de una hoja de cálculo, como se muestra en la Figura 2.55, para una distancia de separación de 30 m. La hoja de cálculo incluye los datos digitalizados de la Figura 2.49 (que no se muestran en la Figura 2.55). Los resultados se interpolan en la hoja de cálculo a partir de los datos digitalizados.

Los resultados del cálculo completo, en función de la distancia de separación, se muestran en la Figura 2.56

Example 2.21a: TNO Multi Energy Model

Input Data:			
Heat of combustion:	3.5	MJ/m**3	
Standoff distance:	30	m	
Ambient pressure:	101325	Pa	
Speed of sound at ambient:	344	m/s	< Used for duration only

Enter volume for each blast strength in table below: (Use 7 for a nominal blast and 10 for maximum blast)

Blast	Volume
Strength	m**3
1	0
2	0
3	0
4	0
5	0
6	0
7	2094
8	0
9	0
10	0
-	2094

Calculated Results:

Blast Strength	Total Energy MJ	Sachs Scaled Distance	Scaled Overpressure	Side-on Ov	erpressure psi	Scaled Duration	Duration msec
1	0						
2	0						
3	0						
4	0						
5	0						
6	0						
7	7329	0.7200	0.75109	76.1039	11.0410	0.268	32.408
8	0						
9	0						
10	0						
	Assume	s additive pr	essures>	76.10	11.04		

FIGURE 2.55. Spreadsheet output for Example 2.21a: TNO multi-energy method.



FIGURE 2.56. Comparison of results for Example 2.21.

(b) Las curvas de presión de Baker-Strehlow se aplican a las ráfagas de aire libre. Dado que la nube de vapor de este ejemplo está al nivel del suelo, la energía de la nube se duplica para compensar el fuerte reflejo de la onda expansiva. La energía de explosión total resultante es por lo tanto 14600 MJ.

Example 2.2	D. Daker-Otten	on vapor c		T WOOD	
Input Data:					
Standoff dista	ince:		30	m	
Flame speed:			0.662	m/s	
Explosion en	ergy:		14600	MJ	
Ambient pres	sure:		101325	Pa	
Ambient spee	ed of sound:		344	m/s	
Calculated Re	esults:				
Scaled distan	ice:		0.57	< Must be les	s than 10!
Data interpola	ated from tables	below:			
	Flame	Over-		Flame	
	Velocity, Mw	Pressure		Velocity, Mw	Scaled
	Mach No.	Ps/Po		Mach No.	Impulse
	0.037	0.006331		0.25	0.047177
	0.0742	0.025902		0.5	0.063603
	0.125	0.065492		1	0.058252
	0.25	0.18224		2	0.057796
	0.5	0.519522		4	0.060414
	1	0.806106		5.2	0.058246
	2	0.634971			
	4	0.911338			
	5.2	0.836178			
Interpolated S	Scaled Overpre	ssure:	0.6124		
Actual Overp	ressure:		62.0489	kPa	1
interpolated §	Scaled Impulse:		0.06187		
Specific Impu	lise:		955.3785	kPa - ms	

Example 2 21b: Baker-Strehlow Vapor Cloud Explosion Model

FIGURE 2.57. Spreadsheet output for Example 2.21b: Baker–Strehlow vapor cloud explosion model.

El siguiente paso es determinar la velocidad de la llama usando la Tabla 2.19. Debido a que la nube de vapor está encerrada debajo del tanque de almacenamiento, la llama sólo puede expandirse en dos direcciones.

Por tanto, el confinamiento es 2D. Según la descripción de los pilotes, la densidad de obstáculos se elige como media. La reactividad del combustible para el propano es media. La velocidad de la llama resultante de la tabla 2.19 es 0,662. Una vez que se especifica una distancia de separación, la energía escalada de Sachs se determina a partir de la ecuación. (2.2.8). La presión final se interpola de la Figura 2.50.

Todo el procedimiento se implementa fácilmente usando una hoja de cálculo, como se muestra en la Figura 2.57 para una distancia de separación de 30 m. La hoja de cálculo contiene datos digitalizados de las Figuras 2.50 y 2.51 (no se muestran en la Figura 2.57). Los resultados son interpolados por la hoja de cálculo a partir de los datos digitalizados.

Los resultados completos del procedimiento, en función de la distancia, se muestran en la Figura 2.56. Para este problema de ejemplo, los métodos TNO multienergía y Baker-Strehlow producen resultados similares. Teniendo en cuenta la incertidumbre inherente a estos modelos, los resultados son esencialmente idénticos.

2.2.1.4. DISCUSIÓN

Fortalezas y debilidades

Todos los métodos (excepto la equivalencia de TNT) requieren una estimación de la concentración de vapor; esto puede ser difícil de determinar en un área de proceso congestionada. El modelo de equivalencia de TNT es fácil de usar. En el enfoque TNT se debe seleccionar una masa de combustible y una eficiencia de explosión correspondiente. Una debilidad es la sustancial diferencia física entre las detonaciones de TNT y las deflagraciones de VCE. Los métodos TNO y Baker-Strehlow se basan en interpretaciones de incidentes VCE reales; estos modelos requieren datos adicionales sobre la geometría de la planta para determinar el volumen de confinamiento. El método TNO requiere una estimación de la fuerza de la explosión, mientras que el método Baker-Strehlow requiere una estimación de la velocidad de la llama.

Identificación y tratamiento de posibles errores: El mayor error potencial con el modelo de equivalencia de TNT es la elección de una eficiencia de explosión. Es necesario asegurarse de que el rendimiento corresponda con la masa correcta de combustible. Un rango de eficiencia del 1 al 10 % afecta las distancias previstas a las sobrepresiones seleccionadas en más de un factor de dos [de la ecuación. (2.2.1), la distancia a una sobrepresión particular es proporcional a la raíz cúbica del equivalente de TNT calculado].

Otro error se produce en la estimación de la masa de nubes inflamables, que se basa en cálculos de inflamación y evaporación (Sección 2.1.2) y cálculos de dispersión (Sección 2.1.3), los cuales están sujetos a error. Ningún modelo de dispersión es capaz de predecir las concentraciones de vapor en un área de proceso congestionada. Una fuente menor de error es el calor de combustión indicado para el TNT, que varía alrededor del 5%. El modelo TNT supone una propagación de ondas explosivas sin obstáculos, lo que rara vez es cierto en el caso de las plantas químicas. El modelo de equivalencia de TNT tiene la virtud de ser más fácil de utilizar.

Recursos necesarios

Los cálculos de equivalencia de TNT para predecir la sobrepresión se pueden completar en menos de una hora, dado el resultado completo del modelo de dispersión para la masa y extensión de las nubes.

Modelado de explosiones de nubes de vapor:

AutoReaGas (TNO Prins Maurits Laboratory, The Netherlands) REACFLOW-2D (JRC Safety Technology, Ispra) VCLOUD (W. E. Baker Engineering, San Antonio, TX) Varios paquetes de análisis integrados también contienen simuladores de explosiones. Estos incluyen:

ARCHIE (Environmental Protection Agency, Washington, DC) EFFECTS-2 (TNO, Apeldoorn, The Netherlands) uFLACS (DNV, Houston, TX) PHAST (DNV, Houston, TX) QRAWorks (PrimaTech, Columbus, OH) SAFER (Safer Systems, Westlake Village, CA) SAFETI (DNV, Houston, TX) SUPERCHEMS (Arthur D. Little, Cambridge, MA)

2.2.2. Flash fire (o fogonazo)

Un fogonazo es la combustión no explosiva de una nube de vapor resultante de la liberación de material inflamable al aire libre. Los experimentos han demostrado (AIChE, 1994) que

Las nubes de vapor sólo explotan en zonas donde se desarrolla una combustión intensamente turbulenta y sólo si se cumplen determinadas condiciones. Los principales peligros de los incendios repentinos provienen de la radiación térmica y el contacto directo con las llamas.

La literatura proporciona poca información sobre los efectos de la radiación térmica de los incendios repentinos, probablemente porque los riesgos de radiación térmica provenientes de las nubes de vapor en llamas se consideran menos significativos que los posibles efectos de las explosiones. Además, la combustión repentina de una nube de vapor normalmente no dura más que unas pocas décimas de segundo. Por lo tanto, la radiación total interceptada por un objeto cerca de un incendio repentino es sustancialmente menor que en el caso de un incendio en un charco.

Los modelos de incendio repentino, si se basan en la radiación de las llamas, están sujetos a grandes errores si la radiación se estima incorrectamente, porque la radiación predicha varía con la cuarta potencia de la temperatura.

Por lo general, la zona de quema se estima realizando primero un modelo de dispersión y definiendo la zona de quema desde el límite Vi LFL hasta el punto de liberación, aunque la concentración de vapor pueda estar por encima del UFL. La combustión inducida por turbulencia mezcla este material con aire y lo quema.

Para calcular los efectos de la radiación térmica producidos por una nube de vapor en llamas, es necesario conocer la temperatura, el tamaño y la dinámica de la llama durante su propagación a través de la nube. La radiación térmica interceptada por un objeto cercano está determinada por el poder emisivo de la llama (determinado por la temperatura de la llama), la emisividad de la llama, el factor de visión y un factor de atenuación atmosférica. Consulte la Sección 2.2.4 para conocer los métodos para modelar la radiación térmica.

Los modelos de incendios repentinos también están sujetos a errores de modelo de dispersión similares presentes en los cálculos de VCE.

2.2.3. Explosión física

2.2.3.1. FONDO

Objetivo

Cuando un recipiente que contiene gas a presión se rompe, la energía almacenada resultante se libera. Esta energía puede producir una onda de choque y acelerar los fragmentos de los vasos. Si el contenido es inflamable, es posible que la ignición del gas liberado tenga consecuencias adicionales. La figura 2.46 ilustra los posibles escenarios que podrían resultar. Esta subsección ilustra herramientas de cálculo para los efectos de las ondas de choque y los proyectiles de este tipo de explosión.

Filosofía

Una explosión física se relaciona con la ruptura catastrófica de un recipiente lleno de gas a presión.

La ruptura podría ocurrir por las siguientes razones:

1. Fallo de los equipos de regulación y alivio de presión (sobrepresurización física)

2. Reducción del espesor de los vasos debido a

a. corrosión

b. erosión

- do. ataque químico
- 3. Reducción de la resistencia de los vasos debido a
- a. calentamiento excesivo

b. Defectos del material con posterior desarrollo de fractura.

do. ataque químico, por ejemplo, corrosión por tensión, picaduras, fragilización

d. Debilitamiento del vaso inducido por fatiga.

4. Reacción interna desbocada.

5. Cualquier otro incidente que resulte en pérdida de contención del proceso.

La falla puede ocurrir en o cerca de la presión de operación del recipiente (elementos 2 y 3 anteriores), o a presión elevada (elementos 1 y 4 anteriores).

Cuando se libera el contenido del recipiente, pueden producirse ondas de choque y proyectiles. Los efectos son más similares a una detonación que a una explosión de nube de vapor (VCE). La magnitud de una onda de choque depende de la fase del contenido del vaso originalmente presente. La Tabla 2.22 describe los diversos escenarios.

En un recipiente que estalla hay una cantidad máxima de energía que se puede liberar.

Esta energía se asigna a lo siguiente:

- estiramiento y desgarro de los vasos
- energía cinética de fragmentos
- energía en onda de choque
- energía "desperdiciada" (calentamiento del aire circundante)

La distribución relativa de estos términos de energía cambiará en el transcurso de la explosión. Es difícil determinar exactamente qué proporción de energía disponible se destinará realmente a la producción de ondas de choque. Saville (1977) en el Código de seguridad de alta presión del Reino Unido sugiere que el 80% de la energía disponible del sistema se convierte en energía de ondas de choque para fallas de tipo frágil. Para la eyección de una sección importante de un vaso, el 40% de la energía disponible del sistema se convierte en ambos casos, el resto de la energía se destina a fragmentar la energía cinética.

En general, las explosiones físicas por rotura catastrófica de una embarcación producirán explosiones direccionales. Esto ocurre porque la falla generalmente ocurre debido a la propagación de grietas que comienzan en un lugar. Si la falla fuera frágil, dando como resultado una gran cantidad de fragmentos, la explosión sería menos direccional. Sin embargo, el tratamiento de las ondas de choque de este tipo de falla generalmente no considera la direccionalidad.

2.2.3.2. DESCRIPCIÓN

Descripción de la técnica

Varios métodos se relacionan directamente con el cálculo de una energía equivalente de TNT y el uso de correlaciones de ondas de choque como en la Figura 2.48 y la Tabla 2.17. Hay varias expresiones que se pueden desarrollar para calcular la energía liberada cuando un gas que inicialmente tiene un volumen F, se expande en respuesta a una disminución de la presión desde una presión P1 hasta la presión atmosférica P0. La expresión más simple se debe a Erode (1959). Esta expresión determina la energía necesaria para elevar la presión del gas a volumen constante desde la presión atmosférica, P0, hasta la presión inicial o de estallido, P1,

$$E = \frac{(P_1 - P_0)V}{\gamma - 1}$$
(2.2.11)

donde E es la energía de explosión (energía), V es el volumen del recipiente (volumen) e y es la relación de capacidad calorífica del gas en expansión (sin unidades) Si se supone que la expansión ocurre isotérmicamente y que se aplica la ley de los gases ideales , se puede derivar la siguiente ecuación (Brown, 1985):

$$W = \left(1.39 \times 10^{-6} \ \frac{\text{lb-mole lb-TNT}}{\text{ft}^3 \text{ BTU}}\right) V \left(\frac{P_1}{P_0}\right) R_g T_0 \ \ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right)$$
(2.2.12)

dónde

W es la energía (Ib TNT)

V es el volumen del gas comprimido (ft3)

- P1 es la presión inicial del gas comprimido (psia)
- P2 es la presión final del gas expandido (psia)
- PO es la presión estándar (14,7 psia)
- T0 es la temperatura estándar (4920R)

Rg es la constante del gas (1,987 Btu/lb-mol-°R) 1,39 x ICT6 es un factor de conversión (este factor supone que 2000 BTU = 1 lb TNT) Otro enfoque (Growl, 1992) es aplicar el concepto de energía disponible . La energía disponible representa la energía mecánica máxima que se puede extraer de un material a medida que alcanza el equilibrio con el medio ambiente. Growl (1992) demostró que para un material no reactivo inicialmente a una presión P y temperatura T, expandiéndose a una presión ambiente de PE, entonces la energía mecánica máxima, E} derivable de este material está dada por

$$E = R_{g}T\left[\ln\left(\frac{P}{P_{E}}\right) - \left(1 - \frac{P_{E}}{P}\right)\right]$$
(2.2.13)

Tenga en cuenta que el primer término entre paréntesis es equivalente a la energía isotérmica de expansión. El segundo término entre paréntesis representa la pérdida de energía como resultado de la segunda ley de la termodinámica. El resultado predicho por la ecuación. (2.2.13) es menor que el resultado predicho suponiendo una expansión isotérmica, pero mayor que el resultado suponiendo una expansión adiabática.

La cantidad equivalente calculada de energía TNT ahora se puede utilizar para estimar los efectos de las ondas de choque. La analogía de la explosión de un contenedor de gas presurizado con la

explosión de una fuente puntual de TNT en fase condensada no es apropiada en el campo cercano ya que el recipiente no es una fuente puntual. Prugh (1988) sugiere un método de corrección utilizando una distancia virtual desde el centro de una explosión basándose en el trabajo de Baker et al. (1983) y Petes (1971). Este método se describe a continuación.

Cuando una esfera ideal estalla, el choque de aire tiene su máxima sobrepresión justo en la superficie de contacto entre la esfera de gas y el aire. Dado que, inicialmente, el flujo es estrictamente unidimensional, se puede utilizar una relación del tubo de choque entre la relación de presión de estallido y la presión de choque para calcular la presión en el choque de aire. La presión de explosión, P5, en la superficie de un recipiente a presión que explota se estima así a partir de la siguiente expresión (Baker et al., 1983; Prugh, 1988):

$$P_{\rm b} = P_{\rm s} \left[1 - \frac{3.5(\gamma - 1)(P_{\rm s} - 1)}{\sqrt{(\gamma T/M)(1 + 5.9P_{\rm s})}} \right]^{-2\gamma/(\gamma - 1)}$$
(2.2.14)

dónde

P5 es la presión en la superficie del recipiente (bar abs)

Pb es la presión de rotura del recipiente (bar abs)

y es la relación de capacidad calorífica del gas en expansión (Cp/Cv)

T es la temperatura absoluta del gas en expansión (K)

M es el peso molecular del gas en expansión (masa/mol)

La ecuación anterior supone que la expansión se producirá en el aire a presión atmosférica y a una temperatura de 250 °C. Se requiere una solución de prueba y error ya que la ecuación no es explícita para P5.

La ecuación (2.2.14) también supone que la energía de la explosión se distribuye uniformemente por todo el recipiente. En realidad, este rara vez es el caso.

El procedimiento de Prugh (1988) para determinar la sobrepresión a una distancia de un recipiente que estalla es el siguiente:

1. Determine la energía de explosión usando la ecuación. (2.2.12).

2. Determine la presión de explosión en la superficie del recipiente, P5, usando la ecuación. (2.2.14). Esta es una solución de prueba y error.

3. La distancia escalada, Z, para la explosión se obtiene de la Figura 2.48 o de las ecuaciones de la Tabla 2.17. La mayoría de los recipientes a presión están al nivel del suelo o cerca de él.

4. Se calcula un valor para la distancia, R, desde el centro de la explosión utilizando la ecuación. (2.2.7) donde la energía equivalente de TNT, W, se ha calculado a partir de la ecuación. (2.2.1).

5. La distancia desde el centro del recipiente de gas presurizado hasta su superficie se resta de la distancia, R, para producir una "distancia" virtual que se suma a las distancias para las evaluaciones de ondas de choque.

6. La sobrepresión a cualquier distancia se determina sumando la distancia virtual a la distancia real y luego usando esta distancia para determinar Z, la distancia escalada.

La Figura 2.48 o la Tabla 2.17 se utilizan para determinar la sobrepresión resultante.

AIChE/CCPS (1994) describen una serie de técnicas para estimar la sobrepresión en caso de rotura de un recipiente lleno de gas. Estos métodos se derivan principalmente del trabajo de Baker et al. (1983) basado en estudios experimentales a pequeña escala.

El primer método se denomina "método básico" (AIChE/CCPS, 1994). El procedimiento para este método es 1. Recopilar datos. Esto incluye:

- la presión absoluta interna del recipiente, P1
- la presión ambiental, PO
- el volumen del espacio lleno de gas del recipiente, V
- la relación de capacidad calorífica del gas en expansión, y
- la distancia desde el centro de la embarcación hasta el "objetivo", r
- la forma del recipiente: esférica o cilíndrica
- 2. Calcule la energía de explosión, E, usando la ecuación de Erode, Eq. (2.2.11).
- El resultado debe multiplicarse por 2 para tener en cuenta una explosión en la superficie.
- 3. Determine la distancia escalada, R, desde el objetivo usando

$$\overline{R} = r \left(\frac{P_0}{E}\right)^{1/3} \tag{2.2.15}$$

4. Verifique la distancia escalada. Si R < 2 entonces este procedimiento no es aplicable y se debe aplicar el método refinado que se describe más adelante.

5. Determine la sobrepresión escalada, P5, y el impulso escalado, *s, usando las Figuras 2.58 y 2.59, respectivamente.

6. Ajuste P5 y es para efectos de geometría usando los multiplicadores que se muestran en las Tablas 2.23 y 2.24.

7. Determine la sobrepresión y el impulso finales a partir de las definiciones de las variables escaladas.

8. Comprobar la sobrepresión final. En el campo cercano, este enfoque podría producir una presión mayor que la presión del recipiente, lo cual es físicamente imposible. Si esto ocurre, tome la presión del recipiente como la sobrepresión calculada.



FIGURA 2.58. Curva de sobrepresión escalada para la rotura de un recipiente lleno de gas para el método básico.



FIGURA 2.59. Curva de impulso escalada para la rotura de un recipiente lleno de gas para el método básico. Las líneas superior e inferior son los límites de error del procedimiento.

Si R < 2, entonces el procedimiento anterior debe ser reemplazado por un enfoque más detallado (AIChE/CCPS, 1994). Este enfoque reemplaza los pasos 4 y 5 anteriores en el procedimiento básico con los siguientes pasos:

4a. Calcule el radio inicial del vaso. Para este cálculo se supone que hay un barco hemisférico en tierra. A partir de una geometría simple para una esfera, se obtiene la siguiente ecuación para el radio inicial del recipiente:

$$r_0 = \left(\frac{3V}{2\pi}\right)^{1/3} = 0.782V^{1/3}$$
(2.2.16)

	Multiplier for		
R	\overline{P}_{s}	ī	
<0.3	4	2	
≥0.3 ≤ 1.6	1.6	1.1	
>1.6 ≤ 3.5	1.6	1	
>3.5	1.4	1	

donde r0 es el radio inicial del recipiente (longitud) y F es el volumen del recipiente (longitud3)

TABLA 2.23. Factores de ajuste para P, y para vasos cilíndricos como función de R (Baker et al., 1975)

	Multiplier for		
R	\overline{P}_{s}	ī	
<1	2	1.6	
>1	1.1	1	

TABLA 2.24. Factores de ajuste para P y \ para vasos esféricos como función de R (Baker et al., 1975)

Definiciones de variables escaladas:

$$\overline{R} = r \left(\frac{P_0}{E}\right)^{1/3}, \qquad \overline{P_s} = \frac{p_s}{P_0} - 1, \qquad \overline{i_s} = \frac{i_s a_0}{P_0^{2/3} E^{1/3}}$$

4b. Determine la distancia inicial inicial, RO, para la curva de sobrepresión,

$$\overline{R}_{0} = r_{0} \left(\frac{P_{0}}{E}\right)^{1/3}$$
(2.2.17)

4c. Calcule la presión pico inicial, P5, usando la ecuación. (2.2.14). Se requiere una solución de prueba y error.

4d. Ubique el punto de partida en las curvas de sobrepresión de la Figura 2.60 usando RO y P5. Aquí es apropiada la curva más cercana que se muestra en la figura, o una curva interpolada.

5. Determine P5 en otro R de la Figura 2.60 usando la curva (o curva interpolada) que pasa por el punto inicial del paso 4d.

Tang y cols. (1996) presentan los resultados de un procedimiento de simulación numérica detallada para modelar los efectos de la explosión de un recipiente esférico. Resolvieron numéricamente las ecuaciones de flujo unidimensional, no lineal y no estacionario. Esto dio como resultado una figura más detallada que reemplazó la Figura 2.60.

AIChE/CCPS (1994) también proporciona un método más detallado para incluir los efectos de los líquidos que explotan explosivamente durante la ruptura de un vaso.

