

Capítulo 11

Métodos Térmicos

Os métodos térmicos, particularmente a unidade a vapor e a imersão a vapor, são os processos de recuperação aprimorada de óleo (EOR) mais bem-sucedidos. Eles são certamente os mais maduros. No [Capítulo 1](#), vimos que os métodos de vapor atualmente respondem por aproximadamente metade da EOR nos Estados Unidos. A inundação térmica é um sucesso comercial há quase 50 anos. Neste capítulo, exploramos as razões desse sucesso.

Apesar do sucesso - bilhões de barris foram recuperados por este tipo de EOR - ainda mais petróleo de difícil recuperação permanece. Meyer e Attanasi (2003) relatam que os recursos recuperáveis de óleo pesado e betume são quase 1.000 bilhões de barris, ou aproximadamente o dobro da quantidade de óleo leve recuperável. Muito dessa meta está além dos limites da tecnologia atual; portanto, os métodos térmicos estão em constante evolução para atender a esses desafios. Este capítulo aborda essas novas tecnologias.

Não podemos dar mais do que uma visão geral desses processos complexos e cientificamente interessantes. Vários textos (White e Moss 1983; Burger et al. 1985; Boberg 1988; Butler 1997) e uma monografia (Prats 1982) estão disponíveis apenas sobre a inundação térmica. Existem também tratamentos extensivos em textos de engenharia de reservatórios (Gates 2011). Nossa intenção é aplicar as bases gêmeas desse comportamento de fase de texto e da teoria do fluxo fracionário - aos métodos térmicos em alguns detalhes. Além disso, lidamos com o importante tópico auxiliar da perda de calor.

Este capítulo está organizado de forma diferente dos outros, em parte devido aos muitos processos diferentes disponíveis. Começamos com uma discussão sobre a redução da viscosidade, seguida por uma visão geral dos vários processos. A maior parte do capítulo concentra-se na massa e

transferência de calor especificamente dirigida a métodos térmicos. Esta seção pode constituir um tratamento de transferência de calor em geral porque virtualmente todas as formas de transferência de energia ocorrem em processos térmicos. O capítulo termina voltando a discutir os processos específicos.

Os métodos térmicos contam com vários mecanismos de deslocamento para recuperar o óleo, mas o mais importante é a redução da viscosidade do petróleo bruto com o aumento da temperatura. Podemos desenhar várias importantes conclusões de [Fig. 11.1](#), um gráfico de viscosidade cinemática bruta ($\nu_2 = \mu_2/\rho_2$) vs. temperatura.

A viscosidade cinemática bruta diminui drasticamente com o aumento da temperatura. Este efeito reflete principalmente a mudança na dinâmica viscosidade μ_2 porque a densidade bruta muda relativamente pouco com a temperatura. Por exemplo, um petróleo bruto pesado (10–20 ° API) que sofre um aumento de temperatura de 300 para 400 K, que é facilmente obtido por métodos térmicos, produzirá uma viscosidade bem dentro da faixa de fluxo (menos de 10 mPa · s). (A frase anterior começa uma prática de usar as palavras *luz* e *pesado* para fluidos não viscosos e viscosos, mesmo que leves e pesados, estritamente falando, referem-se à densidade. Como geralmente existe uma correlação entre a viscosidade e a densidade e o uso é totalmente arraigado, os autores esperam que não haja confusão.) [Fig. 11.1](#) comprime muito o eixo vertical simplesmente para plotar as mudanças observadas em uma escala.

Para crudes mais leves, a redução da viscosidade é menor. Portanto, os métodos térmicos não são tão vantajosos para esses óleos crus, particularmente porque a inundação por água provavelmente seria uma alternativa atraente. A redução da viscosidade para crudes muito pesados (menos de 10 ° API) é substancial, mas ainda não o suficiente para fazê-los fluir economicamente. Portanto, existem limites práticos em ambos os extremos de viscosidade.

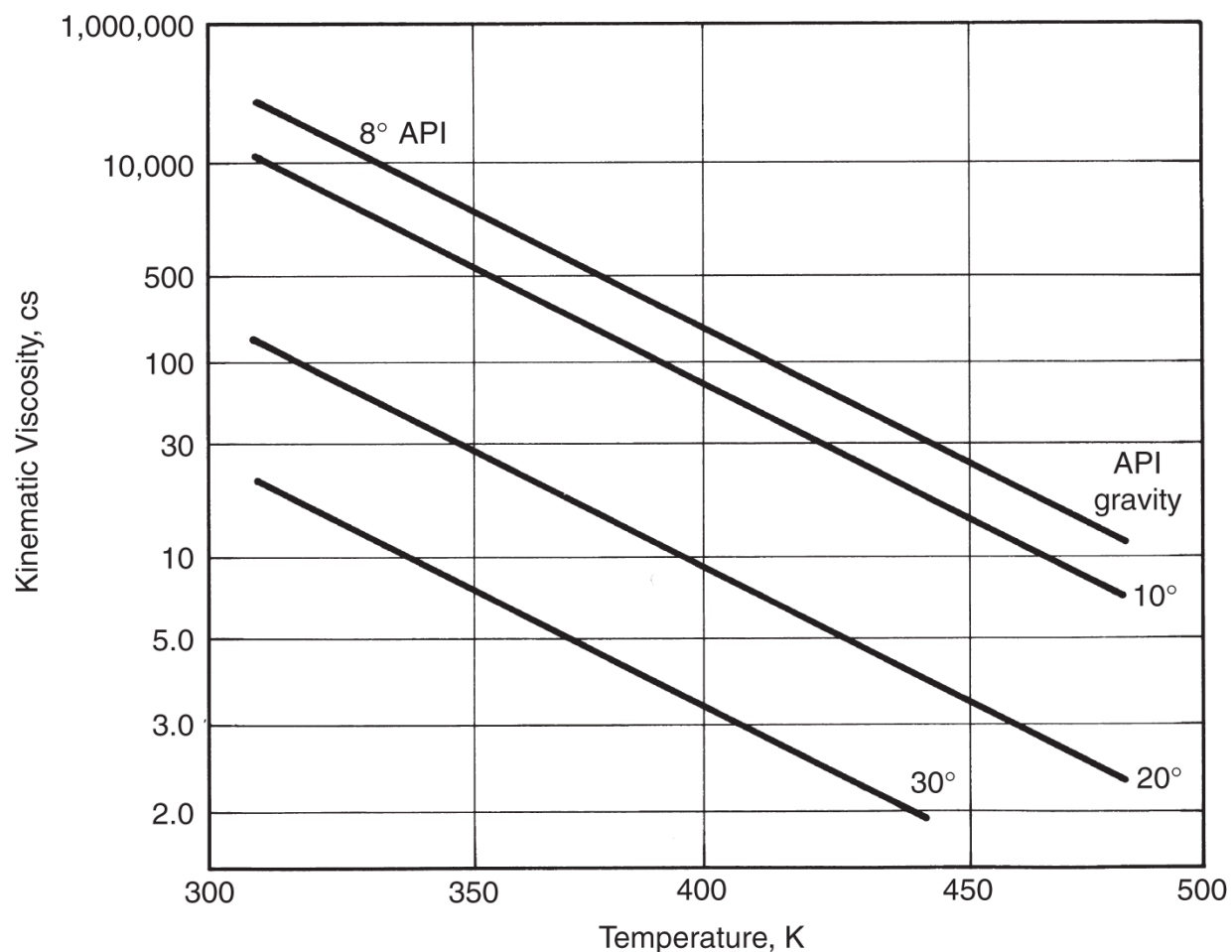


Fig. 11.1 — Efeito da temperatura na viscosidade do petróleo bruto [adaptado de Farouq Ali (1974)].

11.1 Variações de Processo

Todos os processos de recuperação térmica movem ou transportam energia (geralmente calor) para dentro ou através de um reservatório para recuperar o petróleo bruto. Os mecanismos básicos de transferência de calor são:

Convecção. A convecção é a transferência de calor por um fluido em movimento. Quando o fluxo é causado por diferenças de potencial (pressão), a convecção é considerada *forçada*. Se for causado por diferenças de densidade induzidas por mudanças de temperatura, é *gratuitamente* convecção. A convecção é normalmente o mecanismo de transferência de calor mais importante.

Condução. A condução ocorre na ausência de movimento do fluido (por exemplo, através de uma parede de tubo) na parte sólida de um

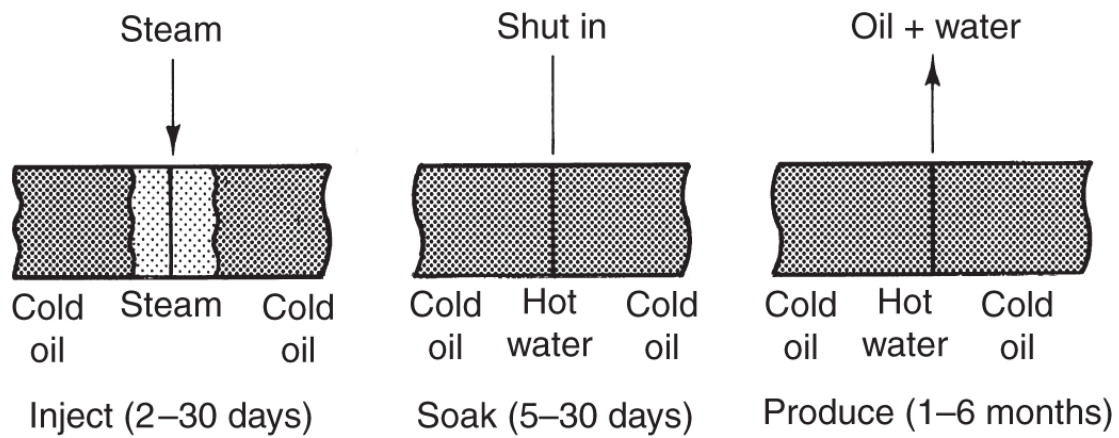
reservatório, ou para estratos adjacentes. É a transferência de calor em um nível molecular.