Proyectiles

Cuando un explosivo de gran potencia detona, se produce una gran cantidad de pequeños fragmentos con alta velocidad y forma gruesa (AIChE/CCPS, 1994). Por el contrario, un BLEVE produce sólo unos pocos fragmentos, que varían en tamaño (pequeño a grande), forma (gruesa o en forma de disco) y velocidades iniciales. Los fragmentos pueden viajar largas distancias porque los fragmentos grandes de media vasija pueden "balancearse" y los fragmentos en forma de disco pueden "frisbee". Schulz-Forberg et al. (1984) describen una investigación de la fragmentación de vasos inducida por BLEVE. Baum (1984) también analiza las velocidades de los misiles cuando estallan recipientes y tuberías.

Panadero y col. (1983), Brown (1985, 1986) y AIChE/CCPS (1994) proporcionan fórmulas para la predicción de los efectos de los proyectiles. Consideran la fractura de vasos cilíndricos y esféricos en 2, 10 y 100 fragmentos. Normalmente, para este tipo de eventos, sólo ocurren 2 o 3 fragmentos.



FIGURA 2.60. Curva de sobrepresión escalada para la ruptura de un recipiente lleno de gas para el método más detallado.

La primera parte del cálculo implica la estimación de una velocidad inicial. Una vez que los fragmentos se aceleran, volarán por el aire hasta impactar contra otro objeto u objetivo en el suelo. La segunda parte del cálculo implica la estimación de la distancia que podría recorrer un proyectil.

En general, según Baker et al. (1983), la técnica para predecir las velocidades iniciales de los fragmentos de vasos esféricos o cilíndricos que estallan en fragmentos iguales requiere el conocimiento de la presión interna (P), el volumen interno (FO), la masa del recipiente/fragmento (Mc), la relación del gas. capacidades caloríficas (y) y la temperatura absoluta del gas en el momento de la explosión (TO).



FIGURA 2.61. Velocidad de fragmento escalada versus presión escalada (Baker et Bl1 1983).

Los resultados de un estudio de parámetros (Baker et al., 1983) se utilizaron para desarrollar la Figura 2.61, que se utiliza para determinar la velocidad inicial del fragmento, u. La presión escalada en la Figura 2.61 está dada por

$$\overline{P} = \frac{(P - P_0)V}{M_c a_0^2}$$
(2.2.18)

dónde

P es la presión escalada (sin unidades)

P es la presión de rotura del recipiente (fuerza/área)

PO es la presión ambiental del gas circundante (fuerza/área)

V es el volumen del recipiente (longitud3)

Mc es la masa del contenedor (masa)

^0 es la velocidad del sonido del gas inicial en el recipiente (longitud/tiempo)

La velocidad del sonido para un gas ideal se calcula a partir de

$$a_0 = \left(\frac{T\gamma R_g}{M}\right)^{1/2}$$
(2.2.19)

dónde

^0 es la velocidad del sonido (longitud/tiempo)

T es la temperatura absoluta (temperatura)

7 es la relación de capacidad calorífica del gas en el recipiente (sin unidades)

R^ es la constante del gas ideal (presión - volumen/grado molar)

M es el peso molecular del gas en el recipiente (masa/mol)

El eje ^ en la figura 2.61 es la velocidad adimensional dada por

$$\frac{v_i}{Ka_0}$$
(2.2.20)

donde v{ es la velocidad del fragmento (longitud/tiempo), K es un factor de corrección para fragmentos de masa desigual dado por la Figura 2.62, y ^0 es la velocidad del sonido del gas en el recipiente (longitud/tiempo) Tabla 2.25 contiene ecuaciones de ajuste de curvas para las correlaciones de velocidad de fragmentos presentadas en la Figura 2.61. Los datos de la figura 2.62 se ajustan a la curva mediante la ecuación

$$K = 1.306 \times (\text{Fragment Mass Fraction}) + 0.308446$$
 (2.2.21)

El procedimiento para aplicar este enfoque es el siguiente:

1. Dado: Número de fragmentos, n

Masa total del buque, Mc

Fracción de masa para cada fragmento.

Number of — fragments, n	Sph	Spheres		Cylinders	
	A	Ь	4	Ь	
2	0.622206	0.213936	0.814896	0.355218	
10	0.598495	0.221165	0.598255	0.564998	
100	0.603469	0.287515	0.591785	0.602712	

TABLA 2.25. Ecuaciones de ajuste de curva para los datos de velocidad de fragmentos de la figura 2.61

$$\ln\left(\frac{p_i}{Ka_0}\right) = a\ln\overline{P} + b$$

Variables:

vi es la velocidad del fragmento (longitud/tiempo)

K es el factor de corrección para fragmentos desiguales.

#0 es la velocidad del sonido del gas en el recipiente (longitud/tiempo)

P está definida por la ecuación. (2.2.18)

Presión de rotura interna del recipiente, P

Volumen del vaso, V

Presión ambiental, PO

Temperatura absoluta del gas en el recipiente, T

Relación de capacidad calorífica del gas en el recipiente, y

Peso molecular del gas en el recipiente, M

2. Determine la velocidad del sonido del gas en el recipiente usando la ecuación. (2.2.19).

- 3. Determine la presión escalada usando la ecuación. (2.2.18).
- 4. Determine la velocidad adimensional a partir de la Figura 2.61 o la Tabla 2.25.
- 5. Determine la corrección de fragmentos desiguales de la Figura 2.62 o la Ec. (2.2.21).
- 6. Determine la velocidad real para cada fragmento usando la ecuación. (2.2.20).
Una fórmula derivada empíricamente desarrollada por Moore (1967) proporciona un método simplificado para determinar la velocidad inicial, H^ de un fragmento,

$$u = 1.092 \left(\frac{EG}{M_c}\right)^{1/2}$$
 (2.2.22)

donde para vasos esféricos

$$G = \left(1 + \frac{3C}{5M_{c}}\right)^{-1} (2.2.23)$$

y para recipientes cilíndricos

$$G = \left(1 + \frac{C}{2M_c}\right)^{-1}$$
(2.2.24)

dónde

u es la velocidad inicial del fragmento (m/s)

C es la masa total del gas (kg)

E es la energía (J)

Mc es la masa de la carcasa o recipiente (kg)



FIGURA 2.62. Factor de ajuste para fragmentos de masa desiguales (Baker et al., 1983).

La ecuación de Moore se derivó para fragmentos acelerados de explosivos potentes empaquetados en una carcasa. La ecuación predice velocidades superiores a las reales, especialmente para presiones bajas y pocos fragmentos.

Para recipientes presurizados, un método simplificado para determinar la velocidad inicial de un fragmento es mediante la ecuación de Moore (1967),

$$u = 2.05 \sqrt{\frac{PD^3}{W}}$$
(2.2.25)

dónde

u es la velocidad inicial del fragmento (ft/s)

P es la presión de ruptura del vaso (psig)

D es el diámetro del fragmento (pulgadas)

W es el peso del fragmento (Ib)

El siguiente paso es determinar la distancia que volarán los fragmentos. Desde la física simple,

Es bien sabido que un objeto volará la mayor distancia con un ángulo de trayectoria de 45°. La distancia máxima está dada por

$$r_{\max} = \frac{u^2}{g}$$
(2.2.26)

donde rmax es la distancia horizontal máxima (longitud), u es la velocidad inicial del objeto (longitud/tiempo) yg es la aceleración debida a la gravedad (longitud/tiempo2).

Kinney y Graham (1985) sugieren una fórmula muy simple para estimar la distancia de seguridad desde la explosión de una bomba.

$$r = 120w^{1/3} \tag{2.2.27}$$

donde r es la distancia (m) y w es la masa de TNT (kg).

Panadero y col. (1983) trazaron las soluciones de un conjunto de ecuaciones diferenciales, incorporando los efectos de las fuerzas fluidodinámicas. Las soluciones se muestran en la Figura 2.63. Los resultados suponen que la posición del fragmento sigue siendo la misma con respecto a su trayectoria, es decir, que el fragmento no cae. La figura 2.63 representa el alcance máximo escalado, R, frente a la velocidad inicial escalada, u. Estas cantidades están dadas por

$$\overline{R} = \frac{\rho_0 C_{\rm D} A_{\rm D} r}{M_{\rm f}}$$
(2.2.28)

$$\overline{u} = \frac{\rho_0 C_D A_D u^2}{M_f g}$$
(2.2.29)

dónde

R es el rango máximo escalado (adimensional)

u es la velocidad inicial escalada (adimensional)

r es el rango máximo (longitud)

PO es la densidad de la atmósfera ambiental (masa/volumen)

CD es el coeficiente de resistencia, proporcionado en la Tabla 2.26 (sin unidades)

AD es el área expuesta en el plano perpendicular a la trayectoria (área)

g es la aceleración debida a la gravedad (longitud/tiempo2)

Mf es la masa del fragmento (masa)

La figura 2.63 requiere una especificación de la relación elevación-arrastre,

$$\frac{C_{\rm L}A_{\rm L}}{C_{\rm D}A_{\rm D}} \tag{2.2.30}$$

donde CL es el coeficiente de sustentación (sin unidades) y^4L es el área expuesta en el plano paralelo a la trayectoria (área).



FIGURA 2.63. Rango de fragmentos escalado versus distancia inicial escalada (Baker et al., 1983).

Para los fragmentos "gruesos", que normalmente se esperan, el coeficiente de sustentación es cero para estos objetos y la relación sustentación-arrastre es, por lo tanto, cero. Para placas

delgadas, que tienen una gran relación elevación-resistencia, puede ocurrir el efecto "frisbee", y el rango escalado duplica con creces el rango calculado cuando se desprecian las fuerzas de elevación. Consulte Baker et al. (1983,

Apéndice E, página 688) para una discusión y valores adicionales para el coeficiente de sustentación, CL.

La tabla 2.26 contiene coeficientes de arrastre para varias formas.

Shape	Sketch	
Right circular cylinder (long rod), side on	Flow	1.20
Sphere	\bigcirc	0. 4 7
Rod, end on	Flow	0.82
Disk, face on	Flow	1.17
Cube, face on	Flow	1.05
Cube, edge on	Flow	0.80
Long rectangular member, face on	Flow	2.05
Long rectangular member, edge on	Flow	1.55
Narrow strip, face on	Flow	1.98

TABLA 2.26. Coeficientes de arrastre para fragmentos (Baker et al., 1983)

El procedimiento para implementar este método es el siguiente:

1. Dado: Masa del fragmento, Mf

Velocidad inicial del fragmento, u

Área expuesta perpendicular a la dirección del movimiento, AD

Densidad del aire ambiente, p0

Relación elevación-arrastre.

2. Determine el coeficiente de resistencia a partir de la Tabla 2.26.

3. Determine la velocidad escalada a partir de la ecuación. (2.2.29).

4. Determine el rango escalado de la Figura 2.63.

5. Determine el rango real a partir de la ecuación. (2.2.28)

La línea discontinua en la Figura 2.63 representa el rango máximo calculado usando

Ec. (2.2.26).

Brown (1985,1986) proporciona otros métodos para la predicción de fragmentos. Referencias adicionales sobre proyectiles incluyen Sun et al. (1976), TNO (1979) y Tunkel (1983).

TNO considera que el punto de falla más probable será un accesorio al buque, por lo que consideran las boquillas, las bocas de acceso y las válvulas como proyectiles típicos en su análisis.

Las distancias y tamaños de los fragmentos se analizan con más detalle en la Sección 2.2.4 (BLEVE) y la Sección 2.3 (lesiones y daños por proyectiles).

Aplicaciones

En general, este tipo de fallas generan riesgos para el personal de la planta. Sin embargo, los fragmentos de vasos pueden acelerarse a distancias significativas. El Estudio Canvey (Health & Safety Executive, 1978) consideró los efectos del daño de proyectiles en otros recipientes de proceso.

Diagrama lógico

En la Figura 2.64 se proporciona un diagrama lógico para el modelado de los efectos del proyectil debido a la explosión de recipientes a presión.

Fundamento Teórico

La tecnología de liberación de energía a partir de contenedores de gas presurizado ha estado recibiendo atención durante más de un siglo, comenzando con fallas catastróficas de calderas y otros recipientes a presión. Los sistemas de presión ultra alta también han generado interés.

Se han realizado muchos trabajos experimentales, principalmente a pequeña escala con contenedores que estallan en un gran número de fragmentos, para relacionar los fenómenos de las ondas de choque con las relaciones bien desarrolladas del TNT.

Requisitos de entrada y disponibilidad

La tecnología requiere datos sobre la resistencia del contenedor. La presión máxima de rotura del recipiente puede derivarse de información específica sobre la metalurgia y el diseño. En liberaciones accidentales, no siempre se conoce la presión dentro de un recipiente en el momento de la falla.

Sin embargo, normalmente se puede hacer una estimación (AIChE/CCPS, 1994). Si la falla se inicia por un aumento en la presión inicial en combinación con un dispositivo de alivio de presión que funciona mal o está diseñado inadecuadamente, la presión en el momento de la ruptura será igual a la presión de falla del recipiente, que generalmente es la presión de trabajo máxima permitida (MAWP) multiplicada por un factor de seguridad. Para los cálculos iniciales, se aplica un factor de seguridad habitual de cuatro para los recipientes fabricados en acero al carbono, aunque son posibles valores más altos. En general, cuanto mayor es la presión de falla, más severo es el efecto.



FIGURA 2.64. Diagrama lógico para el cálculo de los efectos del proyectil por rotura de recipientes llenos de gas a presión.

Producción

El resultado de este análisis es la sobrepresión y el impulso versus la distancia para los efectos de las ondas de choque y la velocidad y el alcance máximo esperado de los proyectiles que son

generado por el vaso reventado.

Enfoques simplificados

Las técnicas presentadas son básicamente enfoques simplificados. Se puede suponer de manera conservadora que el 100% de la energía almacenada se convierte en una onda de choque.

2.2.3.3. PROBLEMAS DE EJEMPLO

Ejemplo 2.22: Energía de Explosión de un Gas Comprimido. Un recipiente de 1 m³ a 25 °C se rompe a una presión de rotura del recipiente de 500 bar abs. El recipiente se rompe en el aire ambiente a una presión de 1,01 bar y 25 °C. Determine la energía de explosión y la masa equivalente de TNT usando los siguientes métodos:

a. La ecuación de Brode para una expansión de volumen constante, Eq. (2.2.11).

b. Ecuación de Brown para una expansión isotérmica, Eq. (2.2.12)

C. Ecuación de Growl para la disponibilidad termodinámica, Eq. (2.2.13)

Solución: (a) Sustituyendo los valores conocidos en la ecuación. (2.2.11)

$$E = \frac{(P - P_0)V}{\gamma - 1}$$
$$E = \frac{(500 \text{ bar} - 1.01 \text{ bar})(10^5 \text{ Pa/bar})(1 \text{ m}^3)(\text{Nm}^{-2}/\text{Pa})}{1.4 - 1}$$

Dado que TNT tiene una energía de explosión de 1120 cal/gm = $4,69 \times 10^6$ J/kg

TNT equiv. mass =
$$\frac{1.25 \times 10^8 \text{ J}}{4.69 \times 10^6 \text{ J/kg}} = 26.6 \text{ kg TNT}$$

(b) Para este caso, $1 \text{ m}^3 = 35,3 \text{ ft}^3$, $T = 536 \text{ }^{\circ}\text{R}$. Sustituyendo en la Ec. (2.2.12)

$$\begin{split} W &= \left(1.39 \times 10^{-6} \ \frac{\text{lb} \cdot \text{mole lb} \cdot \text{TNT}}{\text{ft}^3 \text{ BTU}}\right) V\left(\frac{P_1}{P_0}\right) R_g T_0 \ \ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right) \\ W &= \left(1.39 \times 10^{-6} \ \frac{\text{lb} \cdot \text{mole lb} \cdot \text{TNT}}{\text{ft}^3 \text{ BTU}}\right) (35.3 \,\text{ft}^3) \left(\frac{500 \text{ bar}}{1.01 \text{ bar}}\right) \\ &\times \left(1.987 \ \frac{\text{BTU}}{\text{lb} \cdot \text{mole}^\circ \text{R}}\right) (536^\circ \text{R}) \ln\left(\frac{500 \text{ bar}}{1.01 \text{ bar}}\right) \\ W &= 160.7 \text{ lb of TNT} = 72.9 \text{ kg of TNT.} \end{split}$$

Dado que TNT tiene una energía de 4,69 X 10⁶ J/kg, esto representa 342 MJ de energía. C. Sustituyendo en la Ec. (2.2.13),

$$E = R_{g}T\left[\ln\left(\frac{P}{P_{E}}\right) - \left(1 - \frac{P_{E}}{P}\right)\right]$$
$$E = (8.314 \text{ J/mole K})(298 \text{ K})\left[\ln\left(\frac{500 \text{ bar}}{1.01 \text{ bar}}\right) - \left(1 - \frac{1.01 \text{ bar}}{500 \text{ bar}}\right)\right]$$
$$E = 1.29 \times 10^{4} \text{ J/mole}$$

El número de moles de gas en el recipiente se determina a partir de la ley de los gases ideales. Es 20,246 gm-moles. La energía total de explosión es así,

$$E = (1.29 \times 10^4 \text{ J/mole})(20,246 \text{ moles}) = 261 \text{ MJ}$$

Esto equivale a 55,7 kg de TNT.

El cálculo de las tres partes de este ejemplo se implementa fácilmente a través de una hoja de cálculo. La salida se muestra en la Figura 2.65.

Los tres métodos proporcionan resultados considerablemente diferentes.

Input Data: Vessel volume: Vessel pressure: Final pressure of expanded gas: Ambient pressure: Heat capacity ratio of expanding gas: Temperature of gas:	1 500 1.01 1.01 1.4 298	m**3 bar abs bar abs bar abs K				
Calculated Results:						
Brode's equation assuming constant volum	ne expansio	n:				
Energy of explosion:	1.25E+08	Joules				
TNT equivalent:	26.60	kg TNT				
Brown's equation assuming isothermal expansion:						
TNT equivalent:	160.68	Ib TNT				
	72.89	kg TNT				
Energy of explosion:	3.42E+08	Joules				
Crowl's equation from thermodynamic availability:						
Moles of gas in vessel:	20246.36	gm-moles				
Energy of explosion:	2.61E+08	Joules				
TNT equivalent:	55.69	ka TNT				

Example 2.22: Energy of Explosion for a Compressed Gas

FIGURE 2.65. Spreadsheet output for Example 2.22: Energy of explosion for a compressed gas.

Ejemplo 2.23: Método de Prugh para la sobrepresión de una esfera rota. Una esfera de 6 pies³ que contiene aire a alta presión a 77 ^oF se rompe a 8000 psia. Calcule la sobrepresión lateral a una

distancia de 60 pies desde la ruptura. Suponga una presión ambiental de 1 atm y una temperatura de 77 ºF.

Datos adicionales para el aire:

Relación de capacidad calorífica, γ : 1,4

Peso molecular del aire: 29

Solución: De la Ec. (2.2.12)

$$W = \left(1.39 \times 10^{-6} \ \frac{\text{lb-mole lb-TNT}}{\text{ft}^3 \text{ BTU}}\right) V\left(\frac{P_1}{P_0}\right) R_g T_0 \ \ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right)$$

Para este caso particular,

- $P_1 = 8000 \text{ psia} = 551 \text{ bar abs}$
- P₂ = 14,7 psia = 1,01 bar
- P₀ = 14,7 psia = 1,01 bar
- $V = 6 \text{ ft}^3 = 0,170 \text{ m}^3$
- R = 1,987 BTU/lb-mol°R

T₀ = 77 ºF = 537 ºR = 298 K

Sustituyendo en la ecuación:

$$W = \left(1.39 \times 10^{-6} \ \frac{\text{lb-mole lb-TNT}}{\text{ft}^3 \text{ BTU}}\right) (6 \text{ ft}^3) \left(\frac{8000 \text{ psia}}{14.7 \text{ psia}}\right) \left(\frac{1.987 \text{ BTU}}{\text{lb-mol}^\circ \text{R}}\right)$$
$$\times (537^\circ \text{R}) \ln \left(\frac{8000 \text{ psia}}{14.7 \text{ psia}}\right)$$
$$W = 305 \text{ lb TNT} = 138 \text{ kg TNT}$$

La presión en la superficie del recipiente se calcula a partir de la ecuación. (2.2.14)

$$P_{\rm b} = P_{\rm s} \left[1 - \frac{3.5(\gamma - 1)(P_{\rm s} - 1)}{\sqrt{(\gamma T/M)(1 + 5.9P_{\rm s})}} \right]^{-2\gamma/(\gamma - 1)}$$

dónde

P_s es la presión en la superficie del recipiente, 1,01 bar abs

P_b es la presión de rotura del recipiente, 551 bar abs

γ= 1,4

T = 298 ºK

M = 29 g/g-mol

Por una solución de ensayo y error:

 $P_{\rm s} = 10.21$ bar abs = 148.1 psia

Dado que el buque está a nivel, la onda expansiva será hemisférica. La presión escalada es:

$$\overline{P}_{s} = \frac{P_{0}}{P_{a}} = \frac{148 \text{ psia}}{14.7 \text{ psia}} = 10.07$$

De la figura 2.48 y la ecuación. (2.2.7):

$$Z = 1.14 = R/W^{1/3}$$

Dado que W = 13,8 kg TNT, se deduce que R = 2,74 m = 8,99 pies.

El radio del recipiente esférico es:

$$r = 0.782 V^{1/3} = 0.782 (6 \text{ ft}^3)^{1/3} = 1.4 \text{ ft}$$

La "Distancia virtual" que se agregará a las distancias para las evaluaciones de los efectos de la explosión sería 8,99 - 1,4 = 7,59 pies (2,31 m). Por lo tanto, la presión de la explosión a una distancia de 60 pies (18,28 m) desde el centro de la esfera sería evaluada usando una distancia escalada de:

$$Z = (18.28 \text{ m} + 2.31 \text{ m})/(12.7 \text{ kg TNT})^{1/3}$$

0

Z = 8.58

De la Figura 2.48, esto da como resultado una sobrepresión final de 18,38 kPa o 2,67 psia. Sin la distancia virtual, la sobrepresión final es de 3,18 psi.

Todo el procedimiento se implementa fácilmente a través de una hoja de cálculo, como se muestra en la figura 2.66. Esta implementación requiere dos procedimientos de prueba y error. El primero se usa para determinar la presión en la superficie del recipiente y el segundo procedimiento se usa para determinar la sobrepresión final. El usuario debe ajustar manualmente el valor adivinado hasta que el valor recalculado sea idéntico.