Radiação. A radiação é a transferência de calor que ocorre em um material não material ou *fóton* fase (Bird et al. 2002). A radiação pode ocorrer na ausência de uma fase do material, seja ela sólida ou líquida, ou pode ocorrer com o fluxo de uma fase do material, caso em que parte da radiação é adsorvida na fase do material, elevando sua temperatura

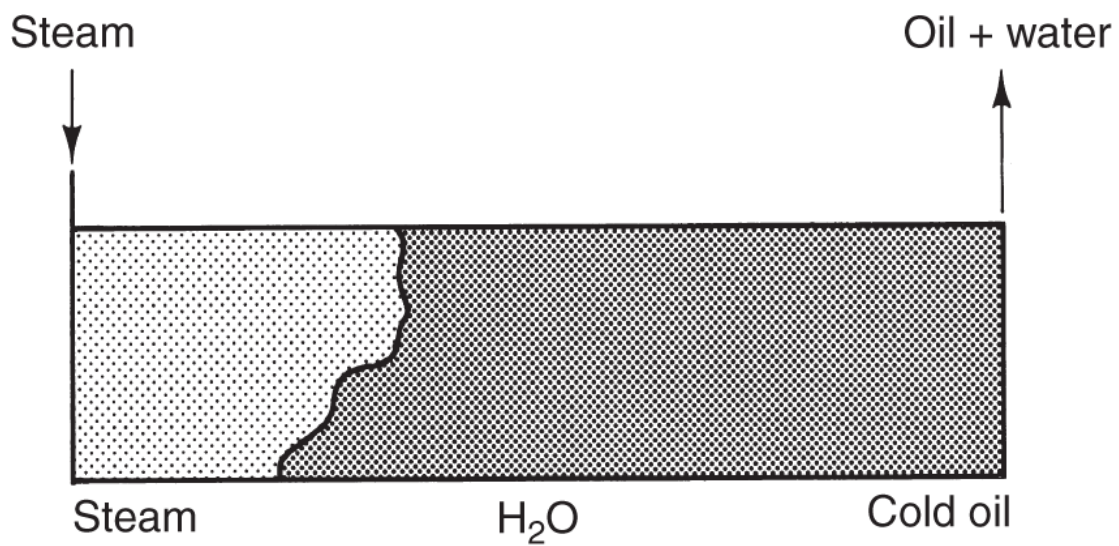
Existem muitas maneiras de introduzir calor em um reservatório. A maioria deles envolve a introdução de vapor.

Steam Soak. Em uma imersão a vapor (também conhecido como estimulação cíclica ou huff-n-puff), o vapor é introduzido em um poço e, em seguida, o poço retorna à produção após um breve período de fechamento ([Fig. 11.2a](#)) O vapor aquece uma zona próxima ao poço e também fornece algum suporte de pressão para a produção subsequente. O período de fechamento ou absorção permite que os gradientes térmicos se equalizem, mas não deve ser longo o suficiente para que a pressão escape. Durante o fechamento, todo o vapor injetado se condensa e o poço produz uma mistura de água quente e óleo. Uma grande vantagem da imersão a vapor é que todos os poços podem estar produzindo quase o tempo todo, sendo os períodos de injeção e imersão geralmente curtos.

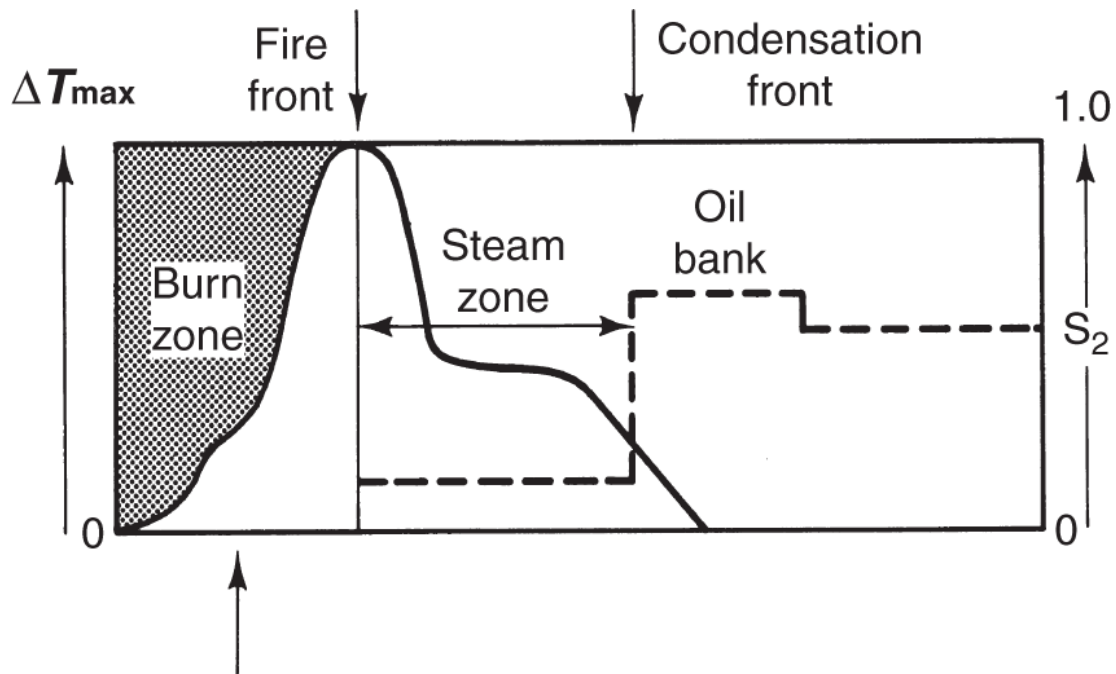
Steamdrive. Uma unidade a vapor usa pelo menos dois conjuntos de poços, aqueles nos quais o vapor é injetado e aqueles a partir dos quais o petróleo é produzido ([Fig. 11.2b](#)) Uma unidade a vapor geralmente resulta em recuperações finais mais altas do que uma imersão a vapor, porque penetra mais profundamente no reservatório do que a imersão a vapor. Pelo mesmo motivo, o espaçamento dos poços não precisa ser tão próximo em acionamentos quanto em encharcamentos para recuperação de óleo equivalente. O espaçamento próximo compensa parcialmente a desvantagem de sacrificar alguns dos poços para injeção. Como o steamdrive está presente até certo ponto em todos os processos térmicos, vamos nos concentrar nele em análises posteriores.



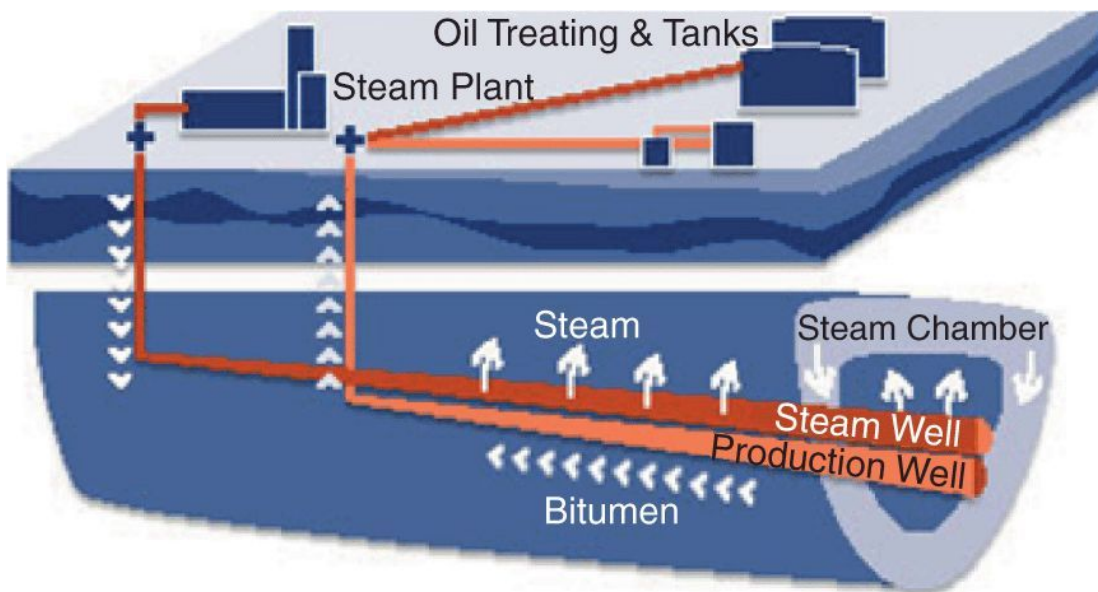
(a) Steam soak or huff-n-puff



(b) Steamdrive



(c) In-situ combustion



(d) Steam-assisted gravity drainage (SAGD)

Fig. 11.2 - Variações do processo para o método térmico: (a) imersão a vapor ou huff-n-puff; (b) unidade a vapor; (c) combustão in situ [adaptado de Prats (1982)]; (d) Assistido por vapor drenagem por gravidade (SAGD).

Combustão in-situ. Fig. 11.2c mostra um esquema de um processo de combustão direta in situ. O processo injeta alguma forma de

oxidante (ar ou oxigênio puro) na formação. A mistura então se inflama espontaneamente (ou a ignição é induzida) e a injeção subsequente propaga um incêndio ou zona de queima através do reservatório. A zona de fogo tem apenas um metro ou mais de largura, mas gera temperaturas muito altas. Essas temperaturas vaporizam a água connate e uma parte do petróleo, ambos responsáveis por algum deslocamento do petróleo. A água conatada vaporizada forma uma zona de vapor à frente da frente de queima, que opera de forma muito semelhante a uma unidade a vapor. O óleo vaporizado consiste principalmente de componentes leves que formam um deslocamento miscível. Os produtos da reação de alta temperatura a combustão também pode formar um dióxido de carbono in-situ (CO₂) enchente. Os processos de combustão in situ são às vezes chamados de injeção de ar de alta pressão (HPAI).