Input Data	i:						
Vessel bu	rst pressure		551.43	bar abs		_	•
Distance f	rom vessel o	center:	18.28	m			
Vessel voi	ume:		0.17	m**3			
Final press	sure:		1 01325	har abs			
Heat capa	city ratio		1.01020	<i>bui</i> 455			
Molecular	weight of ga	ie.	29				
Gas tempe	erature.		208	к			
ous tempt	oracoro.		200	N			
Calculated	Results:						
English un	its equivaler	nts of abov	ve data:				•
	Vessel burs	st pressure	e:	8000.02	psia		
	Vessel volu	ime:		6.00	ft**3		
	Final press	ure:		14.7	osia		
	Temperatur	re:		536.4	R		
Energy of	Explosion fr	om Brown	's Equation	1:	3	0.49	Ib TNT
	-				1	3.83	kg TNT
							•
Trial and e	error solution	to determ	nine surfac	e pressure	:		
	Guessed V	alue:	10.21	bar abs	< A	djust	until equal to value immediately below
	Calculated	Value:	10.20937	bar abs		-	
	English Equ	uivalent:	148.12	psia			
	• •						
Trial and e	error solution	n to determ	nine virtual	distance:			
	TNT Mass:		13.83	kg			
	Distance fro	om blast:	2.738	m	< A	djust	to match surface pressure above
	Calculated	Results:					-
	Scaled dist	ance, z:	1.1407	m/kg**(1/	3)		< OK value!
	Overpressu	re Calcula	ation:	(only valie	d for z	> 0.0	674 and z < 40)
	:	a+b*log(z)	:	-0.13717			
		Overpress	sure:	1021.44	kPa		
				148.1886	5 psia		< Must match surface pressure above
Radius of	vessel:		0.43	m			
Virtual dis	tance to add	1:	2.30	m			
Effective d	distance from	n blast:	20.58	m			
Final over	pressure cal	Iculation u	sing effecti	ve distanc	e:		
	TNT Mass:		13.83	kg			
	Distance fro	om blast:	20.58	m			
	0.1.	D					
	Calculated	Results:			~		
	Scaled dist	ance, z:	8.5759	m/kg**(1/	3)		<- OK value!
	0		-**	(anh	d fa		674 and a < 40)
	Overpressu	ure Calcula	ation:	(only vali	a for z	> 0.0	674 and z < 40)
		a+b*log(z)):	1.045885	2		1
	1	Overpress	sure:	18.38	кРа		
	1			2.67	psia		1

Example 2.23: Prugh's Method for Overpressure from a Ruptured Sphere

FIGURE 2.66. Spreadsheet output for Example 2.23: Prugh's method for overpressure from a ruptured sphere.

Ejemplo 2.24: Método de Baker para la sobrepresión de un recipiente roto. Vuelva a trabajar el Ejemplo 2.23 usando el método de Baker.

Solución: Se siguen los pasos enumerados en el texto.

PASO 1: Recopilar datos. Los datos ya están listados en el Ejemplo 2.23.

PASO 2: Calcular la energía de explosión. La ecuación de erosión, Eq. (2.2.11) se utiliza:

$$E = \frac{(551 \text{ bar} - 1.01 \text{ bar})(10^5 \text{ Pa/bar})(0.170 \text{ m}^3)}{1.4 - 1} = 23.4 \text{ MJ}$$

Este resultado debe multiplicarse por 2 para utilizar las curvas de sobrepresión para una voladura abierta.

La energía efectiva es por tanto de 46,9 MJ.

PASO 3: Determine la distancia escalada. De la ecuación. (2.2.15)

$$\overline{R} = r \left(\frac{P_0}{E}\right)^{1/3} = (18.28 \text{ m}) \left[\frac{(1.01 \text{ bar})(10^5 \text{ Pa/bar})(\text{Nm}^{-2}/\text{Pa})}{46.8 \times 10^6 \text{ J}}\right]^{1/3} = 2.37$$

PASO 4: Comprobar si R > 2. Esto se cumple en este caso.

PASO 5: Determine la sobrepresión escalada de la Figura 2.58. El resultado es 0.098.

PASO 6: Ajuste la sobrepresión para efectos de geometría. La tabla 2.24 contiene los multiplicadores para recipientes esféricos. El multiplicador es 1.1. Por tanto, la sobrepresión escalada efectiva es (1,1)(0,098) = 0,108.

PASO 7: Determinar la sobrepresión final. De la definición de la presión escalada,

$$p_s = (0.1085)(1.01 \text{ bar}) = 0.110 \text{ bar} = 1.6 \text{ psi}$$

PASO 8: Comprobar la presión final. En este caso, la presión final es menor que la presión de rotura del recipiente.

Este resultado es algo menor que el valor de 2,57 psi obtenido mediante el método de Prugh.

La solución se implementa fácilmente a través de una hoja de cálculo, como se muestra en la Figura 2.67.

Input Data:	-			_	
Vessel burst pressure:	551.43	bar abs		•	
Distance from vessel center:	18.28	m			
Vessel volume:	0.17	m**3			
Final pressure:	1.01325	bar abs			
Heat capacity ratio:	1.4				
Molecular weight of gas:	29				
Gas temperature:	298	к			
Speed of sound in ambient gas:	340	m/s			
Calculated Results:					
Energy of explosion using Brode's	equation	n for consta	ant volume	expansion	:
Energy of explosion:		23.39	MJ		
TNT equivalent:		4.99	kg TNT		
Effective energy of explosion (x 2)):	46.79	MJ		
Scaled distance:		2.37			
Interpolated scaled overpressure:		0.098591			
Interpolated scaled impulse:		0.021681			
Varial abana		Cabaciaal		Outindrical	
Overser snape.	chooo.	Spherical		Cylindrical	
Corrected accied supervised	snape:	0.4095		1.0	
Corrected scaled overpressure:		0.1085	h	0.1577	h
Actual overpressure:		0.1099	Dar	0.1598	bar
Impulse multiplies for usei -h		1.59	psi	2.32	psi
impulse multiplier for vessel shape	e.	1		1	
Corrected scaled impulse:		0.0217		0.0217	
Actual impulse:		39,64	kPa - ms	39.64	kPa - ms

Example 2.24: Baker's Method for Overpressure from a Ruptured Vessel

FIGURE 2.67. Spreadsheet from Example 2.24: Baker's method for overpressure from a ruptured vessel.

Ejemplo 2.25: Velocidad de Fragmentos de la Ruptura de un recipiente. Un recipiente cilíndrico de 100 kg tiene 0,2 m de diámetro y 2 m de largo. Determine las velocidades iniciales de los fragmentos si el vaso se rompe en dos fragmentos. Los fragmentos representan 3/4 y 1/4 de la masa total del vaso, respectivamente. El recipiente se llena con helio a una temperatura de 300 K, y la presión de rotura del recipiente es de 20,1 MPa.

Para helio,

Relación de capacidad calorífica, y: 1,67

Peso molecular: 4

Solución: Se aplica el procedimiento detallado en el texto.

1. Dado: Número de fragmentos, n = 2

Masa total del buque, M_c = 100 kg

Fracción de masa para cada fragmento:

primer fragmento = 0,75, segundo fragmento = 0,25

Presión interna de rotura del recipiente, P = 20,1 MPa

Volumen del recipiente, V

$$V = \left(\frac{\pi}{4}\right) D^2 L = \frac{3.14}{4} (02 \text{ m})^2 (2.0 \text{ m}) = 0.0628 \text{ m}^3$$

Presión ambiente, P₀ = 0,101 MPa

Temperatura absoluta del gas en el recipiente, T = 300 K

Relación de capacidad calorífica del gas en el recipiente, γ = 1,67

Peso molecular del gas en el recipiente, M = 4

2. Determinar la velocidad del sonido del gas en el recipiente utilizando la ecuación. (2.2.19).

$$\overline{P} = \frac{(P - P_0)V}{M_c a_0^2} = \frac{(20.1 - 0.1) (\times 10^6 \text{ Pa})(0.0628 \text{ m}^3) [(1 \text{ N/m}^2)/\text{Pa}] [(\text{kg m/s}^2)/1 \text{ N}]}{(100 \text{ kg})(1020 \text{ m/s})^2}$$

$$\overline{P} = 0.012$$

3. Determinar la presión escalada usando la ecuación. (2.2.18).

$$\overline{P} = \frac{(P - P_0)V}{M_c a_0^2} = \frac{(20.1 - 0.1) (\times 10^6 \text{ Pa})(0.0628 \text{ m}^3) [(1 \text{ N/m}^2)/\text{Pa}] [(\text{kg m/s}^2)/1 \text{ N}]}{(100 \text{ kg})(1020 \text{ m/s})^2}$$

$$\overline{P} = 0.012$$

4. Determine la velocidad adimensional a partir de la figura 2.61 o la tabla 2.25. Para n =2, la velocidad adimensional de las esferas es 0,079.

5. Determine la corrección de fragmentos desiguales de la figura 2.62. Para fracción de masa = 0,75, K = 1,29 y para fracción de masa = 0,25, K = 0,63.

6. Determinar la velocidad real de cada fragmento usando la ecuación. (2.2.20).

Para el fragmento grande,

$$v_{i} = 0.0793 Ka_{0} = (0.0793)(1.3)(1020 \text{ m/s}) = 104 \text{ m/s}$$

197

Para el pequeño fragmento,

$$v_i = (0.0793)(0.635)(1020 \text{ m/s}) = 51.4 \text{ m/s}$$

El fragmento grande tiene la mayor velocidad, lo que se debe a la corrección de fragmentos desiguales.

Este procedimiento se implementa fácilmente a través de una hoja de cálculo, como se muestra en la Figura 2.68.

La hoja de cálculo debe ejecutarse para cada fragmento; el resultado que se muestra es para el fragmento grande.

Example 2.25:	Velocity of Fragments from a Vessel Rupture	
		٤.

	Input Data:					
	se :		100	kg		
	Total volume of ve	essel:	0,0628	m**3		
	Number of fragme	ents:	2			
	Mass fraction of to	tal for fragme	0.25			
	Pressure of gas wi	ithin vessel:	20.101	MPa		
	Ambient gas press	sure:	0.101	MPa		
	Temperature of ga	as within vess	300	к		
	Heat capacity ratio	o of gas within	vessel:	1.67		
	Molecular weight of	of gas within v	essel:	4		
	Calculated Results	S:				
	Speed of sound of	Speed of sound of gas within vessel:				1
	Adjustment factor	ass:	0.634945			
	Scaled pressure:	Scaled pressure:				
	Dimensionless velocity for various shapes			and numb	ers:	
	<u>n</u>	Spheres	Cylinders			
	2	0.079277	0.038977			
	10	0.088671	0.125189			
	100	0.092694	0.133769			
				Sphere	Cylinder	
	Interpolated dimer	nsionless velo	city for			
	actual	number of frag	ments:	0.079277	0.038977	
	Actual velocity of	fragment:		51.37	25.25	m/s
FIGURE 2.68. rupture.	Spreadsheet outp	ut for Examp	le 2.25: Ve	elocity of f	ragments f	rom a vessel

Ejemplo 2.26: Alcance de un Fragmento en el Aire. El extremo de 100 kg de un tanque que explota sale disparado con una velocidad inicial de 25 m/s. Si el extremo tiene 2 m de diámetro, calcule el alcance de este fragmento. Suponga aire ambiente a 1 atm y 25 ºC.

<u>Solución</u>: Primero se determina la densidad del aire ambiente. Esto se determina usando la ley de los gases ideales.

$$\rho_0 = \frac{PM}{R_g T} = \frac{(1 \text{ atm})(29 \text{ kg/kg} - \text{mole})}{[0.082057 \text{ (m}^3 \text{ atm})/(\text{kg} - \text{mole K})](298 \text{ K})} = 1.19 \text{ kg/m}^3$$

El área de superficie del fragmento es

$$A_{\rm D} = \frac{\pi D^2}{4} = \frac{(3.14)(2 \text{ m})^2}{4} = 3.14 \text{ m}^2$$

Supondremos que el fragmento vuela con el área de toda su cara perpendicular a la dirección de viaje. Otras orientaciones darán como resultado rangos diferentes. En el caso de que la cara del fragmento sea paralela a la dirección de desplazamiento, es posible que el fragmento pueda "frisbee" como resultado de la sustentación generada durante su movimiento.

El coeficiente de arrastre, CD, se determina a partir de la tabla 2.26. Para un fragmento redondo con su cara perpendicular a la dirección de desplazamiento, $C_D = 0,47$.

La velocidad escalada se determina a partir de la ecuación. (2.2.29),

$$\overline{u} = \frac{\rho_0 C_D A_D u^2}{M_f g} = \frac{(1.19 \text{ kg/m}^3)(0.47)(3.14 \text{ m}^2)(25 \text{ m/s})^2}{(100 \text{ kg})(9.8 \text{ m/s}^2)} = 1.12$$

De la Figura 2.63, el rango de fragmentos escalados es

R = 0,81.

El rango real se determina a partir de la ecuación. (2.2.28)

$$r = \frac{M_{\rm f}R}{\rho_0 C_{\rm D} A_{\rm D}} = \frac{(100 \,\rm kg)(0.81)}{(1.19 \,\rm kg/m^3)(0.47)(3.14 \,\rm m^2)} = 46.1 \,\rm m$$

El rango máximo se determina a partir de la ecuación. (2.2.26).

$$r_{\rm max} = \frac{u^2}{g} = \frac{(25 \text{ m/s})^2}{98 \text{ m/s}^2} = 63.8 \text{ m}$$

El cálculo se implementa fácilmente a través de una hoja de cálculo, como se muestra en la Figura 2.69.

Los datos de la Figura 2.63 están contenidos dentro de la hoja de cálculo, pero no se muestran. También se muestra en la salida la distancia máxima alcanzada suponiendo la presencia de ascensor.

Este es el rango máximo para cualquiera de los valores especificados de la relación sustentación-resistencia. Tenga en cuenta que con la elevación es posible exceder el rango máximo y, en algunos casos, el aumento puede ser más del doble del rango máximo.

Input Data:	
Mass of fragment:	100 kg
Initial fragment velocity:	25 m/s
Drag coefficient of fragment:	0.47
Lift to drag ratio:	0
Exposed area of fragment:	3.14 m**2
Temperature of ambient air:	298 K
Pressure of ambient air:	1 atm
Calculated Results:	
Density of ambient air:	1.19 kg/m**3
Scaled velocity of fragment:	1.12

Example 2.26: Range of a Fragment in Air

Interpolated values from figure for various lift to drag ratios:

Lift to drag	Scaled	Range
ratio	Range	(m)
0	0.80622	46.06
0.5	0.816541	46.65
1	0.946952	54.10
3	1.11779	63.87
5	1.309836	74.84
10	0.387583	22.14
30	0.082977	4.74
50	0.050037	2.86
100	0.023483	1.34
Interpolated range:		46.06 m

63.78 m

	Max. possible range (with lift):	74.84 m	1
FIGURE 2.69.	Spreadsheet output for Example 2.2	6: Range of	a fragment in air.

Theoretical max. range (no lift):

2.2.3.4. DISCUSIÓN

Fortalezas y debilidades

La principal ventaja de estos métodos es que se basan principalmente en datos experimentales.

La debilidad es que muchos de los enfoques son de naturaleza empírica y utilizan correlaciones basadas en grupos dimensionales o adimensionales. La extrapolación fuera del rango de correlaciones proporcionadas puede conducir a resultados erróneos. A los efectos de este texto, se puede suponer que el rango de validez es el proporcionado por las figuras y tablas.

Los métodos de energía de explosión suponen que la explosión ocurre desde una fuente puntual, lo que rara vez es el caso en las explosiones reales de equipos de proceso.

Identificación y tratamiento de posibles errores Es muy difícil predecir el número de proyectiles y hacia dónde serán impulsados.

Estos métodos son más adecuados para investigaciones de accidentes, donde se conoce el número, tamaño y ubicación de los fragmentos.

Utilidad

En general, los recipientes de gas a presión no tienen suficiente energía almacenada para representar una amenaza de onda de choque más allá de los límites de la planta. Estas técnicas encuentran una mayor aplicación que implica riesgos internos.

Este tipo de incidentes pueden provocar efectos dominó, especialmente por los efectos de los proyectiles producidos. Muy pocos estudios del CPQRA han incorporado los efectos de los proyectiles de forma cuantitativa.

Recursos

Un ingeniero de procesos debería poder realizar cada tipo de cálculo en unas pocas horas.

Las aplicaciones de hojas de cálculo son útiles.

Códigos informáticos disponibles.

DAMAGE (TNO5 Apeldoorn, The Netherlands) SAFESITE (W. E. Baker Engineering, Inc., San Antonio, TX)

Varios paquetes de análisis integrados contienen capacidad de fragmentos de explosión. Estos incluyen:

QRAWorks (PrimaTech, Columbus, OH) SUPERCHEMS (Arthur D. Little, Cambridge, MA)

2.2.4. BLEVE y bola de fuego

2.2.4.1. FONDO

Objetivo

Esta sección aborda un caso especial de ruptura catastrófica de un recipiente a presión. Una explosión de vapor en expansión de líquido en ebullición (BLEVE) ocurre cuando hay una pérdida

repentina de contención de un recipiente a presión que contiene un líquido o gas licuado sobrecalentado.

Esta sección describe los métodos utilizados para calcular los efectos de la ruptura del vaso y la bola de fuego que resulta si el líquido liberado es inflamable y se enciende.

Filosofía

Un BLEVE es una liberación repentina de una gran masa de líquido sobrecalentado presurizado a la atmósfera. La causa principal suele ser una llama externa que incide en el casco de un recipiente por encima del nivel del líquido, debilitando el recipiente y provocando una ruptura repentina del casco.

Una válvula de alivio de presión no protege contra este modo de falla, ya que es probable que la falla de la carcasa ocurra a una presión inferior a la presión establecida del sistema de alivio. Sin embargo, cabe señalar que un BLEVE puede ocurrir debido a cualquier mecanismo que resulte en una falla repentina de la contención, incluido el impacto de un objeto, corrosión, defectos de fabricación, sobrecalentamiento interno, etc. La falla repentina de la contención permite que el líquido sobrecalentado se flash, normalmente aumentando su volumen más de 200 veces. Esto es suficiente para generar una onda de presión y fragmentos. Si el líquido liberado es inflamable, puede producirse una bola de fuego.

Un tipo especial de BLEVE involucra materiales inflamables, como el GLP. Han ocurrido varios incidentes de este tipo, incluidos San Carlos, España (11 de julio de 1978), Crescent City, Illinois (21 de junio de 1970) y Ciudad de México, México (19 de noviembre de 1984).

Las películas de incidentes BLEVE reales que involucran materiales inflamables (NFPA, 1994) muestran claramente varias etapas del desarrollo de bolas de fuego BLEVE. Al comienzo del incidente, se forma rápidamente una bola de fuego debido a la rápida expulsión de material inflamable debido a la despresurización del recipiente. A esto le sigue un ascenso mucho más lento de la bola de fuego debido a la flotabilidad de los gases calentados.

Los modelos BLEVE y de proyectiles son principalmente empíricos. Varios artículos revisan el modelado BLEVE, incluidos AIChE (1994), Moorehouse y Pritchard (1982),

Mudan (1984), Pitblado (1986) y Prugh (1988).

Solicitud

Los modelos BLEVE suelen ser necesarios para el análisis de riesgos en plantas químicas (p. ej., Rijnmond Public Authority, 1982) y para la investigación de accidentes importantes (p. ej., Ciudad de México,

Pietersen y Huerta, 1985).

2.2.4.2. DESCRIPCIÓN

Descripción de la técnica

El cálculo de las incidencias BLEVE es un procedimiento gradual. El primer paso debe ser la determinación de la presión y los fragmentos, ya que esto se aplica a todos los incidentes BLEVE (ya sean materiales inflamables o no). Para materiales inflamables también se debe considerar la predicción de la intensidad térmica de las bolas de fuego. Para ello es necesario determinar el diámetro y la duración de la bola de fuego.

AIChE (1994) proporciona la referencia más actualizada sobre enfoques de modelado para BLEVE.

Efectos de explosión

Los efectos de la explosión o la presión de los BLEVE suelen ser pequeños, aunque pueden ser importantes en el campo cercano (como el BLEVE de un calentador de agua en una habitación). Estos efectos son de interés principalmente para la predicción de efectos dominó en vasos adyacentes.

Sin embargo, hay excepciones. Algunos BLEVE de grandes cantidades de líquidos no inflamables (como el CO2) pueden provocar liberaciones de energía de toneladas equivalentes de TNT.

La onda expansiva producida por la liberación repentina de un fluido depende de muchos factores (AIChE, 1994). Esto incluye el tipo de fluido liberado, la energía que puede producir al expandirse, la tasa de liberación de energía, la forma del vaso, el tipo de ruptura y la presencia de superficies reflectantes en los alrededores. Los materiales por debajo de su punto de ebullición normal no pueden BLEVE.

Panadero y col. (1983) analizan en detalle la predicción de ondas de presión y proporcionan un problema de muestra en el Capítulo 2 de su libro. TNO (1979) también proporciona un modelo de explosión física, que es utilizado por Pietersen y Huerta (1985) en el análisis del incidente de la Ciudad de México. Prugh (1988) presenta un método para calcular un equivalente de TNT que también incorpora el proceso de vaporización instantánea de la fase líquida además de la fase de vapor originalmente presente.

AIChE (1994) afirma que el efecto de explosión de un BLEVE resulta no sólo de la rápida expansión (flash) del líquido, sino también de la expansión del vapor comprimido en el espacio superior del recipiente. Afirman que, en muchos incidentes, la expansión del vapor en el espacio superior produce la mayoría de los efectos de la explosión.

AIChE (1994) describe un procedimiento desarrollado por Baker et al. (1975) y Tang et al. (1996) para determinar tanto la sobrepresión máxima como el impulso debido a la explosión de recipientes por gas presurizado. Este procedimiento es demasiado detallado para describirlo detalladamente aquí. El método permite estimar la sobrepresión y el impulso debido a las ondas expansivas por rotura de vasos esféricos o cilíndricos situados a nivel del suelo. El método depende de la fase del contenido del recipiente, su punto de ebullición a presión ambiente, su

temperatura crítica y su temperatura real. También se presenta un enfoque para determinar las presiones de explosión en el campo cercano, basado en los resultados de simulaciones numéricas.

Estos métodos son sólo para la predicción de los efectos de la presión.

Fragmentos

La predicción de los efectos de los fragmentos es importante, ya que muchas muertes y efectos de daño dominó son atribuibles a los fragmentos. El método de Baker et al. (1983), pero la Asociación de Ferrocarriles Americanos (AAR) (1972, 1973) y Holden y Reeves (1985) han realizado trabajos específicos sobre los riesgos de fragmentación del BLEVE. La AAR informa que de 113 fallas importantes de tanques cilíndricos horizontales en situaciones de incendio, alrededor del 80% resultaron en fragmentos proyectados.

Los fragmentos no suelen estar distribuidos uniformemente. La dirección axial del vaso recibe más fragmentos que las direcciones laterales. Panadero y col. (1983) analizan en detalle la predicción de fragmentos. La Figura 2.70 proporciona datos sobre el número de fragmentos y el rango de fragmentos, basados en el trabajo de Holden y Reeves (1985). La Figura 2.70 muestra que aproximadamente el 80% de los fragmentos se encuentran dentro de un rango de 300 m (1000 pies). Curiosamente, los BLEVE de buques de GLP más pequeños tienen un historial de mayor rango de fragmentos; una sección final en el incidente del LPG BLEVE en la Ciudad de México viajó 1000 m (3300 pies). El número total de fragmentos es aproximadamente una función del tamaño del vaso. Holden y Reeves (1985) sugieren una correlación basada en siete incidentes, como se muestra en la Figura 2.70.