Steam-Assisted Gravity Drainage (SAGD) (Butler 1982). [FIG. 11,2d](#) mostra um esquema do processo SAGD. Esse processo é como o vapor de imersão e o impulso a vapor, em que o calor, transportado pelo vapor, é o fluido de recuperação. No entanto, SAGD é diferente dos dois anteriores em vários aspectos importantes:

- SAGD usa poços horizontais em vez de verticais.
- Os poços horizontais estão em pares injetor / produtor que são espaçados próximos.

Ambos os itens tornam o SAGD diferente de qualquer outro método térmico e, de fato, diferente de qualquer outro processo abordado neste texto. O SAGD é um exemplo singular do uso de uma combinação de tecnologias (neste caso, injeção de vapor e poços horizontais) para recuperação de petróleo.

Injetores e produtores com espaçamento próximo (geralmente estão na ordem de 10 m de distância no SAGD) seriam um anátema para os outros processos de EOR discutidos aqui, porque esse espaçamento de poço próximo resultaria em ruptura precoce e desvio extensivo de óleo. A chave para o sucesso do SAGD é que o principal mecanismo de recuperação é a fluatibilidade (devido às diferenças de densidade), em vez de forças motrizes viscosas. Você vai se lembrar de [capítulo 5](#) [que no fluxo 1D](#), o

competição entre flutuabilidade e forças viscosas é expressa através de um número de gravidade como

$$N_g^0 = \frac{k_v k_{r2}^0 \Delta \rho g}{\mu_2 u}.$$

A flutuabilidade é promovida quando este número é grande, ou quando *you* é pequeno e / ou *kv* é grande. Uma baixa velocidade é garantida pelo comprimento dos poços (muitas vezes excedendo 10.000 pés), que acumula o muito baixo velocidades, resultando em fluxo. O processo funciona melhor quando *kv* é grande.

Para a maioria dos casos, a redução da viscosidade é de longe a causa mais importante de recuperação adicional de óleo por métodos térmicos, mas outros mecanismos também podem ser importantes [por exemplo, destilação, deslocamento miscível, expansão térmica, mudanças de molhabilidade, rachaduras e redução da interface óleo / água tensão (IFT)]. A importância relativa de cada mecanismo depende do óleo sendo deslocado e do processo. A rachadura é relativamente sem importância em processos a vapor com suas temperaturas relativamente baixas, mas é muito importante durante a combustão in situ. A expansão térmica e a destilação tornam-se mais importantes à medida que o API ° do óleo cru diminui.

Outra classe de processos térmicos busca introduzir calor por meio de um reservatório usando energia eletromagnética (Karanikas 2012).

[**Fig. 11.3**](#) ilustra um desses processos. Embora o calor seja introduzido no reservatório aqui, o vapor desempenha um papel menor e, de fato, pode ser prejudicial porque a água fervente é uma fonte de perda de calor.

O processo de conversão in-situ (ISC) é diferente em outras maneiras. No ISC, a intenção não é tanto diminuir a viscosidade, mas converter o hidrocarboneto quimicamente de um material altamente viscoso (areias de alcatrão e betume são os alvos usuais aqui) com uma alta proporção de carbono para hidrogênio em uma muito mais maleável (e valioso) com uma baixa proporção de carbono para hidrogênio. O processo se assemelha a uma refinaria subterrânea na qual um produto de alta qualidade (por exemplo, querosene) é produzido em vez de óleo cru. Crudes viscosos se formam como resultado de vários

mecanismos de degradação que ocorrem há muito tempo. O ISC pretende reverter esse processo em um curto período de tempo por meio do aquecimento.

No [Fig. 11.3](#), a energia é injetada em um reservatório por meio de uma série de poços de aquecedor resistivo bem espaçados. O efeito combinado desses poços verticais bem espaçados é acumular energia sobre grandes volumes de um reservatório de modo que o craqueamento térmico possa ocorrer. Outras maneiras de introduzir energia em um reservatório incluem aquecimento resistivo entre ânodos e cátodos de subsuperfície, aquecimento indutivo, uso de um fluido de transferência de calor e antenas (Carrizales 2010; Callaroti 2002).

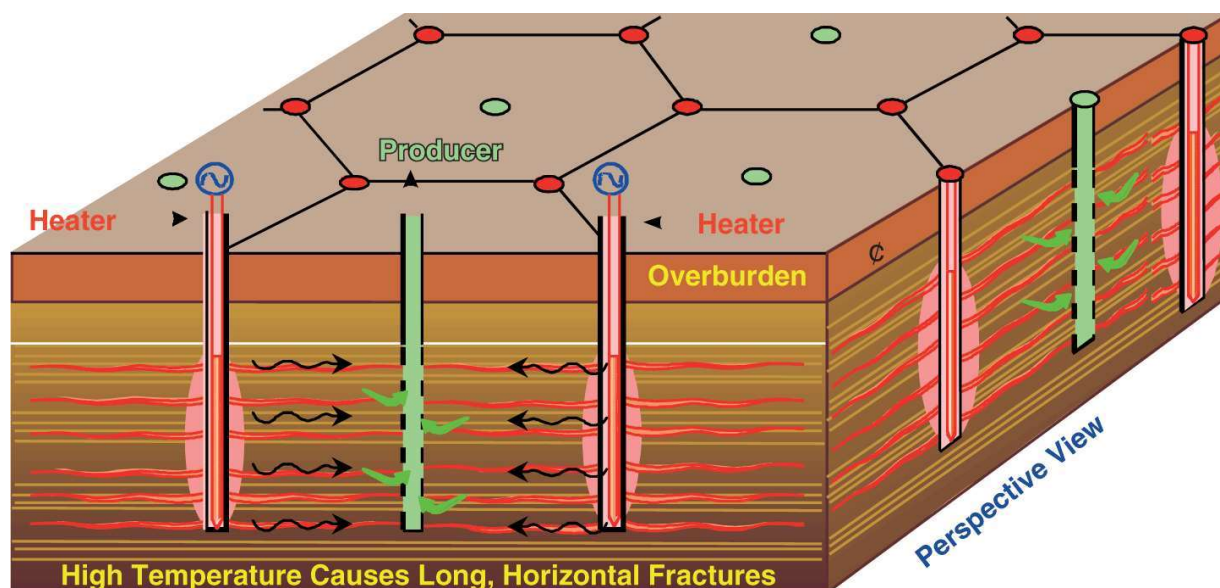


Fig. 11.3 — Esquemático do processo de conversão in situ (ISC) (Karanikas 2012).

11.2 Propriedades Físicas

A elucidação dos mecanismos dos métodos térmicos começa com a compreensão das propriedades termodinâmicas e de transporte da água e do petróleo. Revisamos essas propriedades e sua dependência da temperatura nesta seção. As propriedades mais importantes da água para este tratamento são o envelope da fase vapor / água, a qualidade do vapor e o calor latente de vaporização. Para os crudes, a propriedade mais importante é a dependência da viscosidade com a temperatura.

11.2.1 Propriedades da água. A temperatura aumenta em uma inundação térmica porque energia adicional é introduzida ou gerada no

reservatório. Em ambos os casos, a água desempenha um papel central. Os parágrafos a seguir revisam as propriedades da água; você notará paralelos com o tratamento genérico do comportamento de fase em [Capítulo 4](#).

[Fig. 11.4](#) mostra a pressão de vapor da água desde a pressão subatmosférica até seu ponto crítico. Lembre-se de que a pressão de vapor é o valor da pressão (ou temperatura) no qual um componente puro (aqui, água) muda de fase (aqui, líquido para vapor) em um valor fixo de temperatura (pressão). A figura também mostra a faixa de operação de vários drives a vapor bem-sucedidos; as pressões de operação tendem a ser mais baixas do que para métodos químicos e muito mais baixas do que para métodos de solvente. Os métodos térmicos são processos intrinsecamente de baixa pressão. Como veremos a seguir, as propriedades da água saturada são importantes para a eficiência dos métodos de vapor e, portanto, o diagrama também mostra a faixa de temperaturas - 320-660 ° F (433-622 K) - para esses métodos .

[Fig. 11.5](#) mostra o diagrama de volume específico de pressão para água. A curva de vapor saturado à direita do envelope mostra que a densidade do vapor é muito menor do que a densidade do líquido saturado, exceto muito perto do ponto crítico. Esta figura contém linhas que indicam a qualidade do vapor, uma propriedade discutida posteriormente.

Este conteúdo de energia da água é bem aproximado pela entalpia. [Fig. 11.6](#) mostra um diagrama de pressão / entalpia para a água. Este diagrama é análogo aos diagramas de pressão / composição discutidos na Seção 4.1, com entalpia sendo a variável de composição. [Fig. 11.6](#) — — — — — ilustra vários marcos importantes.