Number of fragments =
$$-3.77 + 0.0096$$
[Vessel capacity (m³)]
Range of validity: 700–2500 m³ (2.2.31)



FIGURA 2.70. Correlaciones para el rango de fragmentos y el número de fragmentos. (De Hodlen y Reeves, 1985.)

La Figura 2.70 y los datos de la AAR (Association of American Railroads, 1972, 1973) indican que es probable que en cualquier incidente BLEVE haya una pequeña cantidad de fragmentos, independientemente de su tamaño. Los BLEVE suelen producir menos fragmentos que las detonaciones a alta presión (entre 2 y 10 son típicos). Los BLEVE generalmente no desarrollan las altas presiones que conducen a una mayor fragmentación. En cambio, el ablandamiento del metal por la exposición al calor y el adelgazamiento de la pared del vaso produce menos fragmentos.

Normalmente, los tanques de almacenamiento de propano (GLP) están diseñados para una presión de trabajo de 250 psig.

Se espera una presión de rotura normal de cuatro veces la presión de trabajo para recipientes con código ASME, o 1000 psig. Los BLEVE generalmente ocurren debido al impacto de las llamas en la parte no mojada (espacio de vapor) del tanque. Esta área alcanza rápidamente los 1200EF y se debilita lo suficiente como para que el tanque falle a aproximadamente 300-400 psig (Townsend et al., 1974).

Ecuaciones empíricas para el diámetro, duración y altura de las bolas de fuego BLEVE Pitblado (1986) enumera trece correlaciones publicadas y compara los diámetros de las bolas de fuego BLEVE en función de la masa liberada. La fórmula TNO (Pietersen y Huerta, 1985) proporciona un buen ajuste general a los datos observados, pero hay una dispersión sustancial en los datos de origen. Todos los modelos utilizan una correlación de ley de potencia para relacionar el diámetro y la duración del BLEVE con la masa. Las fórmulas útiles para los parámetros físicos del BLEVE son (AIChE, 1994):

Maximum fireball diameter (m):
$$D_{\text{max}} = 5.8 M^{1/3}$$
 (2.2.32)

Duración (s) de la combustión de la bola de fuego:

$$t_{\text{BLEVE}} = 0.45 M^{1/3}$$
 for $M < 30,000 \text{ kg}$ (2.2.33)

$$t_{\text{BLEVE}} = 2.6 \, M^{1/6} \, \text{for} \, M > 30,000 \, \text{kg}$$
 (2.2.34)

Center height of fireball (m):
$$H_{\text{BLEVE}} = 0.75 D_{\text{max}}$$
 (2.2.35)

Initial ground level hemisphere diameter (m):
$$D_{initial} = 1.3D_{max}$$
 (2.2.36)

donde M es la masa inicial de líquido inflamable (kg). Las fórmulas particulares para el diámetro y la duración de la bola de fuego no incluyen el volumen de oxígeno para la combustión. Esto, por supuesto, varía y debería afectar el tamaño de la bola de fuego. El diámetro inicial se utiliza para describir la bola de fuego inicial a nivel del suelo antes de que las fuerzas de flotación la levanten.

Radiación

Cuatro parámetros utilizados para determinar el peligro de radiación térmica de una bola de fuego son la masa de combustible involucrado y el diámetro, la duración y el poder de emisión térmica de la bola de fuego (AIChE, 1994). Luego se calculan los riesgos de radiación utilizando relaciones empíricas.

El problema con una bola de fuego típica de un BLEVE es que la radiación dependerá de la distribución real de las temperaturas de la llama, la composición de los gases en las proximidades de la bola de fuego (incluidos reactivos y productos), la geometría de la bola de fuego, la absorción del radiación de la propia bola de fuego y la relación geométrica del receptor con respecto a la bola de fuego. Todos estos parámetros son difíciles de cuantificar para un BLEVE.

Johnson y cols. (1990) completaron experimentos con bolas de fuego de butano y propano de 1000 a 2000 kg liberadas desde tanques presurizados. Encontraron una radiación emisiva superficial promedio de entre 320 y 375 kw/m2, una duración de bola de fuego de 4,5 a 9,2 sy diámetros de bola de fuego de 56 a 88 m. AIChE (1994) sugiere utilizar una potencia emisiva de 350 kW/m2 para liberaciones a gran escala de combustibles de hidrocarburos, aumentando la potencia a medida que disminuye la escala de la liberación.

El flujo radiativo emisor de cualquier fuente está representado por la ley de Stefan-Boltzmann:

$$E_{\rm max} = \sigma T_{\rm f}^4 \tag{2.2.37}$$

donde Emax es el flujo radiativo máximo (energía/área tiempo); o es la constante de Stefan-Boltzmann (5,67 x 10"11 kW/m2 K4 = 1,71 X 10~9 BTU/hr ft2 0R4); y Tf es la temperatura absoluta de la fuente radiativa (grados).

La ecuación (2.2.37) se aplica sólo a un cuerpo negro y proporciona el flujo máximo de energía radiativa. Para fuentes reales, el poder emisivo viene dado por

$$E = \varepsilon E_{\max} \tag{2.2.38}$$

donde £ es el flujo de energía emisiva (energía/área tiempo) ye es la emisividad (sin unidades).

La emisividad de un radiador de cuerpo negro es la unidad, mientras que la emisividad de una fuente de radiación real suele ser menor que la unidad.

En el caso de las bolas de fuego, se utiliza la ley de Beer para determinar la emisividad (AIChE, 1994).

Esto está representado por la siguiente ecuación:

$$\varepsilon = 1 - e^{-kD} \tag{2.2.39}$$

donde k es un coeficiente de extinción (I/longitud) y D es el diámetro de la bola de fuego (longitud) Hardee et al. (1978) midieron un coeficiente de extinción de 0,18 irf1 en incendios de GNL, pero AIChE (1994) informa que esto predice un poco la radiación de las bolas de fuego.

La radiación térmica generalmente se calcula utilizando el flujo emitido en la superficie, E, en lugar de la ecuación de Stefan-Boltzmann, ya que esta última requiere la temperatura de la llama. Los flujos de energía típicos de los BLEVE (200-350 kW/m2) son mucho más altos que en los incendios en charcos, ya que la llama no produce humo. Roberts (1981) y Hymes (1983) proporcionan un medio para estimar el flujo de calor superficial basándose en la fracción radiativa del calor total de combustión.

$$E = \frac{RMH_{c}}{\pi D_{\max}^{2} t_{BLEVE}}$$
(2.2.40)

dónde

E es el flujo de emisión radiativa (energía/área tiempo)

R es la fracción radiativa del calor de combustión (sin unidades)

M es la masa inicial de combustible en la bola de fuego (masa)

Hc es el calor neto de combustión por unidad de masa (energía/kg)

£)max es el diámetro máximo de la bola de fuego (longitud)

Z-BLEVE es la duración de la bola de fuego (tiempo)

Hymes (1983) sugiere los siguientes valores para R:

0,3 para bolas de fuego procedentes de recipientes que estallan por debajo de la presión establecida de alivio

0,4 para bolas de fuego procedentes de recipientes que estallan a la presión establecida de alivio o por encima de ella.

AIChE (1994) combina la ecuación. (2.2.40) con la ecuación empírica de Robert (1981) para la duración de la fase de combustión de una bola de fuego. Esto da como resultado una ecuación para el flujo de radiación recibido por un receptor, Er, a una distancia L

$$E_{\rm r} = \frac{2.2\tau_{\rm a}RH_{\rm c}M^{2/3}}{4\pi X_{\rm c}^2}$$
(2.2.41)

dónde

Er es el flujo radiativo recibido por el receptor (W/m2)

ra es la transmisividad atmosférica (sin unidades)

R es la fracción radiativa del calor de combustión (sin unidades)

H0 es el calor neto de combustión por unidad de masa (J/kg)

M es la masa inicial de combustible en la bola de fuego (kg)

Xc es la distancia desde el centro de la bola de fuego al receptor (m)

La transmisividad atmosférica, ra, es un factor importante. La radiación térmica es absorbida y dispersada por la atmósfera. Esto provoca una reducción de la radiación recibida en los lugares objetivo. Algunos modelos de radiación térmica ignoran este efecto, asumiendo efectivamente un valor de ra = 1 para la transmisividad. Para longitudes de camino más largas (más de 20 m), donde la absorción podría ser del 20 al 40%, esto dará como resultado una sobreestimación sustancial de la radiación recibida. Simpson (1984) y Pitblado (1986) ofrecen análisis útiles.

Pietersen y Huerta (1985) recomiendan una fórmula de correlación que tiene en cuenta la humedad.

$$\tau_{\rm a} = 2.02 (P_{\rm w} X_{\rm s})^{-0.09} \tag{2.2.42}$$

donde ra es la transmisividad atmosférica (fracción de la energía transmitida: O a 1);

Pw es la presión parcial del agua (Pascales, N/m2); Xs es la distancia del camino desde la superficie de la llama hasta el objetivo (m).

Mudan y Croce (1988) dan una expresión para la presión parcial del agua en función de la humedad relativa y la temperatura del aire.

$$P_{\rm w} = 101325 \,(RH) \exp\left(14.4114 - \frac{5328}{T_{\rm a}}\right) \tag{2.2.43}$$

donde Pw es la presión parcial del agua (Pascales, N/m2); (RH) es la humedad relativa (porcentaje); Ta es la temperatura ambiente (K).

Roberts (1981) presenta una ecuación con base más empírica para el flujo de radiación, quien utilizó los datos de Hasegawa y Sato (1977) para correlacionar el flujo de radiación medido recibido por un receptor a una distancia, L, del centro de la bola de fuego,

$$E_{\rm r} = \frac{8.28 \times 10^5 \, M^{0.771}}{X_c^2} \tag{2.2.44}$$

con variables y unidades idénticas a la ecuación. (2.2.41).

La radiación recibida por un receptor (durante el incidente BLEVE) viene dada por

$$E_{\mathbf{r}} = \tau_a E F_{21} \tag{2.2.45}$$

dónde

Er es el flujo radiativo emisivo recibido por un receptor de cuerpo negro (energía/área tiempo)

ra es la transmisividad (adimensional)

E es el flujo radiativo emitido en la superficie (energía/área tiempo)

F21 es un factor de vista (adimensional)

Como los efectos de un BLEVE se relacionan principalmente con lesiones humanas, se requiere un factor de visión geométrico de una esfera a un receptor. En la situación general, el centro de una bola de fuego tiene una altura, H, sobre el suelo. La distancia L se mide desde un punto en el suelo directamente debajo del centro de la bola de fuego hasta el receptor al nivel del suelo. Para una superficie horizontal, el factor de vista viene dado por

$$F_{21} = \frac{H(D/2)^2}{(L^2 + H^2)^{3/2}}$$
(2.2.45)

donde D es el diámetro de la bola de fuego. Cuando la distancia, L, es mayor que el radio de la bola de fuego, el factor de visión para una superficie vertical se calcula a partir de

$$F_{21} = \frac{L(D/2)^2}{(L^2 + H^2)^{3/2}}$$
(2.2.46)

Los factores de visión más complejos se presentan en el Apéndice A de AIChE (1994). Para un enfoque conservador, se supone un factor de vista de 1.

Una vez calculada la radiación recibida, los efectos se pueden determinar a partir de la Sección 2.3.2.

Diagrama lógico

En la Figura 2.71 se muestra un diagrama lógico que muestra el procedimiento de cálculo. Esto muestra la secuencia de cálculo para la determinación de los efectos de onda de choque, térmicos y de fragmentación de un BLEVE de un material inflamable.



FIGURA 2.71. Diagrama lógico para el cálculo de la intensidad térmica BLEVE en un receptor específico.

Fundamento Teórico

Los modelos BLEVE son una combinación de correlaciones empíricas (para tamaño, duración y fracción radiante) y relaciones más fundamentales (para factor de vista y transmisividad).

Panadero y col. (1983) han realizado un análisis dimensional del diámetro y la duración que se aproxima a una correlación de raíz cúbica. Las correlaciones de fragmentación son empíricas.

Requisitos de entrada y disponibilidad Los modelos BLEVE requieren las propiedades del material (calor de combustión y presión de vapor), la masa del material y la humedad atmosférica. Los modelos de fragmentos son bastante simplistas y requieren volumen del recipiente y presión de vapor. Esta información está fácilmente disponible.

Producción

El resultado de un modelo BLEVE suele ser el nivel y la duración del flujo radiante.

Los efectos de sobrepresión, si son importantes, también se pueden obtener utilizando un procedimiento detallado descrito en otra parte (AIChE, 1994). Se pueden estimar los números y rangos de fragmentos, pero es necesario un enfoque probabilístico para determinar las consecuencias.

Enfoques simplificados

Varios autores utilizan correlaciones simples basadas en modelos más fundamentales. De manera similar, el Health & Safety Executive (1981) utiliza una correlación de ley de potencia para resumir su modelo más fundamental. Considine y Grint (1984) han actualizado esto a

$$r_{50} = 22t^{0.379} M^{0.307}$$
(2.2.48)

donde r5Q es el rango de peligro hasta el 50% de letalidad (m), t es la duración de BLEVE (s) y M es la masa de GLP en BLEVE (toneladas largas = 2200 lb).

Las correlaciones de fragmentos descritas para los contenedores de GLP son enfoques simplificados.

Ejemplo 2.27: Flujo Térmico BLEVE. Calcule el tamaño, la duración y el flujo térmico a una distancia de 200 m de una BLEVE de un tanque aislado de propano de 100 000 kg (200 m³) a 20 °C, 8,2 bar abs (68 °F, 120 psia). La humedad atmosférica corresponde a una presión parcial de agua de 2810 N/m² (0,4 psi). Supone un calor de combustión de 46350 kj/kg.

Solución. La geometría de la BLEVE se calcula a partir de las ecuaciones. (2.2.32)-(2.2.36).

Para una masa inicial, M = 100 000 kg, la geometría de la bola de fuego BLEVE está dada b

$$D_{\text{max}} = 5.8 M^{1/3} = (5.8)(100,000 \text{ kg})^{1/3} = 269 \text{ m}$$

$$t_{\text{BLEVE}} = 2.6 M^{1/6} = (2.6)(100,000 \text{ kg})^{1/6} = 17.7 \text{ s}$$

$$H_{\text{BLEVE}} = 0.75 D_{\text{max}} = (0.75)(269 \text{ m}) = 202 \text{ m}$$

$$D_{\text{initial}} = 1.3 D_{\text{max}} = (1.3)(269 \text{ m}) = 350 \text{ m}$$

Para la fracción de radiación R, suponga un valor de 0,3 (Hymes, 1983; Roberts, 1981).

El flujo emitido en la superficie de la bola de fuego se determina a partir de la ecuación. (2.2.40),

$$E = \frac{RMH_c}{\pi D_{max}^2 t_{BLEVE}} = \frac{(0.3)(100,000 \text{ kg})(46,350 \text{ kJ/kg})}{(3.14)(269 \text{ m})^2(17.7 \text{ s})} = 345 \text{ kJ/m}^2 \text{ s} = 345 \text{ kW/m}^2$$

El factor de visión, suponiendo un objetivo orientado verticalmente, se determina a partir de la ecuación. (2.2.47).

$$F_{21} = \frac{L(D/2)^2}{(L^2 + H_{BLEVE}^2)^{3/2}} = \frac{(200 \text{ m})(269 \text{ m}/2)^2}{\left[(200 \text{ m})^2 + (202 \text{ m})^2\right]^{3/2}} = 0.157$$

La transmisividad de la atmósfera se determina a partir de la ecuación. (2.2.42). Esto requiere un valor, X_s , para la longitud del camino desde la superficie de la bola de fuego hasta el objetivo, como se muestra en la Figura 2.72. Esta longitud de trayectoria es desde la superficie de la bola de fuego hasta el receptor y es igual a la hipotenusa menos el radio de la bola de fuego BLEVE.

Path Length =
$$\sqrt{H_{BLEVE}^2 + L^2} - \frac{D_{max}}{2}$$

= $[(202 \text{ m})^2 + (200 \text{ m})^2]^{1/2} - (0.5)(269 \text{ m}) = 150 \text{ m}$

La transmisividad del aire viene dada por la Ec. (2.2.42),

$$\tau_a = 2.02 (P_w X_s)^{-0.09} = (2.02) [(2810 \text{ Pa})(150 \text{ m})]^{-0.09} = 0.630$$

El flujo recibido en el receptor se calcula utilizando la ecuación. (2.2.45)

$$E_r = \tau_a EF_{21} = (0.630)(345 \text{ kW/m}^2)(0.158) = 34.3 \text{ kW/m}^2$$

Esta radiación recibida es suficiente para causar ampollas en la piel desnuda después de unos segundos de exposición.

Un enfoque alternativo es usar la Ec. (2.2.41) o (2.2.44) para estimar la energía radiativa recibida en el receptor. En este caso X_c es la distancia desde el centro de la bola de fuego hasta el receptor. De la geometría esto está dado por

$$X_{\rm c} = \sqrt{(202 \text{ m})^2 + (200 \text{ m})^2} = 2842 \text{ m}$$

Sustituyendo en la Ec. (2.2.41)

-

$$E_{\rm r} = \frac{2.2\tau_{\rm a}RH_{\rm c}M^{2/3}}{4\pi X_{\rm c}^2} = \frac{22(0.630)(0.3)(46.35 \times 10^6 \text{ J/kg})(100,000 \text{ kg})^{2/3}}{(4)(3.14)(2842 \text{ m})^2}$$

= 40.9 kW/m²



FIGURE 2.72 Geometry for Example 2.27: BLEVE thermal flux.

Que se acerca al valor calculado previamente de 34,2 kW/^{m2}. Usando la Ec. (2.2.44)

$$E_{\rm r} = \frac{8.28 \times 10^5 \, M^{0.771}}{X_{\rm c}^2} = \frac{(8.28 \times 10^5)(100,000 \, \rm kg)^{0.771}}{(284.2 \, \rm m)^2} = 73.4 \, \rm kW/m^2$$

Que es un resultado diferente, más conservador en este caso.

Este problema se implementa fácilmente usando una hoja de cálculo. La salida de la hoja de cálculo se muestra en la Figura 2.73.

Example 2.27: BLEVE Thermal Flux

Input Data:		
initial flammable mass:	100000 k	a > 30 000
Water partial pressure in air:	2810 P	Pascals
Radiation Fraction, R	0.3	
Distance from fireball center on ground:	200 n	n
Heat of Combustion of fuel:	46350 k	J/kg
Calculated Results:		
Maximum fireball diameter:	269.2 n	0
Fireball combustion duration:	17.7 s	
Center height of fireball:	201.9 n	'n
Initial ground level hemisphere diameter:	350.0 n	n
Surface emitted flux:	344.9 k	
Path length:	149.6	-
Transmissivity:	0.630	
Horizontal Vertica	,	
View Factor: 0.16 0.1	5	
Received flux: 34.63 34.3	0 kW/m**2	

FIGURE 2.73. Spreadsheet output for Example 2.27: BLEVE thermal flux.

Ejemplo 2.28: **Fragmentos de explosión de una BLEVE**. Una esfera que contiene 293000 galones de propano (aproximadamente el 60 % de su capacidad) se somete a un fuego que rodea la esfera. Hay una llama similar a una antorcha que incide en la pared por encima del nivel del líquido en el tanque. Ocurre una BLEVE y el tanque se rompe. Se estima que el tanque falla en aproximadamente 350 psig. Estime la liberación de energía de la falla, el número de fragmentos que se espera y el alcance máximo aproximado de los fragmentos. El diámetro interior de la esfera es de 50 ft, el espesor de su pared es de 3/4 inchs y la cubierta está hecha de acero con una densidad de 487 lb_m/ft³. Suponga una temperatura ambiente de 77 ºF y una presión de 1 atm.

Solución. El volumen total de la esfera es

$$V = \frac{\pi D^3}{6} = \frac{(3.14)(50 \text{ ft})^3}{6} = 65,450 \text{ ft}^3 = 1854 \text{ m}^3$$

El volumen de líquido es 0,6 x 65450 ft³ = 39270 ft³. El volumen de vapor es 65450 ft³ - 39 270 ft³ = 26180 ft³. Si asumimos que los efectos de la presión se deben solo al vapor, ignorando cualquier efecto del líquido intermitente, y si asumimos un comportamiento isotérmico y un gas ideal, entonces la energía de explosión se debe solo a la pérdida de contención física (es decir, sin combustión del vapor) está dada por la ecuación. (2.2.12)

$$W = 1.39 \times 10^{-6} V \left(\frac{P_1}{P_0}\right) R_g T_0 \ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right)$$

= 1.39 × 10⁻⁶ (26,180 ft³) $\left(\frac{364.7 \text{ psia}}{14.7 \text{ psia}}\right)$ (537° R) $\left(\frac{1.987 \text{ BTU}}{\text{lb - mole}^{\circ} \text{R}}\right) \ln\left(\frac{364.7 \text{ psia}}{14.7 \text{ psia}}\right)$

W = 3090 lb TNT

El equivalente de TNT podría usarse con la ecuación. (2.2.1) y la Figura 2.48 para determinar la sobrepresión a una distancia específica de la explosión.

El número de fragmentos se estima utilizando la ecuación. (2.2.31).

Número de fragmentos = -3,77 + 0,0096 (capacidad del recipiente, m³) = -3,77 + 0,0096 (1854m3) = 14 fragmentos

El volumen total de la coraza del recipiente de 3/4 de pulgada (0,0625 pies) es

$$V = \frac{\pi}{6} \left(D_2^3 - D_1^3 \right) = \frac{3.14}{6} \left[(50 \text{ ft} + 0.0625 \text{ ft})^3 - (50 \text{ ft})^3 \right] = 246 \text{ ft}^3$$

La masa de recipiente es 246 ft^3 X 487 lb/ ft^3 = 119700 lb. Si esta masa se distribuye uniformemente entre 14 fragmentos, el promedio de cada fragmento es 119700 lb/14 = 8547 lb.

Una estimación rápida de la velocidad inicial de los fragmentos se determina a partir de la ecuación. (2.2.25):

$$u = 2.05 \sqrt{\frac{PD^3}{W}}$$

dónde

u es la velocidad inicial del fragmento (ft/s)

P es la presión de ruptura (psig)

D es el diámetro del fragmento (pulgadas)

W es el peso del fragmento (Ib)

El diámetro promedio del fragmento se estima suponiendo que cada fragmento de caparazón se desmorona en una esfera. Por lo tanto, podemos determinar el diámetro de un fragmento asumiendo una esfera con un área de superficie igual al área de superficie exterior original del fragmento.
La superficie total de la vasija original es

$$A = \pi D^2 = (3.14)(50 \text{ ft})^2 = 7854 \text{ ft}^2$$

El área de la superficie del fragmento es entonces 7850 $ft^2/14 = 561 ft^2$. El diámetro equivalente de una esfera con esta superficie es

$$D = \sqrt{\frac{A}{\pi}} = \sqrt{\frac{561 \text{ ft}^2}{3.14}} = 13.36 \text{ ft} = 160 \text{ in}.$$

Sustituyendo los números proporcionados en la Ec. (2.2.25)

$$u = 2.05 \sqrt{\frac{(350 \text{ psig})(160 \text{ in.})^3}{8557 \text{ lb}}} = 842 \text{ ft/s} = 257 \text{ m/s}$$

El procedimiento de Baker se utiliza para calcular el alcance aproximado de un misil en estas circunstancias.