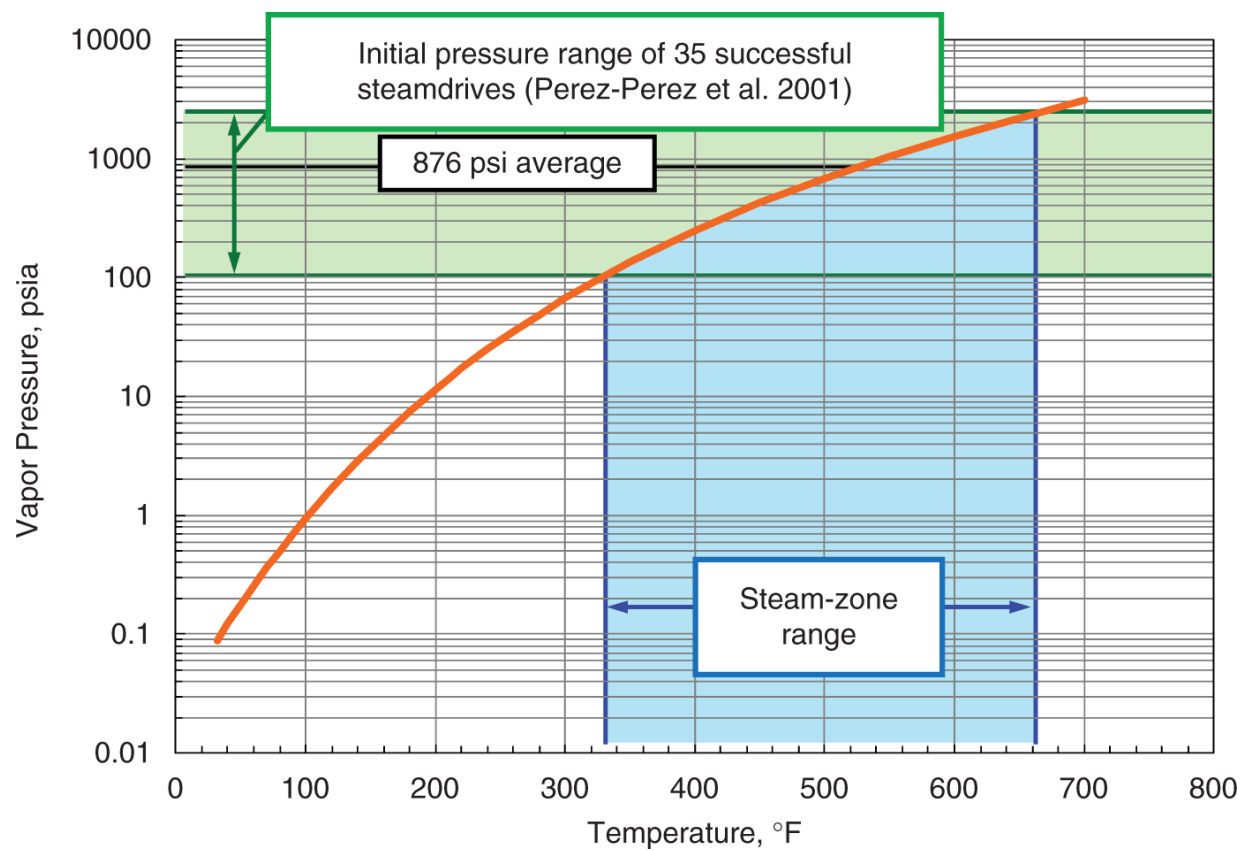


Fig. 11.4 — Diagrama de pressão de vapor da água.