 $P_0 = 1,19 \text{ kg/m3} = 0,0740 \text{ lbm/ft3}$ (densidad del aire)

M=8557 libras (3866 kg)

 $A_{D} = 561 \text{ ft}_{2} (52, 12 \text{ m2})$

De la Tabla 2.26 seleccione un coeficiente de arrastre para una esfera

$$C_{D} = 0,47$$

Ahora se puede calcular la velocidad inicial escalada en la figura 2.63,

$$\frac{\rho_0 C_{\rm D} A_{\rm D} u^2}{Mg_{\rm c}} = \frac{(0.0740 \, \text{lb}_{\rm m} / \text{ft}^3)(0.47)(561 \, \text{ft}^2)(839 \, \text{ft/s})^2}{(8557 \, \text{lb}_{\rm m})(32.17 \, \text{ft/s}^2)} = 50.4$$

Si se supone que el fragmento es "grueso", es decir,

$$\frac{C_{\rm L}A_{\rm L}}{C_{\rm D}A_{\rm D}} = 0$$

luego de la Figura 2.63, para una velocidad inicial escalada de 50.4

$$\frac{\rho_0 C_{\rm D} A_{\rm D} R}{M} = 4.81$$

Resolviendo para R

$$R = \frac{(4.81)(8547 \text{ lb}_{m})}{(0.0740 \text{ lb}_{m}/\text{ft}^{3})(0.47)(561 \text{ ft}^{2})} = 2106 \text{ ft} = 642 \text{ m}$$

Este es el rango esperado de los fragmentos. Si los fragmentos fueran más planos en lugar de esféricos, entonces el coeficiente de arrastre sería mayor y la distancia resultante sería menor.

La implementación de hoja de cálculo de este ejemplo se proporciona en la Figura 2.74.

Input Data:		
Diameter of sphere:	15.24 m	
Vessel failure pressure:	2514 kPa abs	
Vessel liquid fill fraction:	0.6	
Vessel wall thickness:	1.905 cm	
Vessel wall density:	7800 kg/m**3	
Temperature:	298 K	
Ambient pressure:	101.325 kPa abs	
Drag coefficient of fragment:	0.47	
Lift to drag ratio:	0	
-		
Calculated Results:		
Diameter of sphere:		50.00 ft
Vessel failure pressure:		364.73 psia
Vessel wall thickness:		0.75 in
Vessel wall density:		486.95 lb/ft**3
Temperature:		536.40 R
Total volume of sphere:	1853.33 m**3 =	65447.46 ft**3
Liquid volume:	1112.00 m**3 =	39268.48 ft**3
Vapor volume:	741.33 m**3 =	26178.98 ft**3
Energy of explosion:	1401.70 kg TNT =	3090.18 lb TNT
Number of fragments:	14	
Volume of vessel shell:	6.96 m**3 =	245.74 ft**3
Total mass of vessel:	54278 kg =	119661 lb
Average mass of each fragment;	3877.03 kg =	8547.25 lb
Total surface area of sphere:	729.66 m**2 =	7853.79 ft**2
Surface area for each fragment:	52.12 m**2 =	560.99 ft**2
Average diameter of spherical fragment:	4.07 m =	13.36 ft
Initial velocity of fragment:	256.76 m/s =	842.39 ft/s
Density of ambient air:	1.19 kg/m**3=	0.0740 lb/ft**3
Scaled velocity of fragment:	50.41	

Example 2.28: Blast Fragments from a BLEVE

Interpolated values from figure for various lift to drag ratios:

Lift to drag	Scaled	Range				
ratio	Range	(m)				
0	4.810431	641.99				
0.5	5.299823	707.30				
1	3.964659	529.11				
3	0.77503	103.43				
5	0.490619	65.48				
10	0.238585	31.84				
30	0.079547	10.62				
50	0.051752	6.91				
100	0.023798	3.18				
Interpolated range:		642 m	=	2106	ft	-
Theoretical max. rang	e (no lift):	6727 m	=	22071	ft	
Max. possible range (with lift):	707 m	=	2321	ft	
						-

FIGURE 2.74. Spreadsheet output for Example 2.28: Blast fragments from a BLEVE.

2.2.4.4. DISCUSIÓN

Fortalezas y debilidades

Muchos autores han estudiado las dimensiones y duraciones de BLEVE y la base empírica consiste en varios incidentes bien descritos, así como muchos ensayos de laboratorio más pequeños. El uso de una estimación del flujo emitido en la superficie es la mayor debilidad, ya que no es una propiedad fundamental. Las correlaciones de fragmentos están sujetas a las mismas debilidades analizadas en la Sección 2.2.3.4.

Identificación y Tratamiento de Posibles Errores

Los dos errores potenciales más grandes son la estimación de la masa involucrada y el flujo emitido en la superficie. El flujo emitido en la superficie es un término empírico derivado de la fracción radiante estimada. Si bien esto no tiene una base fundamental, el valor habitual es similar en magnitud (pero mayor) que el utilizado en API 521 para las estimaciones de radiación de las llamaradas de chorro. Un enfoque gráfico simplificado o de correlación es una verificación, pero no permiten diferentes materiales o condiciones atmosféricas.

Utilidad

Los modelos BLEVE requieren cierto cuidado en su aplicación, ya que los errores en el flujo de superficie, el factor de visión o la transmisividad pueden provocar errores importantes. Los cálculos de la zona de riesgo térmico serán iterativos debido al factor de forma y la transmisividad que son funciones de la distancia.

Los modelos de fragmentos que muestran el posible alcance de la fuga de fragmentos y los efectos de los daños son difíciles de utilizar.

Recursos necesarios

Un ingeniero de procesos con cierto conocimiento de los efectos de la radiación térmica podría utilizar los modelos BLEVE con bastante facilidad. Debería permitirse un período de cálculo de medio día a menos que el procedimiento esté informatizado, en cuyo caso es posible un cálculo y una exploración de las sensibilidades mucho más rápidos. Las hojas de cálculo se pueden aplicar fácilmente.

Códigos de computadora disponibles

Varios paquetes de análisis integrados contienen BLEVE y modelado de bolas de fuego. Estos incluyen:

ARCHIE (Environmental Protection Agency, Washington, DC) EFFECTS-2 (TNO, Apeldoorn, The Netherlands) PHAST (DNV3 Houston, TX) QRAWorks (PrimaTech, Columbus, OH) SUPERCHEMS (Arthur D. Little, Cambridge, MA) TRACE (Safer Systems, Westlake Village, CA)

2.2.5. Explosiones confinadas

2.2.5.1. FUNDAMENTOS Objetivo

Las explosiones confinadas en el contexto de esta sección (ver Figura 2.46) incluyen deflagraciones u otras fuentes de reacción química rápida que están confinadas dentro de recipientes y edificios. Las explosiones de polvo y de vapor dentro de recipientes y edificios de baja resistencia son una categoría importante de explosión confinada que se analiza en este capítulo.

Las reacciones de combustión, las descomposiciones térmicas o las reacciones descontroladas dentro de los recipientes y equipos de proceso son la otra categoría importante de explosiones confinadas. En general, es menos probable que una deflagración que ocurre dentro de un edificio o estructura de baja resistencia, como un silo, afecte a la comunidad circundante y es más una amenaza interna debido a las cantidades relativamente pequeñas de combustible y energía involucradas. Las ondas de choque y los proyectiles son las principales amenazas de las explosiones confinadas.

Filosofía

El diseño de recipientes de proceso sujetos a presión interna se trata mediante códigos como el Unfired Pressure Vessel Code (ASME, 1986). Los recipientes pueden diseñarse para contener deflagraciones internas. Las recomendaciones para lograr esto están contenidas en NFPA 69 (1986) y Noronha et al. (1982). El diseño de sistemas de alivio tanto para recintos de baja resistencia como para recipientes de proceso, comúnmente conocidos como "Ventilación de Explosiones", está cubierto por la Guía para Venteo de Deflagraciones (NFPA 68, 1994). Al momento de escribir este artículo, tanto NFPA 68 como NFPA 69 están bajo revisión, con cambios importantes para incluir información actualizada de la norma alemana VDI 3673 (VDI, 1995). Los detalles sobre la nueva actualización de VDI están contenidos en Siwek (1994).

Aplicaciones

Hay pocos CPQRA publicados que consideren las implicaciones de riesgo de estos efectos; sin embargo, el Estudio Canvey (Health & Safety Executive, 1978) consideró los efectos del daño de los misiles en los recipientes de proceso.

2.2.5.2. DESCRIPCIÓN

Descripción de la técnica

La técnica se basa en la determinación de la presión máxima. Cuando esto sea suficiente para provocar la falla del buque, se pueden determinar las consecuencias.

Para la mayoría de los recipientes a presión diseñados según el Código ASME, la presión mínima de rotura es al menos cuatro veces la presión de trabajo máxima permitida (MAWP)

"estampada". Por varias razones (por ejemplo, tolerancia a la corrosión inicial, uso de los siguientes espesores de placa disponibles), las resistencias últimas de los recipientes pueden exceder con creces este valor. TNO (1979) utiliza un valor inferior de 2,5 veces la MAWP, ya que los buques europeos pueden tener un factor de seguridad más bajo. Es posible ser más preciso si se conocen el espesor de la placa, el diámetro del recipiente y el material de construcción. La presión de estallido se puede estimar utilizando la resistencia máxima del material y el 100% de eficiencia de la soldadura en un cálculo de tensión circular.

Es deseable la ayuda de un especialista para esos cálculos. Los tratamientos del estallido y fragmentación de vasos se dan en la Sección 2.2.3.

La explosión de una mezcla inflamable en un recipiente de proceso o en una tubería puede ser una deflagración o una detonación. La detonación es la forma más violenta de combustión, en la que el frente de llama está vinculado a una onda de choque y se mueve a una velocidad mayor que la velocidad del sonido en los gases que no han reaccionado. Ejemplos bien conocidos de mezclas de gas y aire que pueden detonar son el hidrógeno, el acetileno, el etileno y el óxido de etileno. Una deflagración es un proceso de combustión a menor velocidad, con velocidades menores que la velocidad del sonido en el medio sin reaccionar, pero puede sufrir una transición a la detonación. Esta transición ocurre en oleoductos, pero es poco probable en buques o al aire libre.

Las deflagraciones pueden ventilarse porque la tasa de aumento de presión es lo suficientemente baja como para que la apertura de un respiradero dé como resultado una presión máxima más baja. Sin embargo, las detonaciones no pueden ventilarse ya que la presión aumenta tan rápidamente que la abertura del respiradero tendrá un impacto limitado sobre la presión máxima.

Una explosión de polvo suele ser una deflagración. Algunas de las explosiones más destructivas en minas de carbón y elevadores de granos dan fuertes indicaciones de que se estaba cerca de la detonación, pero los esfuerzos por duplicar esos resultados no han sido verificados experimentalmente.

Ciertos factores en la combustión de polvo combustible son únicos y, como resultado, se modelan por separado de los gases.

Deflagraciones. Para mezclas de gases inflamables, Lees (1986) resume el trabajo de Zabetakis (1965) de la Oficina de Minas de Estados Unidos para el aumento máximo de presión como resultado de un cambio en el número de moles y la temperatura.

$$\frac{P_{\max}}{P_1} = \frac{n_2 T_2}{n_1 T_1} = \frac{M_1 T_2}{M_2 T_1}$$
(2.2.49)

donde

P_{max} : es la presión absoluta máxima (fuerza/área)

P₁: es la presión absoluta inicial (fuerza/área)

n: es el número de moles en la fase gaseosa

T: es la temperatura absoluta de la fase gaseosa.

M: es el peso molecular del gas.

1: es el estado inicial

2: es el estado final

La ecuación (2.2.49) proporcionará una respuesta exacta si se conocen la temperatura final y el peso molecular y el gas obedece la ley de los gases ideales. Si no se conoce la temperatura final, entonces se puede utilizar la temperatura de la llama adiabática para proporcionar un límite superior teórico a la presión máxima. La ecuación (2.2.49) predice una presión máxima generalmente mucho más alta que la presión real; siempre se recomienda la determinación experimental.

NFPA 68 (NFPA5 1994) también proporciona una ley cúbica que relaciona la tasa de aumento de presión con el volumen del recipiente en la forma

$$K_{\rm G} \text{ or } K_{\rm St} = V^{1/3} \left(\frac{dP}{dt}\right)_{\rm max}$$
 (2.2.50)

donde K_G es la constante de deflagración característica para los gases y K_{St} es la constante de ventilación característica para los polvos. El subíndice "St" deriva de la palabra alemana para polvo, o Staub. La constante de deflagración no es una propiedad física inherente del material, sino simplemente un artefacto observado del procedimiento experimental. Por lo tanto, diferentes enfoques experimentales, particularmente para polvos, darán como resultado valores diferentes, dependiendo de la composición, la mezcla, la energía de ignición y el volumen, por nombrar algunos. Además, el resultado depende de las características de las partículas de polvo (es decir, tamaño, distribución de tamaño, forma, carácter de la superficie, contenido de humedad, etc.).

El valor (dP/dt)_{max} es la pendiente máxima en los datos de presión versus tiempo obtenidos del procedimiento experimental. Los procedimientos ASTM están disponibles (ASTM, 1992).

Senecal y Beaulieu (1997) proporcionan amplios valores experimentales para K_G y P_{max} . Se proporcionan correlaciones de K_G con la velocidad de la llama, la estequiometría y la temperatura de autoignición del combustible.

El enfoque experimental consiste en producir nomogramas y ecuaciones para calcular el área de ventilación para aliviar una sobrepresión determinada. La guía NFPA 68 (NFPA, 1994) también enumera tablas de datos experimentales para gases, líquidos y polvos que muestran P_{max} y dP/dt.

Los datos experimentales utilizados deben ser representativos del material específico y las condiciones del proceso, siempre que sea posible.

A partir de estos datos experimentales y de las relaciones dadas por Zabetakis, el aumento máximo de presión para la mayoría de las deflagraciones suele ser

 $P_2/P_1 = 8$ para mezclas de hidrocarburos-aire

 $P_2/P_1 = 16$ para mezclas de hidrocarburos y oxígeno

donde P₂ es la presión absoluta final y P1 es la presión absoluta inicial. Algunos analistas de riesgo utilizan valores conservadores de 10 y 20, respectivamente, para estas presiones.

Detonación. Lewis y von Elbe (1987) describen la teoría de la detonación, que puede usarse para predecir la presión máxima y las propiedades de la onda de choque (por ejemplo, velocidad y presión de impulso). Lees (1986) dice que la presión máxima para una detonación en un contenedor inicialmente a presión atmosférica puede ser de unos 20 bar (un aumento de 20 veces).

Esta presión puede ser muchas veces mayor si hay reflexión contra superficies sólidas.

Explosiones de polvo. Bartknecht (1989), Lees (1986) y NFPA 68 (1994) contienen una cantidad considerable de datos de pruebas de explosión de polvo. Los nomogramas de NFPA 68 se pueden utilizar para estimar la presión dentro de un recipiente, siempre que se conozcan las funciones relacionadas de tamaño del respiradero, clase de polvo (St-I, 2 o 3) o KSt, tamaño del recipiente y presión de liberación del respiradero. .

Nomogramas para tres clases de polvo.

St-1 para K_{st} < 200 bar m/s St-2 para 200 < K_{st} < 300 bar m/s St-3 para K_{st} > 300 bar m/s

están disponibles. Además, se proporcionan nomogramas para valores de K_{st} específicos para el rango de 50 a 600 bar m/s. También se proporcionan ecuaciones empíricas que permiten resolver el problema algebraicamente.

En el caso de contenedores de baja resistencia, se pueden hacer estimaciones similares utilizando las ecuaciones descritas por Swift y Epstein (1987).

Si los valores de presión máxima calculados exceden la presión de estallido del recipiente, entonces se deben determinar las consecuencias de la explosión resultante. Como en las Secciones 2.2.3 y 2.2.4, los efectos resultantes son una onda de choque, fragmentos y una nube ardiente.

Aunque la presión a la que el recipiente puede estallar puede estar muy por debajo de la presión máxima que podría haberse desarrollado, con frecuencia se supone de manera conservadora que la energía almacenada liberada como una onda de choque se basa en la presión máxima que podría haberse desarrollado.

En las descomposiciones y detonaciones químicas también se supone frecuentemente que la energía química almacenada disponible se convierte en un equivalente de TNT.

El fenómeno de acumulación de presión es un peligro potencial importante en sistemas con espacios interconectados. La presión desarrollada por una explosión en el Espacio A puede causar un aumento de presión/temperatura en el Espacio B conectado. Esta presión mejorada es ahora el punto de partida para un mayor aumento en la presión de la explosión. Este fenómeno también se ha observado con frecuencia en equipos eléctricos instalados en zonas que utilizan materiales inflamables.

Una pequeña explosión de polvo primario puede tener consecuencias importantes si hay polvo combustible adicional presente. El impacto de la explosión de polvo inicial puede dispersar polvo adicional y provocar una explosión de violencia considerablemente mayor. No es raro ver una reacción en cadena con resultados devastadores.

Diagrama lógico

La lógica del modelado de explosiones confinadas que muestra el procedimiento paso a paso se proporciona en la Figura 2.75.

Fundamentos teóricos

Aunque los fundamentos de la teoría de la combustión y la explosión han evolucionado durante los últimos 100 años, la aplicación detallada a la mayoría de los gases ha sido más reciente. Para moléculas simples, la base teórica es sólida. Para especies más complejas, particularmente polvo y nieblas, el tratamiento es más empírico. Sin embargo, la Oficina de Minas de Estados Unidos (Zabetakis, 1965; Kuchta, 1973), NFPA 68 (NFPA, 1994), VDI3673 (VDI, 1995) y Bartknecht (1989) han reunido buenos datos experimentales. En el Reino Unido y otras partes de Europa se utiliza un enfoque alternativo, como lo describe Schofield (1984).

Requisitos de entrada y disponibilidad

La tecnología requiere datos sobre la resistencia de los contenedores y los parámetros de combustión. Estos últimos suelen estar fácilmente disponibles; los datos sobre el comportamiento de contención son más difíciles.



FIGURA 2.75. Diagrama lógico para análisis de explosiones confinadas.

La presión de rotura del recipiente se puede derivar con precisión sólo con una apreciación completa de la metalurgia del recipiente y su historial operativo; sin embargo, debería ser suficiente para los propósitos de CPQRA consultar los códigos de diseño relevantes y estimar la presión de ruptura en función del factor de seguridad empleado.

Resultados:

Este análisis proporciona efectos de sobrepresión versus distancia y también efectos de proyectil. Utilizando NFPA 68 (NFPA51994), se pueden estimar sobrepresiones para recipientes y edificios ventilados, lo que permite realizar estimaciones de los niveles de daño esperados.

Enfoques simplificados

Las presiones máximas alcanzadas en explosiones confinadas se pueden estimar de la siguiente manera: la deflagración es ocho veces la presión absoluta inicial y la detonación 20 veces, para mezclas de hidrocarburos y aire. Se puede suponer que los recipientes a presión fallan a aproximadamente cuatro veces la presión de trabajo de diseño. En los casos de explosiones de polvo, se pueden utilizar los nomogramas de la NFPA para embarcaciones relativamente fuertes y las ecuaciones de Swift-Epstein modificadas indicadas en NFPA 68 (NFPA, 1994; ver también Swift y Epstein, 1987) para estructuras de baja resistencia (como edificios).

Ejemplo 2.29: Sobrepresión de una Combustión en un Recipiente. El recipiente de 1 m³ clasificado en 1 barg contiene una cantidad estequiométrica de acetileno (C_2H_2) y aire a presión atmosférica y 25 °C. Estime la energía liberada por la combustión y calcule la distancia a la que se puede obtener una sobrepresión de onda de choque de 21 kPa. Suponga una energía de combustión para el acetileno de 301 kcal/gm-mol.

<u>Solución</u>: La combustión estequiométrica de acetileno a presión atmosférica dentro de un recipiente diseñado para 1 barg producirá presiones que excederán la presión de explosión esperada del recipiente.

La combustión estequiométrica del acetileno requiere 2,5 moles de O_2 por mol de acetileno:

$\mathrm{C_2H_2}+2.5\mathrm{O_2} \Rightarrow 2\mathrm{CO_2}+\mathrm{H_2O}$

1 mol de aire contiene 3,76 moles de N2 y 1,0 mol de O2. La composición inicial es C2H2 + 2,5O2 + (2,5)(3,76)N2, lo que da como resultado la siguiente mezcla inicial de gases,

Compuestos	Moles	Fracción mola
C_2H_2	1,0	0,078
O ₂	2,5	0,194
N ₂	9,4	0,728

Total 12,9 1,000

Un recipiente de 1 m3 a 25 ºC contiene

$$(1 \text{ m}^3) \left(\frac{273 \text{ K}}{298 \text{ K}} \right) \left(\frac{1 \text{ gm} \cdot \text{mole}}{0.0224 \text{ m}^3} \right) = 40.90 \text{ gm} \cdot \text{mole}$$

La cantidad de acetileno en este volumen que podría quemarse es

(40.90 gm-mole)(0.078) = 3.19 gm-mole

Por lo tanto, la energía de combustión, Ec, es

$$E_{\rm c} = (3.19 \text{ gm} - \text{mole}) (301 \text{ kcal/gm} - \text{mole}) = 960 \text{ kcal}$$

Dado que 1 kg de TNT equivale a 1120 kcal, entonces el equivalente en masa de TNT = 960/1120 = 0,86 kg TNT. Esto representa el límite superior de la energía. El buque probablemente comenzará a fallar alrededor de los 5 barg. Sin embargo, la tasa de aumento de la presión durante la combustión puede exceder la tasa a la que realmente se deshace el recipiente. La presión efectiva de falla, por lo tanto, está en algún lugar entre la presión a la cual el recipiente comienza a fallar y la presión máxima que se puede obtener de la combustión dentro de un recipiente cerrado. Como en las explosiones físicas (Sección 2.2.3), una fracción de la energía se destina a la formación de ondas de choque.

La suposición más conservadora es suponer que toda la energía de la combustión va a parar a la onda de choque. Así, de la Figura 2.48 para $P_s = 21$ kPa, Z = 7.83. Entonces de la Ec. (2.2.7)

$$R_{\rm g} = Z W^{1/3} = (7.83 \text{ m/kg}^{1/3})(0.86 \text{ kg TNT})^{1/3} = 7.44 \text{ m}$$

La salida de la hoja de cálculo para este ejemplo se muestra en la Figura 2.76.

Example 2.20:	Overstere	from a	Compution	in a	Vaccal	
Example 2.29	Overpressure	from a	Compusiion	in a	vessei	

Input Data:		
Mole fraction of fuel:	0.078	
Molecular weight of fuel:	26	
Volume of vessel:	1	m**3
Energy of combustion of fuel:	301	kcal/gm-mole
Initial temperature:	25	deg. C.
Initial pressure:	0	barg
Calculated Results:		
Total moles in vessel:	40.90	gm-mole
Total moles of fuel:	3.19	gm-mole
Total mass of fuel:	82.94	kg
Total energy of combustion:	960	kcal
Equivalent mass of TNT	0.86	kg of TNT
		-
Distance from blast: 7.44	m	< Trial and error to get desired overpressure
		-
Scaled distance, z: 7.832	m/kg**(1/3	3)
Overpressure Calculation:	(only valid	l for z > 0.0674 and z < 40)
a+b*log(z):	0.992653	
Overpressure:	20.99	kPa
	3.045	psia

FIGURE 2.76. Spreadsheet output for Example 2.29: Overpressure from a combustion in a vessel.

2.2.5.4. DISCUSIÓN

Fortalezas y debilidades

La principal ventaja de estos métodos es que se basan en gran medida en datos experimentales.

Su principal debilidad es frecuentemente la falta de datos, particularmente sobre el polvo. Faltan métodos adecuados para el manejo de mezclas de gases y sistemas híbridos compuestos de polvos y vapores inflamables.

Identificación y tratamiento de posibles errores: Schofield (1984) informa que los experimentos sobre el comportamiento de mezclas inflamables en grandes volúmenes (30 m³ o 1000 pies³) indican que los cálculos de ventilación desarrollados a partir de experimentos a pequeña escala pueden sobredimensionar los respiraderos. La evaluación de la resistencia de los contenedores puede ser una de las principales fuentes de error. Los recipientes suelen ser más resistentes de lo que suponen los factores de seguridad y este factor puede ser conservador en términos de la frecuencia o probabilidad de rotura del vaso, pero, a la inversa, no conservador en términos de calcular las consecuencias de la rotura.

Utilidad

Las técnicas analizadas aquí son sencillas de aplicar y los datos están fácilmente disponibles (siempre que sea aceptable una estimación simplista de la presión de estallido).

Recursos

Un ingeniero de procesos debería poder realizar cada tipo de cálculo en una hora.

Códigos de computadora disponibles

Win Vent (Pred Engineering, Inc., Palm City, FL)

2.2.6. Incendios en la piscina

2.2.6.1. FUNDAMENTOS

Objetivo

Los incendios en piscinas tienden a tener un efecto localizado y son motivo de preocupación principalmente para establecer el potencial de efectos dominó y zonas de seguridad para los empleados, más que de riesgo para la comunidad. Los efectos principales de estos incendios se deben a la radiación térmica de la fuente de la llama. Las cuestiones de espaciamiento entre tanques y plantas, aislamiento térmico, especificaciones de muros cortafuegos, etc., pueden abordarse sobre la base de análisis de consecuencias específicas para una variedad de posibles escenarios de incendio en piscinas.

El drenaje es una consideración importante en la prevención de incendios en piscinas: si el material se drena a un lugar seguro, no es posible que se produzca un incendio en la piscina. Consulte NFPA 30 (NFPA, 1987a) para obtener información adicional. Las consideraciones importantes son que (1) el líquido debe drenarse a un área segura, (2) el líquido debe cubrirse para minimizar la vaporización, (3) el área de drenaje debe estar lo suficientemente lejos de fuentes de fuego por radiación térmica, (4) se debe proporcionar protección adecuada contra incendios, (5) se debe considerar la contención y el drenaje del agua contra incendios y (6) se debe proporcionar detección de fugas.

Filosofía

El modelado de incendios en piscinas está bien desarrollado. Se proporcionan revisiones detalladas y fórmulas sugeridas en Bagster (1986), Considine (1984), Crocker y Napier (1986), Institute of Petroleum (1987), Mudan (1984), Mudan y Croce (1988) y TNO (1979).

Un incendio en una piscina puede ocurrir a través de varios escenarios. Generalmente comienza con la liberación de material inflamable del equipo de proceso. Si el material es líquido y se almacena a una temperatura inferior a su punto de ebullición normal, el líquido se acumulará en una piscina. La geometría de la piscina está dictada por el entorno (es decir, diques), pero es posible una piscina sin restricciones en un área abierta y plana (consulte la Sección 2.1.2), particularmente si la cantidad de líquido derramado es inadecuada para llenar completamente el

área del dique. Si el líquido se almacena bajo una presión superior a su punto de ebullición normal, entonces una fracción del líquido se convertirá en vapor, quedando el líquido sin evaporar para formar un charco en las proximidades de la liberación.

El análisis también debe considerar el recorrido del derrame. ¿Adónde puede llegar el líquido y hasta dónde puede viajar?

Una vez que se ha formado un charco de líquido, se requiere una fuente de ignición. Cada liberación tiene una probabilidad finita de ignición y debe evaluarse. La ignición puede ocurrir a través de la nube de vapor (para líquidos inflamables), con la llama viajando contra el viento a través del vapor para encender la piscina de líquido. Para líquidos almacenados por debajo del punto de ebullición normal sin ignición, la ignición aún puede ocurrir a través del vapor inflamable del líquido que se evapora.

Ambos casos pueden resultar en un incendio repentino inicial debido a la combustión de vapores; esto puede causar riesgos térmicos iniciales.

Una vez que se ha producido una ignición, se produce un incendio y el mecanismo dominante de daño es a través de efectos térmicos, principalmente a través de la transferencia de calor radiante de la llama resultante. Si continúa la liberación de material inflamable del equipo de proceso, también es probable que se produzca un incendio por chorro (consulte la Sección 2.2.7). Si la ignición ocurre al comienzo de la liberación, entonces no hay tiempo suficiente para que el líquido forme un charco y solo se producirá un incendio en chorro.

La determinación de los efectos térmicos depende del tipo de combustible, la geometría de la piscina, la duración del incendio, la ubicación del receptor de radiación con respecto al fuego y el comportamiento térmico del receptor, por nombrar algunos. Todos estos efectos se tratan utilizando modelos separados pero interrelacionados.

Aplicación:

Los modelos de incendio en piscinas se han aplicado a una gran variedad de materiales combustibles e inflamables.

2.2.6.2. **DESCRIPCIÓN**

Descripción de la técnica: modelos de incendios en piscinas

Los modelos de incendios en piscinas se componen de varios submodelos componentes, como se muestra en la Figura 2.77. Aquí se analiza brevemente una selección de ellos:

- tasa de combustión
- tamaño de la piscina
- geometría de la llama, incluyendo altura, inclinación y arrastre
- potencia emitida por la superficie de la llama
- factor de visión geométrico con respecto a la fuente receptora

- transmisividad atmosférica
- flujo térmico recibido

Tasa de combustión:

Para el incendio de piscinas líquidas, la transferencia de calor por radiación y la velocidad de combustión resultante aumentan con el diámetro de la piscina. Para diámetros de piscina superiores a 1 m, domina la transferencia de calor radiante y el factor de visión geométrica de la llama es constante. Por tanto, se espera una tasa de combustión constante. Para diámetros de piscina superiores a 1 m, Burgess et al. (1961) demostraron que la tasa a la que disminuye el nivel del fondo líquido está dada por

$$\dot{y}_{max} = 1.27 \times 10^{-6} \frac{\Delta H_c}{\Delta H^4}$$
 (2.2.51)

donde \hat{y}_{max} es la tasa vertical de disminución del nivel del líquido (m/s), ΔH_c es el calor neto de combustión (energía/masa) y ΔH^* es el calor modificado de vaporización en el punto de ebullición del líquido dado por la ecuación. (2.2.52) (energía/masa). Las velocidades verticales típicas son de 0,7 x 10⁻⁴ m/s (gasolina) a 2 x 10⁻⁴ m/s (GLP).

El calor de vaporización modificado incluye el calor de vaporización, más un ajuste para calentar el líquido desde la temperatura ambiente, Ta, hasta la temperatura del punto de ebullición del líquido, T_{BP}.

$$\Delta H^* = \Delta H_v + \int_{T_*}^{T_{gr}} C_p \, dT \tag{2.2.52}$$

donde ΔH_v es el calor de vaporización del líquido a temperatura ambiente (energía/masa) y C_p es la capacidad calorífica del líquido (energía/masa-grados).

La ecuación (2.2.52) puede modificarse para mezclas o para líquidos como la gasolina, que están compuestos de varios materiales (Mudan y Croce, 1988).



FIGURA 2.77. Diagrama lógico para el cálculo de los efectos de la radiación del incendio de una piscina.



FIGURA 2.77a. Diagrama lógico para el modelo

de radiación de pluma sólido.

FIGURA 2.77b. Diagrama lógico para el modelo

de radiación de fuente puntual.

La velocidad de combustión en masa se determina multiplicando la velocidad de combustión vertical por la densidad del líquido. Si no se dispone de datos de densidad, la tasa de quema masiva de la piscina se estima mediante

$$m_{\rm B} = 1 \times 10^{-3} \, \frac{\Delta H_{\rm c}}{\Delta H^{*}} \tag{2.2.53}$$

donde m_B es la velocidad de combustión masiva (kg/m² s).

La ecuación (2.2.51) se ajusta mejor a los datos experimentales que la ecuación. (2.2.53), por lo que se prefiere el procedimiento que utiliza la velocidad de combustión vertical y la densidad del líquido. Los valores típicos de la velocidad de combustión masiva de hidrocarburos están en el rango de 0,05 kg/m² s (gasolina) a 0,12 kg/m2 s (GLP). Burgess y Zabetakis (1962), Lees (1986), Mudan y Croce (1988) y TNO (1979) proporcionan tabulaciones adicionales para las tasas de quema vertical y masiva.

Las ecuaciones (2.2.51) a (2.2.53) se aplican a incendios por charcos de líquido en tierra. Para incendios en piscinas sobre agua, las ecuaciones son aplicables si el líquido en llamas tiene un punto de ebullición normal muy por encima de la temperatura ambiente. Para líquidos con puntos de ebullición inferiores a la temperatura ambiente, la transferencia de calor entre el líquido y el agua dará como resultado una velocidad de combustión casi tres veces mayor que la tasa de quema en tierra (Mudan y Croce, 1988).

Tamaño de la piscina

En la mayoría de los casos, el tamaño de la piscina está determinado por el tamaño de la liberación y por las barreras físicas locales (por ejemplo, diques, áreas de drenaje inclinadas). Para una fuga continua, en un plano infinito, el diámetro máximo se alcanza cuando el producto de la velocidad de combustión y el área de superficie es igual a la velocidad de fuga.

$$D_{\max} = 2\sqrt{\frac{\dot{V}_{\rm L}}{\pi \dot{y}}}$$
(2.2.54)

donde D_{max} es el diámetro de equilibrio de la piscina (longitud), V_L es la tasa volumétrica de derrame de líquido (volumen/tiempo) e Ý es la tasa de quema de líquido (longitud/tiempo).

La ecuación (2.2.54) supone que la velocidad de combustión es constante y que la transferencia de calor dominante proviene de la llama. Se encuentran disponibles modelos de geometría de quema de piscinas más detallados (Mudan y Croce, 1988).

Normalmente se supone que hay piscinas circulares; Cuando los diques tengan formas cuadradas o rectangulares, se podrá utilizar un diámetro equivalente. Casos especiales incluyen derrames de líquidos criogénicos sobre agua (mayor transferencia de calor) y derrames instantáneos ilimitados (Raj y Kalelkar, 1974).

Altura de la llama

Muchas observaciones de incendios en charcos muestran que existe una relación aproximada entre la altura y el diámetro de la llama. La correlación más conocida para esta relación la proporciona Thomas (1963) para incendios en charcos circulares.

$$\frac{H}{D} = 42 \left(\frac{m_{\rm B}}{\rho_{\rm a} \sqrt{gD}} \right)^{0.61} \tag{2.2.55}$$

donde

H es la altura visible de la llama (m)

D es el diámetro equivalente de la piscina (m)

m_B es la tasa de combustión masiva (kg/m2 s)

 ρ_a es la densidad del aire (1,2 kg/m3 a 200C y 1 atm.)

g es la aceleración de la gravedad (9,81 m/s2)

Bagster (1986) resume reglas generales para las relaciones H/D: Parker (1973) sugiere un valor de 3 y Lees (1994) enumera un valor de 2.

Moorhouse (1982) proporciona una correlación para la altura de la llama basada en pruebas de GNL a gran escala. Esta correlación incluye el efecto del viento sobre la longitud de la llama:

$$\frac{H}{D} = 6.2 \left[\frac{m_{\rm B}}{\rho_{\rm a} \sqrt{gD}} \right]^{0.254} u_{10}^{* -0.044}$$
(2.2.56)

donde u₁₀^{*} es una velocidad del viento adimensional determinada utilizando

$$u_{10}^{*} = \frac{u_{w}}{[(gm_{B}D)/\rho_{v}]^{1/3}}$$
(2.2.57)

donde u_w es la velocidad del viento medida a una altura de 10 m (m/s) y p_v es la densidad del vapor en el punto de ebullición del líquido (kg/m³).

Inclinación y arrastre de llama

Los fuegos de piscina a menudo son inclinados por el viento y, bajo vientos más fuertes, la base de un fuego de piscina puede ser arrastrada a favor del viento. Estos efectos alteran la radiación recibida en los lugares circundantes. Se han publicado varias correlaciones para describir estos dos factores.

La correlación de Welker y Sliepcevich (1966) para la inclinación de la llama se cita con frecuencia, pero la Asociación Americana del Gas (AGA) (1974) y Mudan (1984) señalan malos resultados para los incendios de GNL. El artículo de la AGA propone la siguiente correlación para la inclinación de la llama:

$$\cos \theta = 1 \quad \text{for} \quad u^{\top} \le 1$$

$$\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{u^{\top}}} \quad \text{for} \quad u^{\top} \ge 1$$
(2.2.58)

donde u^{*} es la velocidad del viento adimensional dada por la ecuación. (2.2.57) a una altura de 10 m y θ es el ángulo de inclinación de la llama (grados o radianes).

El arrastre de la llama ocurre cuando el viento empuja la base de la llama a favor del viento desde la piscina, mientras que el borde de la llama a favor del viento y el ancho de la llama permanecen sin cambios. Para fuegos cuadrados y rectangulares, la dimensión de la base aumenta en la dirección del viento. La radiación térmica a favor del viento aumenta porque se reduce la distancia a un receptor a favor del viento. Para las llamas circulares, la forma de la llama cambia de circular a elíptica, lo que resulta en un cambio en el factor de visión y un cambio en los efectos radiativos. Mudan y Croce (1988) proporcionan correlaciones detalladas sobre la resistencia de la llama.

Los análisis de riesgos pueden incluir o ignorar los efectos de inclinación y arrastre. La inclinación de la llama es más importante; El arrastre de llamas es un tema avanzado y muchos modelos de fuego de piscina no incluyen este efecto. A menudo se supone que se trata de un incendio en una piscina vertical (sin inclinar), ya que irradia calor por igual en todas las direcciones. Si una estructura particularmente vulnerable se encuentra cerca y la inclinación de la llama podría afectarla, el CPQRA debe considerar los efectos de la inclinación (tanto hacia como desde el objeto vulnerable) y combinarlos con frecuencias apropiadas que permitan la dirección de la inclinación.

Potencia emitida en superficie

La potencia emitida en la superficie o el flujo de calor radiado se puede calcular a partir de la ecuación de Stefan-Boltzmann. Esto es muy sensible a la temperatura supuesta de la llama, ya que la radiación varía con la temperatura a la cuarta potencia (Perry y Green, 1984). Además, el efecto de oscurecimiento del humo reduce sustancialmente la radiación total emitida integrada sobre toda la superficie de la llama.

Hay dos enfoques disponibles para estimar la potencia emitida en la superficie: los modelos de radiación de fuente puntual y de penacho sólido. La fuente puntual se basa en la tasa total de liberación de energía de combustión, mientras que el modelo de radiación de penacho sólido utiliza flujos térmicos medidos de incendios en charcos de diversos materiales (compilado en TNO, 1979). Ambos métodos incluyen la absorción de humo de la energía irradiada (ese

proceso convierte la radiación en convección). Raj (1977), Mudan (1984) y Considine (1984) dan los flujos emitidos en superficie medidos típicos de los incendios en charcos. Los incendios de GLP y GNL irradian hasta 250 kW/m2 (79.000 Btu/hr-ft2). Los valores superiores para otros incendios de charcos de hidrocarburos se encuentran en el rango de 110 a 170 kW/m2 (35 000 a 54 000 Btu/hr-ft2), pero el oscurecimiento del humo a menudo reduce esto a 20 a 60 kW/m2 (6300 a 19 000 Btu/hr-ft2).).

Para el modelo de fuente puntual, la potencia superficial emitida por unidad de área se estima utilizando el método de fracción de radiación de la siguiente manera:

- 1. Calcule la potencia de combustión total (basada en la velocidad de combustión y el área total de la piscina).
- 2. Multiplique por la fracción de radiación para determinar la potencia total radiada.
- Determine el área de la superficie de la llama (comúnmente use solo el área del lado del cilindro).
- 4. Divida la potencia radiada por la superficie de la llama.

La fracción de radiación de la potencia total de combustión suele oscilar entre 0,15 y 0,35 (Mudan, 1984; TNO, 1979). Ver Tabla 2.27.

Si bien el modelo de fuente puntual proporciona simplicidad, la amplia variabilidad en la fracción de radiación y la incapacidad de predecirla resta valor fundamentalmente a este enfoque.

El modelo de radiación de pluma sólida supone que todo el volumen visible de la llama emite radiación térmica y los gases no visibles no (Mudan y Croce, 1988). El problema de este enfoque es que en los grandes incendios de hidrocarburos se generan grandes cantidades de hollín, que oscurecen la llama radiante del entorno y absorben gran parte de la radiación. Así, a medida que aumenta el diámetro del estanque de fuego, el flujo emitido disminuye. Los valores típicos para la gasolina son 120 kW/m2 para una piscina de 1 m y 20 kW/m² para una piscina de 50 m de diámetro. Para complicar aún más las cosas, la alta turbulencia de la llama hace que la capa de humo se abra ocasionalmente, exponiendo la llama caliente y aumentando el flujo radiativo emitido a los alrededores. Mudan y Croce (1988) sugieren el siguiente modelo para incendios de charcos de hollín de hidrocarburos de alto peso molecular para tener en cuenta este efecto:

$$E_{\rm av} = E_{\rm m} e^{-SD} + E_s (1 - e^{-SD})$$
(2.2.59)

donde

E_{av} es la potencia emisiva media (kW/m²)

E_m es la potencia emisiva máxima de los puntos luminosos (aproximadamente 140 kW/m2)

E_s es la potencia emisiva del humo (aproximadamente 20 kW/m2)

S es un parámetro experimental (0,12 m⁻¹)

D es el diámetro de la piscina (m)

Fuel	Fraction
Hydrogen	0.20
Methane	0.20
Ethylene	0.25
Propane	0.30
Butane	0.30
C ₅ and higher	0.40

TABLA 2.27. La fracción de la energía total convertida en radiación para los hidrocarburos (Mudan y Croce, 1988)

La ecuación (2.2.59) produce una potencia emisiva de 56 kW/m² para una piscina de 10 m y 20 kW/m² para una piscina de 100 m. Esto coincide razonablemente bien con los datos experimentales sobre incendios de gasolina, queroseno y JP-4 (Mudan y Croce, 1988).

El propano, el etano, el GNL y otros materiales de bajo peso molecular no producen llamas con hollín.

Factor de visión geométrico

El factor de visión depende de si se utilizan modelos de radiación de fuente puntual o de pluma sólida.

Para el modelo de fuente puntual, el factor de vista viene dado por

$$F_{\rm P} = \frac{1}{4\pi x^2}$$
(2.260)

donde F_p es el factor de visión de la fuente puntual (longitud⁻²) y x es la distancia desde la fuente puntual al objetivo (longitud).

La ecuación (2.2.60) supone que toda la radiación surge de un solo punto y es recibida por un objeto perpendicular a este. Este factor de visión sólo debe aplicarse a la producción total de calor, no al flujo. Otros factores de vista basados en formas específicas (es decir, cilindros) requieren el uso de flujo térmico y no tienen dimensiones. El factor de visión de la fuente puntual proporciona una estimación razonable del flujo recibido a distancias alejadas de la llama. Para distancias más cercanas, Hamilton y Morgan (1952), Crocker y Napier (1986) y TNO (1979) ofrecen fórmulas o tablas más rigurosas.

Para el modelo de radiación de pluma sólida, los factores de visión se proporcionan en la Figura 2.78 para llamas inclinadas y en la Figura 2.79 para llamas inclinadas. La figura 2.78 requiere una estimación de la altura de la llama respecto del diámetro, mientras que la figura 2.79 requiere una estimación de la inclinación de la llama. Las ecuaciones completas para estas cifras las proporcionan Mudan y Croce (1988).

Ambas figuras proporcionan factores de visión para un receptor a nivel del suelo desde una fuente de radiación representada por un cilindro circular recto. Tenga en cuenta que cerca de la fuente el factor de visión es casi independiente de la altura de la llama ya que el observador está expuesto a la máxima radiación.



FIGURA 2.78. Factores de visión máximos para un receptor a nivel del suelo desde un cilindro circular recto (Mudan y Croce, 1988).



FIGURE 2.79. Maximum view factors for a ground-level receptor from a tilted circular cylinder (Mudan and Croce, 1988).

Flujo térmico recibido

El cálculo del flujo térmico recibido depende del modelo de radiación seleccionado.

Si se selecciona el modelo de fuente puntual, entonces el flujo térmico recibido se determina a partir de la tasa de energía total del proceso de combustión:

$$E_{\rm r} = \tau_{\rm a} Q_{\rm r} F_{\rm p} = \tau_{\rm a} \eta m_{\rm B} \Delta H_{\rm c} A F_{\rm p}$$
(2.2.61)

Si se selecciona el modelo de radiación de pluma sólida, el flujo recibido se basa en correlaciones del flujo emitido en la superficie:

$$E_{\rm r} = \tau_{\rm a} \Delta H_{\rm c} F_{\rm 21} \tag{2.2.62}$$

dónde

Er es el flujo térmico recibido en el objetivo (energía/área)

 τ_a es la transmisividad atmosférica, proporcionada por la ecuación. (2.2.42) (sin unidades)

Qr es la tasa de energía total de la combustión (energía/tiempo)

F_p es el factor de vista de la fuente puntual (longitud⁻²)

 η es la fracción de la energía de combustión irradiada, normalmente de 0,15 a 0,35

m_B es la tasa de quema de masa, proporcionada por la ecuación. (2.2.53) (masa/área-tiempo)

ΔH_c es el calor de combustión del líquido en combustión (energía/masa)

A es el área total de la piscina (longitud2)

F₂₁ es el factor de visión de penacho sólido, proporcionado por las Ecs. (2.2.46) y (2.2.47)

Los valores de la fracción de energía de combustión radiada, rj, se dan en la Tabla 2.27.

Fundamento Teórico

La velocidad de combustión, la altura de la llama, la inclinación de la llama, el poder emisivo de la superficie y la transmisividad atmosférica son factores empíricos, pero bien establecidos. El factor de vista geométrico tiene una sólida base teórica, pero a menudo se emplean ecuaciones más simples o tablas de resumen. La ecuación de Stefan-Boltzmann se utiliza frecuentemente para estimar el flujo superficial de la llama y tiene una sólida base teórica. Sin embargo, no es fácil de utilizar, ya que rara vez se conoce la temperatura de la llama.

Requisitos de entrada y disponibilidad

Se debe definir el tamaño de la piscina, ya sea en base a sistemas de contención locales o en algún modelo para superficie plana. Las tasas de combustión pueden obtenerse a partir de tabulaciones o estimarse a partir de las propiedades físicas del combustible. Las mediciones del flujo emitido en la superficie están disponibles para muchos combustibles comunes o se calculan utilizando fracciones de radiación empíricas o modelos de radiación de llama sólida. Es necesaria una estimación de la humedad atmosférica para la transmisividad. Todos los demás parámetros se pueden calcular.

Resultado

El resultado principal de los modelos de radiación térmica es la radiación térmica recibida en varias ubicaciones objetivo. También se debe estimar la duración de los incendios, ya que afectan los efectos térmicos (Sección 2.3.2).

Enfoques simplificados

Crocker y Napier (1986) proporcionan tablas de zonas de impacto térmico de situaciones comunes de incendios en techos de tanques y estanques de tierra. A partir de estas tablas, se puede estimar que las distancias de separación seguras para las personas respecto de los

incendios de piscinas son de 3 a 5 diámetros de piscina (basado en un impacto térmico "seguro" de 4,7 kW/m²).

2.2.6.3. PROBLEMA DE EJEMPLO

Ejemplo 2.30: **Radiación de un charco en llamas.** Un hidrocarburo líquido de alto peso molecular escapa de una fuga en una tubería a una tasa volumétrica de 0,1 m³/s. Un dique circular de 25 m de diámetro contiene la fuga. Si el líquido se incendia, estime el flujo térmico en un receptor a 50 m del borde del área del dique. Suponga un día sin viento con

50% de humedad relativa. Estime el flujo térmico utilizando la fuente puntual y los modelos de radiación de pluma sólida.

Datos adicionales:

Calor de combustión del líquido: 43700 kj/kg Calor de vaporización del líquido: 300 kj/kg Punto de ebullición del líquido: 363 K Temperatura ambiente: 298 K Densidad del líquido: 730 kg/m³

Capacidad calorífica del líquido (constante): 2,5 kJ/kg-K

<u>Solución</u>: Dado que el combustible es un material de alto peso molecular, se espera una llama con hollín. Las ecuaciones (2.2.51) y (2.2.53) se utilizan para determinar las tasas de combustión vertical y de masa, respectivamente. Estas ecuaciones requieren el calor de vaporización modificado, que se puede calcular usando la ecuación. (2.2.52):

$$\Delta H^* = \Delta H_v + \int_{T_*}^{T_{BF}} C_p dT$$

= 300 kJ/kg + (2.5 kJ/kg K)(363 K - 298 K) = 462 kJ/kg

La velocidad de combustión vertical se determina a partir de la ecuación. (2.2.51):

$$\dot{y}_{\text{max}} = 1.27 \times 10^{-6} \frac{\Delta H_{\text{C}}}{\Delta H^*} = (1.27 \times 10^{-6}) \left(\frac{43,700 \text{ kJ/kg}}{462 \text{ kJ/kg}}\right) = 1.20 \times 10^{-4} \text{ m/s}$$

La tasa de combustión en masa se determina multiplicando la tasa de combustión vertical por la densidad del líquido:

$$m_{\rm B} = \rho \dot{y}_{\rm max} = (730 \text{ kg/m}^3)(1.20 \times 10^{-4} \text{ m/s}) = 0.0876 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$$

El diámetro máximo de la piscina en estado estacionario viene dado por la ecuación. (2.2.54),

$$D_{\text{max}} = 2\sqrt{\frac{\dot{V}_{\text{L}}}{\pi \dot{y}}} = 2\sqrt{\frac{(0.10 \text{ m}^3/\text{s})}{(3.14)(1.20 \times 10^{-4} \text{ m/s})}} = 32.6 \text{ m}$$

Dado que esto es más grande que el diámetro del área del dique, la piscina estará restringida por el dique con un diámetro de 25 m. El área de la piscina es

$$A = \frac{\pi D^2}{4} = \frac{(3.14)(25 \text{ m})^2}{4} = 491 \text{ m}^2$$

La altura de la llama viene dada por la Ec. (2.2.55),

$$\frac{H}{D} = 42 \left(\frac{m_{\rm B}}{\rho_{\star} \sqrt{gD}}\right)^{0.61} = 42 \left[\frac{(0.0876 \text{ kg/m}^2 \text{ s})}{(1.2 \text{ kg/m}^3)\sqrt{(9.81 \text{ m/s}^2)(25 \text{ m})}}\right]^{0.61} = 1.59$$

Por tanto, H= (1,59)(25m) = 39,7m

Modelo de fuente puntual. Este enfoque se basa en representar la liberación total de calor como una fuente puntual. El flujo térmico recibido para el modelo de fuente puntual viene dado por la ecuación. (2.2.61). El cálculo requiere valores para la transmisividad atmosférica y el factor de vista. El factor de vista viene dado por la ecuación. (2.2.60), basado en la geometría mostrada en

Figura 2.80. La fuente puntual está ubicada en el centro de la piscina, a una altura igual a la mitad de la altura de la llama. Esta altura es (39,7 m)/2 = 19,9 m. Del triángulo rectángulo formado,

$$x^{2} = (19.9 \text{ m})^{2} + (25 + 50 \text{ m})^{2} = 6020 \text{ m}^{2}$$

 $x = 77.6 \text{ m}$

Esto representa la longitud del haz desde la fuente puntual hasta el receptor. El factor de vista se determina usando la ecuación. (2.2.60)

$$F_{\rm P} = \frac{1}{4\pi x^2} = \frac{1}{(4)(3.14)(77.6 \text{ m})^2} = 1.32 \times 10^{-5} \text{ m}^{-2}$$



FIGURE 2.80. Geometry of Example 2.30: Radiation from a burning pool.

La transmisividad viene dada por la Ec. (2.2.42) con la presión parcial de agua dada por la Ec. (2.2.43). los resultados son

$$P_{\rm w} = \frac{RH}{100} \exp\left[14.4114 - \frac{5328}{T_{\rm a}}\right] = 0.0156 \text{ atm} = 1580 \text{ Pa at } 298 \text{ K}$$

$$\tau_{\rm a} = 2.02 (P_{\rm w} X_{\rm s})^{-0.09} = (2.02) [(1580 \text{ Pa})(77.6 \text{ m})]^{-0.09} = 0.704$$

El flujo térmico viene dado por la ecuación. (2.2.61), suponiendo un valor conservador de 0,35 para la fracción de energía convertida en radiación.

$$E_{\rm r} = \tau_{\rm a} \eta m_{\rm B} \Delta H_{\rm c} A F_{\rm p}$$

$$E_{\rm r} = (0.704)(0.35)(0.0876 \text{ kg/m}^2 \text{ s})(43,700 \text{ kJ/kg})(491 \text{ m}^2)(1.32 \times 10^{-5} \text{ m}^{-2})$$

$$= 6.11 \text{ kJ/m}^2 \text{ s} = 6.11 \text{ kW/m}^2$$

Modelo de radiación de penacho sólido. El modelo de radiación de pluma sólida comienza con una estimación del flujo radiante en la fuente. Esto viene dado por la Ec. (2.2.59)

$$E_{av} = E_{m}e^{-SD} + E_{S}(1 - e^{-SD})$$

= (140 kW/m²)e^{-(0.12 m⁻¹)(25m)} + (20 kW/m²)][1 - e^{-(0.12 m⁻¹)(25m)}]
= 26.0 kW/m²

La figura 2.78 se usa para determinar el factor de vista geométrico. Esto requiere la relación entre la altura y el radio de la piscina y la distancia adimensional. Como H/D = 1,59, H/R = 2(1,59) = 3,18. La distancia adimensional al receptor es X/R, donde R es el radio de la piscina y X es la distancia del eje de la llama al receptor, es decir, 50 m + 25/2 m = 62,5 m. Así, ^R = 62,5 m/12,5 m = 5 y de la figura 2.78, F21 = 0,068.

La transmisividad atmosférica viene dada por la ecuación. (2.2.42)

$$\tau_{a} = 2.02 (P_{w}X_{s})^{-0.09} = (2.02) [(1580 \text{ Pa})(50 \text{ m})]^{-0.09} = 0.732$$

El flujo radiante en el receptor se determina a partir de la ecuación. (2.2.45)

$$E_{\rm r} = \tau_{\rm a} \Delta H_{\rm c} F_{21} = (0.732)(26.0 \text{ kW/m}^2)(0.068) = 1.3 \text{ kJ/m}^2 \text{ s} = 1.3 \text{ kW/m}^2$$

El resultado del modelo de radiación de pluma sólida es más pequeño que el modelo de fuente puntual. Lo más probable es que esto se deba a la consideración del oscurecimiento de la radiación por el hollín de la llama, una característica que el modelo de fuente puntual no trata directamente. Las diferencias entre los dos modelos pueden ser mayores a una distancia más cercana a la piscina de fuego.

La salida de la hoja de cálculo para este ejemplo se muestra en la Figura 2.81.

Example 2.30: Radiation from a Burning Pool

Input Data:		
Liquid leakage rate:	0.1	m**3/s
Heat of combustion of liquid:	43700	kJ/ka
Heat of vaporization of liquid:	300	kJ/ka
Boiling point of liquid:	363	K
Ambient temperature:	298	ĸ
Liquid density:	730	ka/m**3
Constant heat capacity of liquid:	2.5	kJ/ka-K
Dike diameter:	25	m
Receptor distance from pool:	50	m
Relative humidity	50	%
Radiation efficiency for point source	mode 0.35	
Calculated Results:		
Modified heat of vaporization:	462.5	kJ/kg
Vertical burning rate:	1.20E-04	m/s
Mass burning rate:	0.087598	kg/m**2-s
Maximum pool diameter:	32.57	m
Diameter used in calculation:	25	m
Area of pool:	490.87	m**2
Flame H/D:	1.59	
Flame height:	39.72	m
Partial pressure of water vapor:	1579.95	Ра
Point Source Model:		
Point source height:	19.86	m
Distance to receptor:	77.58	m
View factor:	1.3E-05	m**(-2)
Transmissivity:	0.70	
Thermal flux at receptor:	6.12	kW/m**2
Solid Plume Radiation Model:		
Source emissive power:	25.97	
Distance from flame axis to recepto	r: 62.5	
Flame radius:	12.5	
Flame H/R ratio:	3.18	
Dimensionless distance from flame	axis: 5.00	
Internalisted volues from figures		
intepolated values from ligure.		
Elama View		
H/R Factor		
0.5.0.014709		
1 0.028085		
3 0.0666		
6 0 094514		
U U.U3TU IT		
Interpolated view factor 0	06825	
Transmissivity:	0.732	

	Thermal flux at receptor:	1.30 kW/m	**2
FIGURE 2.81.	Spreadsheet output for Exa	mple 2.30:Radiation fro	om a burning pool.

247

2.2.6.4. DISCUSIÓN

Fortalezas y debilidades

Los incendios en charcos se han estudiado durante muchos años y las ecuaciones empíricas utilizadas en los submodelos están bien validadas. El tratamiento de las llamas humeantes sigue siendo complicado. Una debilidad de los modelos de piscinas es que no se consideran los efectos del impacto de las llamas; Proporcionan flujos de calor sustancialmente mayores que los predichos por los modelos de radiación térmica.

Identificación y tratamiento de posibles errores

El error potencial más grande en el modelado de incendios en charcos lo introduce la estimación del flujo emitido en la superficie. Cuando se utilizan fórmulas predictivas (especialmente las del tipo Stefan-Boltzmann), se deben realizar comprobaciones sencillas de las relaciones entre la energía radiada y la energía total de combustión. Las estimaciones del tamaño de la piscina son importantes y se debe considerar la posibilidad de que los diques u otros medios de contención sean superados por los efectos del impulso del fluido o por la formación de espuma.

Utilidad

Los modelos de incendio en piscinas son relativamente sencillos de usar.

Recursos necesarios

Un ingeniero de procesos capacitado necesitará varias horas para completar manualmente un escenario de incendio en una piscina si todos los datos termodinámicos, fórmulas de factores de vista y datos de humedad necesarios están disponibles.

Códigos de computadora disponibles

DAMAGE (TNO, Apeldoorn, The Netherlands) PHAST (DNV, Houston, TX) QRAWorks (PrimaTech, Columbus, OH) TRACE (Safer Systems, Westlake Village, CA) SUPERCHEMS (Arthur D. Little, Cambridge, MA)

2.2.7. Incendios a reacción

2.2.7.1. FUNDAMENTO

Objetivo

Los incendios por chorro suelen ser el resultado de la combustión de un material a medida que se libera de una unidad de proceso presurizada. La principal preocupación, similar a los incendios en charcos, son los efectos de la radiación local.

Solicitud

La aplicación más común de los modelos de fuego a reacción es la especificación de zonas de exclusión alrededor de las bengalas.

2.2.7.2. DESCRIPCIÓN

Descripción de la técnica

El modelado de incendios en chorro no está tan bien desarrollado como el de los incendios en piscinas, pero se han publicado varias revisiones. El modelado de chorros de agua incorpora muchos mecanismos, similares a los considerados para incendios en piscinas, como se muestra en el diagrama lógico de la Figura 2.82. Bagster (1986) revisa tres enfoques: los de API 521 (1996a), Craven (1972) y Hustad y Sonju (1985). El método API es relativamente simple, mientras que los otros métodos son más mecánicos. Mudan y Croce (1988) proporcionan una revisión más reciente.

El método API (1996) se desarrolló originalmente para el análisis de llamaradas, pero ahora se aplica a los incendios de aviones que surgen de liberaciones accidentales. Los modelos de antorcha se aplican a liberaciones de gas desde boquillas con llamas verticales. En el caso de liberaciones accidentales, el orificio de liberación normalmente no es una boquilla y la llama resultante no siempre es vertical. Para los enfoques de modelado presentados aquí, se asumirá que el orificio de liberación se puede aproximar a una boquilla. La suposición de una llama vertical proporcionará un resultado conservador, ya que la llama vertical proporcionará el mayor flujo de calor radiante en cualquier punto receptor.



FIGURA 2.82. Diagrama lógico para el cálculo de los efectos de la radiación del fuego de aviones.

El método API (1996) se basa en la fracción radiante de la energía total de combustión, que se supone surge de una fuente puntual a lo largo de la trayectoria de la llama del chorro. En API 521 (API, 1996a) se proporciona un gráfico que correlaciona la longitud de la llama con el calor de la llama. La fracción radiante es 0,15 para el hidrógeno, 0,2 para el metano y 0,3 para otros hidrocarburos (de experimentos de laboratorio). Se debe aplicar un factor de modificación adicional de 0,67 para permitir una combustión incompleta.

Mudan y Croce (1988) proporcionan una revisión más detallada y reciente del modelado de llamas de chorro. El método comienza con el cálculo de la altura de la llama. Si definimos el

punto de ruptura del chorro como el punto en la parte inferior de la llama, encima de la boquilla, donde comienza la llama turbulenta, entonces la altura de la llama viene dada para chorros de gas turbulentos que arden en aire en calma por

$$\frac{L}{d_{j}} = \frac{5.3}{C_{T}} \sqrt{\frac{T_{f}/T_{j}}{\alpha_{T}}} \left[C_{T} + (1 - C_{T}) \frac{M_{a}}{M_{f}} \right]$$
(2.2.63)

donde

L es la longitud de la llama turbulenta visible medida desde el punto de ruptura (m)

A- es el diámetro del chorro, es decir, el diámetro físico de la boquilla (m)

 C_T es la concentración de la fracción molar de combustible en una mezcla estequiométrica de combustible y aire. (sin unidades)

 T_F , T_J son la temperatura de la llama adiabática y la temperatura del fluido del chorro, respectivamente (K)

 α_T son los moles de reactivo por mol de producto para una mezcla estequiométrica de combustible y aire (sin unidades)

M_a es el peso molecular del aire (masa/mol)

M_f es el peso molecular del combustible (masa/mol)

Para la mayoría de los combustibles, C_T suele ser mucho menor que 1, α_T es aproximadamente 1 y la relación T_F/T_j varía entre 7 y 9. Estos supuestos se aplican a la ecuación. (2.2.63) dando como resultado la siguiente ecuación simplificada,

$$\frac{L}{d_{\rm j}} = \frac{15}{C_{\rm T}} \sqrt{\frac{M_{\rm a}}{M_{\rm f}}}$$
(2.2.64)

Mudan y Croce (1988) también proporcionan expresiones para la altura de la llama considerando los efectos del viento cruzado.

El flujo radiante recibido por una fuente se determina utilizando un procedimiento similar al método de fuente puntual descrito para incendios en charcos en la Sección (2.2.6.2). Para este caso, el flujo radiante en el receptor se determina a partir de

$$E_r = \tau_a Q_r F_p = \tau_a \eta \dot{m} \Delta H_c F_p \qquad (2.2.65)$$

donde

Er es el flujo radiante en el receptor (energía/área-tiempo)

τ_a es la transmisividad atmosférica (sin unidades)

Q_r es la energía total radiada por la fuente (energía/tiempo)

F_p es el factor de visión de la fuente puntual, proporcionado por la ecuación. (2.2.60) (longitud"2)

 η es la fracción de la energía total convertida en radiación (sin unidades)

m es el caudal másico del combustible (masa/tiempo)

 ΔH_c es la energía de combustión del combustible (energía/masa)

Para este modelo, la fuente puntual está ubicada en el centro de la llama, es decir, a medio camino a lo largo de la línea central de la llama desde el punto de ruptura hasta la punta de la llama, según lo determinado por las Ecs. (2.2.63) o (2.2.64). Se supone que la distancia desde la boquilla hasta el punto de ruptura es despreciable con respecto a la altura total de la llama. La fracción de la energía convertida a la energía radiante se estima utilizando los valores proporcionados en la Tabla 2.27.

Ninguno de los métodos anteriores considera el impacto de la llama. Al evaluar el potencial de efectos dominó en embarcaciones peligrosas adyacentes, las dimensiones de la llama del chorro se pueden utilizar para determinar si es probable que la llama choque. De ser así, los efectos de la transferencia de calor excederán la fracción radiante mencionada anteriormente y se podría transferir una fracción de calor mayor al recipiente impactado.

Fundamentos teóricos

Los modelos para predecir la altura de la llama de chorro son empíricos, pero están bien aceptados y documentados en la literatura. El modelo de radiación de fuente puntual solo se aplica a un receptor ubicado a una distancia de la fuente. Los modelos solo describen llamas de chorro producidas por gases inflamables en aire en reposo; las llamas de chorro producidas por líquidos inflamables o flujos de dos fases no pueden tratarse. La fracción de energía radiante basada empíricamente también es una fuente de error.

$$L = 9.1m^{0.5} \tag{2.2.66}$$

$$W = 0.25L$$
 (2.2.67)

$$r_{s,50} = 1.9t^{0.4}m^{0.47}$$
(2.2.68)

252
donde

L es la longitud de la llama de la antorcha (m)

W es la mitad del ancho cónico de la llama del chorro en la punta de la llama (m)

m es la tasa de liberación de GLP sujeta a 1 < m < 3000 kg/s (kg/s)

r_{s,50} es el rango de peligro lateral hasta 50% de letalidad, sujeto a r > W (m)

t es el tiempo de exposición, sujeto a 10 < t < 300 s (s)

2.2.7.3. PROBLEMA DE EJEMPLO

Ejemplo 2.31: Flujo radiante de un Jet Fire. Se produce un orificio de 25 mm en una tubería grande que provoca una fuga de gas metano puro y una llama. El metano está a una presión manométrica de 100 bar. La fuga ocurre a 2 m del suelo. Determine el flujo de calor radiante en un punto del suelo a 15 m de la llama resultante. La temperatura ambiente es 298 K y la humedad es 50% HR.

Datos adicionales:

Relación de capacidad calorífica, k, para metano: 1,32

Calor de combustión del metano: 50000 kj/kg

Temperatura de llama para metano: 2200 K

<u>Solución</u>: suponga una llama vertical para obtener un resultado conservador y que el orificio de liberación esté representado por una boquilla. La altura de la llama se calcula primero para determinar la ubicación del radiador de fuente puntual. Esto se calcula usando la Ec. (2.2.63)

$$\frac{L}{d_{j}} = \frac{5.3}{C_{T}} \sqrt{\frac{T_{f}/T_{j}}{\alpha_{T}}} \left[C_{T} + (1 - C_{T}) \frac{M_{a}}{M_{f}} \right]$$

La reacción de combustión en el aire es

$$CH_4 + 2O_2 + 7.52N_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O + 7.52N_2$$

Así, $C_T = 1/(1 + 2 + 7,52) = 0,095$, $T_f/T_j = 2200/298 = 7,4$ y $\alpha_T = 1,0$. El peso molecular del aire es 29 y el del metano 16. Sustituyendo en la ecuación. (2.2.63),

$$\frac{L}{d_{\rm i}} = \frac{5.3}{0.095} \sqrt{\frac{7.4}{1.00}} \left[0.095 + (1 - 0.095) \frac{29}{16} \right] = 200$$

Tenga en cuenta que la ecuación. (2.2.64) arroja un valor de 212, que es cercano al valor de 200 producido usando el enfoque más detallado. Dado que el diámetro del chorro que emite es de 25 mm, la longitud de la llama es (200)(25 mm) = 5,00 m.

La figura 2.83 muestra la geometría de la llama del chorro. Dado que la base de la llama está a 2 m del suelo, la fuente puntual de radiación está ubicada a 2 m + (5,00 m)/2 = 4,50 m sobre el suelo.

La tasa de descarga del metano se determina usando la ecuación. (2.1.17) para el flujo ahogado de gas a través de un agujero. Para este caso,



FIGURE 2.83. Geometry for Example 2.31: Radiant flux from a jet fire.

Sustituyendo en la Ec. (2.1.17)

$$\dot{m} = C_{\rm D} A P_1 \sqrt{\frac{kg_c M}{R_g T_1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{(k+1)/(k-1)}}$$

$$= (1.0)(4.91 \times 10^{-4} \text{ m}^2)(100 \times 10^5 \text{ N/m}^2)$$

$$\times \sqrt{\frac{(1.32)(1 \text{ kg m/N s}^2)(16 \text{ kg/kg} - \text{mole})(0.341)}{(0.082057 \text{ m}^3 \text{ atm/kg} - \text{mole K})(298 \text{ K})(101,325 \text{ N/m}^2 \text{ atm})}} = 8.37 \text{ kg/s}$$

De la figura 2.83, la longitud del camino de la radiación es la longitud de la hipotenusa. De este modo,

$$x^{2} = (4.50 \text{ m})^{2} + (15 \text{ m})^{2} = 245 \text{ m}^{2}$$

 $x = 15.7 \text{ m}$

El factor de vista de fuente puntual viene dado por la ecuación. (2.2.60)

$$F_{\rm p} = \frac{1}{4\pi x^2} = \frac{1}{(4)(3.14)(15.7 \text{ m}^2)} = 3.25 \times 10^{-4} \text{ m}^2$$

La transmisividad del aire al 50% de HR se determina utilizando las Ecs. (2.2.42) y (2.2.43). El resultado es $\tau_a = 0,812$. La fracción de la energía total que se convierte en radiación se encuentra en la tabla 2.27. Para el metano esto es η = 0,2. La radiación en el receptor se determina usando la ecuación. (2.2.65)

$$E_r = \tau_a \eta m \Delta H_c F_r$$

= (0.812)(0.2)(8.37 kg/s)(50,000 kJ/kg)(3.25 × 10⁻⁴ m⁻²)
= 22.1 kJ/m² s = 22.1 kW/m²

En la figura 2.84 se muestra una implementación de hoja de cálculo de este problema.

Este ejemplo es un poco irreal porque la llama probablemente se apagará debido a la alta velocidad de salida del chorro. A medida que aumenta la velocidad de flujo del chorro, la llama se mueve corriente abajo a una nueva ubicación donde la velocidad de combustión turbulenta es igual a la velocidad de la llama. A medida que aumenta la velocidad, finalmente se alcanza un punto en el que la ubicación de la quema está tan lejos corriente abajo que la concentración de combustible está por debajo del límite inferior de inflamabilidad debido al arrastre de aire. Mudan y Croce (1988) proporcionan criterios de extinción de llamas.

Example	2.31:	Radiant	Flux from	ıa.	Jet	Fire

Input Data:		
Distance from flame:	15	m
Hole diameter:	25	mm
Leak height above ground:	2	m
Gas pressure:	100	bar gauge
Ambient temperature:	298	К
Relative humidity:	50	%
Heat capacity ratio for gas:	1.32	
Heat of combustion for gas:	50000	kJ/kg
Molecular weight of gas:	16	
Flame temperature:	2200	К
Discharge coefficient for hole:	1	
Ambient pressure:	101325	Pa
Fuel mole fraction at stoichiometric:	0.095	
Moles of reactant per mole of product:	1	
Molecular weight of air:	29	
Fraction of total energy converted:	0.2	
Calculated Results:		
Area of hole:	0.000491	m**2
Gas discharge rate:	8.368	ko/s
L/d ratio for flame:	199.7	
Flame height:	4.99	m
Location of flame center above ground:	4.50	
Radiation path length:	15.66	m
Point source view factor:	0.000325	m**2
Water vapor partial pressure:	1580	Pa
Atmospheric transmissivity:	0.813	
· · ·		
Flux at receptor location:	22.07	<u>kW/m**2</u>

FIGURE 2.84. Spreadsheet for Example 2.31: Radiant flux from a jet fire.

2.2.7.4. DISCUSIÓN

Fortalezas y debilidades

Teóricamente, las llamas de los aviones no se tratan tan bien como los incendios en charcos, pero correlaciones simples como los métodos API o Mudan y Croce (1988) permiten una estimación adecuada del peligro.

Los efectos del impacto de las llamas no se tratan: producen flujos de calor sustancialmente mayores que los predichos por los modelos de radiación térmica. Con este método no se pueden modelar chorros líquidos ni bifásicos. Los modelos de llama de chorro presentados aquí suponen llamas verticales para obtener un resultado conservador.

Identificación y Tratamiento de Posibles Errores

Los modelos de chorro de fuego basados en aproximaciones de radiación de fuentes puntuales darán estimaciones deficientes del flujo térmico cerca del chorro, por lo que se deberían utilizar modelos más mecanicistas. La fracción de energía radiante también es una fuente de error. Los modelos presentados aquí no se aplican si hay viento presente, ver Mudan y Croce (1988).

Recursos necesarios

Un ingeniero de procesos capacitado necesitaría varias horas para completar manualmente un escenario de incendio de un avión si todos los datos termodinámicos, fórmulas de factores de vista y datos de humedad necesarios están disponibles.

Códigos de computadora disponibles

EFFECTS (TNO, Apeldoorn, The Netherlands) PHAST (DNV, Houston, TX) QRAWorks (Primatech, Columbus, OH) SUPERCHEMS (Arthur D. Little, Cambridge, MA) TRACE (Safer Systems, Westlake Village, CA)

Ejemplos de efectos:

Efectos de gases tóxicos

Ejemplo 2.33: Porcentaje de muertes de una relación fija de concentración-tiempo. Determine el porcentaje probable de muertes por una exposición de 20 minutos a 400 ppm de cloro.

Solución: Use la expresión probit para muertes por cloro que se encuentra en la Tabla 2.32:

$$Y = -8.29 + 0.92 \ln(C^2 t_c)$$

Sustituyendo esta expresión,

$$Y = -8.29 + 0.92 \ln(400^2 \times 20) = 5.49$$

Tabla 2.28, Figura 2.88 o Eq. (2.3.2) se usa para convertir probit a porcentajes.

El resultado es 69%.

La salida de la hoja de cálculo para este ejemplo se muestra en la Figura 2.91. La hoja de cálculo se ha generalizado para que el usuario pueda especificar como entrada cualquier forma de ecuación probit general.

Input Data:	
Concentration:	400 ppm
Exposure Time:	20 minutes
Probit Equation:	
k1:	-8.29
k2:	0.92
Exponent:	2
Calculated Results:	
Probit Value:	5.49
Percent:	68.81 %

Example 2.33: Percent Fatalities from a Fixed Concentration-Time Relationship

FIGURE 2.91. Spreadsheet output for Example 2.33: Percent fatalities form a fixed concentration--time relationship.

Ejemplo 2.34: Muertes debido a una nube en movimiento. Una masa fija de gas tóxico ha sido liberada casi instantáneamente desde una unidad de proceso. La suelta se produce de noche con condiciones tranquilas y despejadas. Si el gas obedece la ecuación probit para muertes

$$Y = -17.1 + 1.69 \ln \left(\sum C^{2.75} T\right)$$

donde C tiene unidades de ppm y T tiene unidades de minutos.

a. Prepare una hoja de cálculo para determinar el porcentaje de muertes en un lugar fijo a
 2000 m a favor del viento como resultado de la ráfaga que pasa. Varíe la cantidad total liberada y
 represente gráficamente el porcentaje de muertes frente a la cantidad total liberada.

b. Cambie el exponente de concentración de n = 2,75 a n = 2,50 en la ecuación probit y determine el porcentaje de fatalidades para una liberación de 5 kg. ¿Cómo se compara esto con el resultado anterior?

Datos adicionales:

Peso molecular del gas: 30

Temperatura: 298 K

Presión: 1 atm

Altura de la fuga: Nivel del suelo

Velocidad del viento: 2 m/s

<u>Solución: (a)</u> En la figura 2.92 se muestra un diagrama de la geometría de liberación. El material se libera instantáneamente en el punto de liberación para formar una bocanada, y la bocanada se

mueve a favor del viento hacia el objetivo del receptor. A medida que la bocanada se mueve a favor del viento, se mezcla con el aire fresco.

El enfoque más directo es utilizar un sistema de coordenadas para la bocanada que se fija en el suelo en el punto de liberación. Por lo tanto, la ecuación. (2.1.59) se usa junto con la ecuación. (2.1.58). Dado que la liberación ocurre a nivel del suelo, $H_r = O$, y la ecuación de trabajo resultante es

$$\langle C \rangle(x,0,0,t) = \frac{G^*}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x-ut}{\sigma_x}\right)^2\right]$$

Para un lanzamiento nocturno, con condiciones despejadas y una velocidad del viento de 2 m/s, la clase de estabilidad es F. Así, de la Tabla 2.13 y x = 2000 m a favor del viento.

$$\sigma_x = \sigma_y = 0.02 x^{0.89} = 0.02 (2000 \text{ m})^{0.89} = 17.34 \text{ m}$$

 $\sigma_z = 0.05 x^{0.61} = 5.2 (2000 \text{ m})^{0.61} = 5.2 \text{ m}$



FIGURE 2.92. Geometry for Example 2.34: Fatalities due to a moving puff.

La salida de la hoja de cálculo para este ejemplo se muestra en la Figura 2.93. El enfoque más versátil es diseñar la cuadrícula de celdas de la hoja de cálculo para que se mueva con el centro de la bocanada, en lugar de asignar cada celda a una ubicación fija en el espacio con respecto a la liberación.

Esto reduce el número total de celdas de hoja de cálculo requeridas. La hoja de cálculo incluye 50 celdas a cada lado del centro de la bocanada. Se supone que el ancho de la celda es lo suficientemente pequeño como para que la concentración sea aproximadamente constante dentro de cada celda. El ancho de cada celda se puede variar en la parte superior de la hoja de cálculo para ajustar la distancia total abarcada.

Este valor se puede ajustar para que las células incluyan el perfil completo de concentración de la bocanada que pasa.

La solución rigurosa al problema variaría el tiempo en la parte superior de la hoja de cálculo y rastrearía la concentración en x = 2000 m mientras pasaba la bocanada. Sin embargo, la bocanada tiene un diámetro lo suficientemente pequeño y la bocanada pasa relativamente rápido para que el perfil de concentración no cambie mucho de forma a medida que pasa. Por lo tanto, el

perfil de concentración centrado alrededor de x = 2000 m se puede utilizar para aproximar el perfil de concentración real en función del tiempo.

El procedimiento para este enfoque es

1. Calcule x en cada celda de la cuadrícula (primera columna)

2. Calcule la concentración de la línea central en cada punto utilizando la ecuación. (2.3.6).

3. Calcule $C^{2,75}$ T en cada punto de la cuadrícula. La concentración debe tener unidades de ppm y el tiempo tiene unidades de minutos.

4. Forme la suma $\Sigma C^{2,75}T$.

5. Calcular el probit usando los resultados del paso 4 y la ecuación probit.

6. Convierta el probit a porcentaje.

El resultado de la hoja de cálculo para una liberación de 5 kg se muestra en la Figura 2.93. La figura 2.93 incluye una gráfica de la concentración de bocanada en x = 2000 m cuando la bocanada está centrada en ese punto.

La hoja de cálculo se ejecuta repetidamente utilizando diferentes valores de la cantidad total liberada. El porcentaje de muertes se registra para cada ejecución. Los resultados totales se representan en la figura 2.94. Estos resultados muestran que un cambio relativamente pequeño en la liberación total (de alrededor de 3 a 7 kg) cambia el porcentaje de fatalidades de 3 a 98 por ciento.

(b) Para este caso, la hoja de cálculo se ejecuta con w = 2.50 con una liberación total de 5 kg. El porcentaje de muertes en este caso es del 48,3%. Por lo tanto, un pequeño cambio en el exponente del probit da como resultado un gran cambio en los efectos. La distancia fija a favor del viento con un 10 % de muertes cambia de 2912 m a 2310 m con un cambio en n de 2,75 a 2,50.

Example 2.34: Fatalities Due to a Moving Puff



Tables for Dispersion Calculation:

Distance	Dietoneo	Disposio		Contorlino		
aom	Distance	Dispersio	n Coen.	Centenine	-	
Center	Downwind	Sigma y	Sigma z	Conc.	Conc.	Causative
(m)	(m)	(m)	(m)	mg/m^3	ppm	Variable
-75	1925	16.8	5.0	0.020022	0.0	0.0
-73.5	1926.5	16.8	5.0	0.030113	0.0	0.0
-72	1928	16.8	5.0	0.04488	0.0	0.0
-70.5	1929.5	16.8	5.0	0.066284	0.1	0.0
-69	1931	16.8	5.1	0.097014	0.1	0.0
-67.5	1932.5	16.8	5.1	0.140718	0.1	0.0
-66	1934	16.8	5.1	0.202287	0.2	0.0
-64.5	1935.5	16.8	5.1	0.288208	0.2	0.0
-63	1937	16.8	5.1	0.406986	0.3	0.0
-61.5	1938.5	16.9	5.1	0.569645	0.5	0.0
-60	1 94 0	16. 9	5.1	0.790307	0.6	0.0
-58.5	1941.5	16.9	5.1	1.086849	0.9	0.0
-57	1943	16.9	5.1	1.48163	1.2	0.0
-55.5	1944.5	16.9	5.1	2.002272	1.6	0.0
-54	1946	16.9	5.1	2.682467	2.2	0.1

FIGURE 2.93. Spreadsheet output for Example 2.34: Fatalities due to a moving puff.

Efectos Térmicos

Ejemplo 2.35: Estimación de flujo térmico basada en un 50 % de muertes. Determine el flujo térmico necesario para causar el 50% de muertes por 10 y 100 s de exposición.

<u>Solución</u>: De la figura 2.95, los niveles de flujo correspondientes al 50 % de muertes durante 10 y 100 s son 90 y 14 kW/m², respectivamente. Utilizando el método probit de Eisenberg, la Ec. (2.3.7) se reordena para resolver la intensidad de radiación térmica I:

$$I = \left[\frac{10^4 \exp[(Y + 14.9)/2.56]}{t}\right]^{3/4}$$

Para 50% de fatalidad, la variable probit, Y = 5.0 (Cuadro 2.28)

For
$$t = 10$$
 s, $I = 61$ kW/m²
For $t = 100$ s, $I = 11$ kW/m²

Estos resultados difieren de los de la Figura 2.95 en aproximadamente un 30%. Es poco probable que se pueda lograr una precisión mucho mayor. Este ejemplo demuestra la importancia de la duración de la exposición, especialmente para incidentes de corta duración como BLEVE (del orden de 10-20 s). Un criterio fijo, adecuado para exposiciones prolongadas, puede ser inapropiado para tales incidentes.

La salida de la hoja de cálculo para este problema se proporciona en la figura 2.96. Los datos de la Figura 2.95 han sido digitalizados y están incluidos en la hoja de cálculo. La hoja de cálculo determinará el flujo térmico en función del tiempo de exposición especificado y el porcentaje de muertes.

Example 2.35: Thermal Flux Estimat	le	-	
Input Data:			
Exposure time:	10	seconds	
Percent Fatalities:	50	%	
Calculated Results:			
Thermal Flux Estimate for:			
Significant injury threshold	i:	21.55	kW/m**2
Percent Fatalities:	1	38.00	kW/m**2
	50	85.16	kW/m**2
	100	131.47	kW/m**2
Interpolated Flux for Specified Perce	ent:	85.16	kW/m**2
Thermal Flux Estimate Based on Eis Probit:	enber	g Fatality F 5.00	Probit:
Thermal Flux:		60.53	kW/m**2

FIGURE 2.96. Spreadsheet output for Example 2.35: Thermal flux estimate based on 50% fatalities.

Ejemplo 2.36: Fatalidades debidas al flujo térmico de una bola de fuego BLEVE. Estimar las fatalidades por flujo térmico de una BLEVE con base en la liberación de 39000 kg de material inflamable. Suponga que 400 trabajadores se distribuyen uniformemente desde una distancia de 75 m a 1000 m desde la ubicación en el suelo del centro de la bola de fuego.

<u>Solución</u>: El flujo radiante incidente de una bola de fuego BLEVE se estima utilizando la ecuación. (2.2.44) y la duración de la bola de fuego se estima a partir de la ecuación. (2.2.34). La altura del centro de la bola de fuego, JFfBLEVE, viene dada por la ecuación. (2.2.35). La solución supondrá que la bola de fuego permanece fija a la altura del centro de la bola de fuego durante toda la duración de la exposición. La distancia del receptor desde la altura del centro de la bola de fuego hasta el receptor se da a partir de la geometría como

Receptor Distance = $\sqrt{H_{BLEVE}^2 + L^2}$

donde L es la distancia en el suelo desde el centro de la bola de fuego.

La ecuación probit para muertes por bolas de fuego viene dada por la ecuación. (2.3.7).

El procedimiento consiste en dividir la distancia de 75 a 1000 m en un número de pequeñas conchas de igual espesor. Suponga que el espesor de la capa es lo suficientemente pequeño como para que el flujo térmico incidente en el centro de cada celda sea aproximadamente constante en todo el espesor de la celda. El procedimiento en cada capa es el siguiente:

- 1. Calcule la distancia desde el punto cero hasta el centro del caparazón actual.
- 2. Calcule la distancia del receptor desde el centro de la bola de fuego hasta el caparazón actual.
- 3. Calcule el flujo de calor incidente en el centro de la capa usando la ecuación. (2.2.44).
- 4. Calcule el probit de fatalidad utilizando la ecuación. (2.3.7).
- 5. Convierta el probit a un porcentaje usando la ecuación. (2.3.2).
- 6. Calcula el área total del caparazón.
- 7. Determine el número total de trabajadores en el caparazón.

8. Multiplique el número total de trabajadores por el porcentaje de muertes para determinar el total de muertes.

9. Sume las muertes en todos los caparazones para determinar el total.

El resultado de la solución de hoja de cálculo se muestra en la Figura 2.97. Se prevé un total de 16,2 muertes. Se seleccionó un tamaño de proyectil de 5 m de espesor, con un total de 185 proyectiles. Los resultados son esencialmente independientes de este valor. Las víctimas mortales descienden a cero a unos 270 m de la BLEVE.

Input Data	:							
Total peop	le:	400						
Inner radiu	IS:	75	m					
Outer radi	us:	1000	m					
Total flam	nable:	39000	kg					
Distance in	ncrement:	5	m					
Calculated	Results:							
Total Fata	lities:	16.2						
Total Area	:	3122338	m**2					
People/m*	*2:	0.000128						
Total incre	ments:	185						
Time durai	tion:	15.14	8					
Max. fireba	all diam.:	196.69	m					
Height of f	ireball:	147.52	m					
Ground	Receptor	Heat						
Distance	Distance	Flux			Area	People	People	Cumulative
m	m	kW/m^2	Probit	Percent	m**2	in area	Fatalities	People
77.5	166.64	103.32	7.89	99.81	2434.73	0.31	0.31	0.3
82.5	169.02	100.43	7.79	99.74	2591.81	0.33	0.33	0.6
87.5	171.52	97.53	7.69	99.64	2748.89	0.35	0.35	1.0
92.5	174.12	94.63	7.59	99.52	2905.97	0.37	0.37	1.4
97.5	176.83	91.76	7.48	99.35	3063.05	0.39	0.39	1.8
102.5	179.63	88.91	7.37	99.12	3220.13	0.41	0.41	2.2
107.5	182.53	86.11	7.27	98.83	3377.21	0.43	0.43	2.6
112.5	185.52	83.36	7.15	98.44	3534.29	0.45	0.45	3.1
117.5	188.59	80.66	7.04	97.94	3691.37	0.47	0.46	3.5
122.5	191.75	78.03	6.93	97.31	3848.45	0.49	0.48	4.0
127.5	194.98	75.47	6.81	96.52	4005.53	0.51	0.50	4.5
132.5	198.29	72.97	6.70	95.54	4162.6 1	0.53	0.51	5.1
137.5	201.66	70.55	6.58	94.35	4319.69	0.55	0.52	5.6
142.5	205.10	68.20	6.47	92.91	4476.77	0.57	0.53	6.2
147.5	208.61	65.93	6.35	91.21	4633.85	0.59	0.54	6.8
152.5	212.17	63.73	6.24	89.21	4790.93	0.61	0.55	7.4
157.5	215.80	61.61	6.12	86.92	4948.0 1	0.63	0.55	8.0
162.5	219.47	59.56	6.01	84.31	5105.09	0.65	0.55	8.7
167.5	223.20	57.5 9	5.89	81.38	5262.17	0.67	0.55	9.4
172.5	226.98	55.69	5.78	78.16	5419.25	0.69	0.54	10.1

Example 2.36: Fatalities due to Thermal Flux from BLEVE Fireball

FIGURE 2.97. Spreadsheet output for Example 2.36: Fatalities due to thermal flux from a BLEVE fireball.

Efectos de explosión

Ejemplo 2.37: Rango de 3 psi para una explosión de TNT. Se detonan 100 kg de TNT. Determine la distancia al límite de 3 psi para estructuras y 50 % de fatalidades.

<u>Solución</u>: La solución es por ensayo y error. El procedimiento para determinar la sobrepresión del chorro se describe en la Sección 2.2.1 (ver Ejemplo 2.19). El procedimiento es el siguiente:

1. Estime una distancia.

2. Calcule la distancia escalada usando la ecuación. (2.2.7).

3. Utilice la figura 2.48 o las ecuaciones de la tabla 2.17 para determinar la sobrepresión.

4. Compruebe si la sobrepresión está cerca de 3 psi.

Se repite el procedimiento hasta obtener una sobrepresión de 3 psi. El resultado es 36,7m.

En la figura 2.98 se proporciona una implementación de hoja de cálculo de este problema.

Example 2.37: 3 psi Range for	a TNT Blast	
Input Data:		
Mass of TNT:	100 kg	
Calculated Results:		
Trial and Error Solution for 3 ps	i range:	
Guessed distance:	36.72 m	Trial and Error to get pressure!
Scaled distance, z: 7.9111	m/kg**(1/3)	
Overpressure Calculation:	(only valid for z >	0.0674 and z < 40)
a+b*log(z):	0.9985635	
Overpressure:	20.68 kPa	
	3.0002715 psia	< Must be 3 psi.

FIGURE 2.98. Spreadsheet output for Example 2.37: 3 psi range for a TNT blast.

Acciones evasivas

Ejemplo 2.38: Estimación de la falla de evacuación. Suponga que el centro de población más cercano a una planta industrial está a 1 milla a favor del viento. Suponga también que la densidad de población es de 2000 personas por milla cuadrada y que el peor escenario posible de liberación accidental ocurre con una velocidad del viento de 1 mph y que se debe evacuar un área de 5 millas cuadradas.

¿Qué fracción de la población no sería evacuada con éxito?

Solución. La Figura 2.99 se usa para determinar la tasa de falla. Los parámetros requeridos son

A = 5 square miles Warning time = 1 hr (1 mile divided by 1 mile per hour wind speed). D = 2000 people/square mile $A^{0.33}D^{0.40} = (1.71)(20.9) = 35.6$

De la Figura 2.99, para un tiempo de advertencia de 1 hora, se estima que la falla de evacuación es del 58 %.

En la figura 2.100 se muestra una implementación de hoja de cálculo de este problema.

ł

Example 2.38: Estimatio	n of Evacuation Failure
Total Area: Population density: Warning time:	5 Square miles 2000 People/square mile 1 Hour
Calculated Results:	35.57
Data table for interpolation	n:
A**0 33 * D**0	Evacuation

A**0.33 * D**0.4	Failure %
3	0.229343
10	16.94938
30	55.51216
100	83.28121

Percentage o	f people no	t evacuated	in warning ti	me:	57.7	%
						استعد

FIGURE 2.100. Spreadsheet output for Example 2.38: Estimation of evacuation failure.