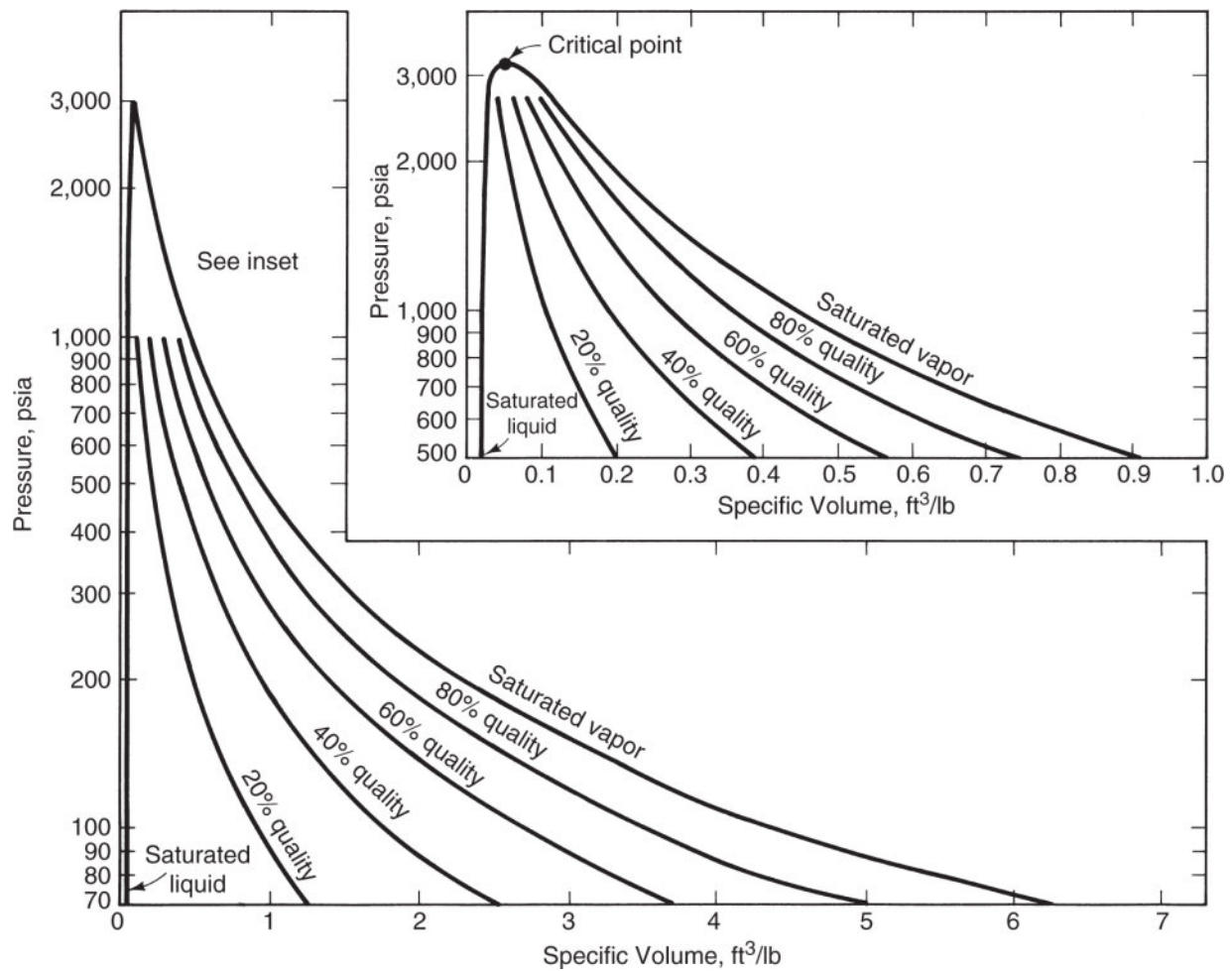


Fig. 11.5 — Diagrama de pressão vs. volume específico para água (Bleakley 1965).

1. Envelope bifásico. O envelope define a região do comportamento de duas fases, assim como o envelope no diagrama de pressão / volume molar em [Fig. 4.2](#). O limite esquerdo é a curva do ponto de bolha e o limite direito é a curva do ponto de orvalho. À esquerda e à direita do envelope estão as regiões do líquido super-resfriado e do vapor superaquecido (vapor), respectivamente. Dentro da região de duas fases, a temperatura depende da pressão de acordo com [Fig. 11.4](#). Estes são *saturado* temperatura e pressão, respectivamente.
2. Qualidade do vapor. Qualidade do vapor é a quantidade total de vapor, em peso, expressa como uma fração (ou porcentagem) da massa de líquido mais vapor,

$$y = \frac{\rho_3 S_3}{\rho_1 S_1 + \rho_3 S_3} \dots\dots\dots (11.1)$$

A qualidade é normalmente relatada como uma porcentagem, mas, como a saturação de fluido (o S na Eq. 11.1), é sempre usado em cálculos como uma fração. As linhas de qualidade dentro do envelope de duas fases representam a quantidade relativa da massa total que é vapor. Linhas de temperatura constante (apenas uma é ilustrada) em [FIG. 11,6](#) caem abruptamente na região do líquido, são constantes em todo o envelope de duas fases e, em seguida, caem abruptamente novamente na região do vapor.

3. Líquido saturado. Um líquido é *saturado* se existir na temperatura e pressão em que o vapor pode ser gerado. A curva de líquido saturado representa 0% de qualidade do vapor.

4. Vapor saturado. O vapor saturado é água na temperatura e pressão nas quais exatamente 100% da água presente foi convertida em vapor.

Ambas as fases na região de duas fases são saturadas.

5. Calor latente. Calor latente de vaporização *eu* é a quantidade de calor adicionada a uma dada massa de água saturada (vapor de qualidade 0%) para convertê-la em vapor saturado (vapor de qualidade 100%) em temperatura constante. O calor é *latente* porque a temperatura do sistema não muda conforme o líquido é convertido em vapor. Em um diagrama de entalpia / pressão, o calor latente é a diferença no x- coordena entre as curvas do ponto de orvalho e do ponto de bolha em [Fig. 11.5](#) a uma pressão particular. O calor latente desaparece no ponto crítico da água, 3206,2 psia e 705,4 ° F (21,8 MPa e 647 K). A localização da pressão crítica é importante nos processos de vapor. Mostraremos no Exemplo 11.3 que a velocidade de uma frente de vapor diminui em alta pressão porque o calor latente desaparece.

6. Calor sensível. O calor sensível é a quantidade de calor que deve ser adicionada a uma dada massa de água para elevar sua temperatura sem alterar sua fase. Esta quantidade é *sensato* porque um termômetro na água sentirá um aumento de temperatura conforme o calor é adicionado (a uma pressão constante) até o vapor

geração começa. O calor sensível é o produto de uma capacidade de calor e uma diferença de temperatura.

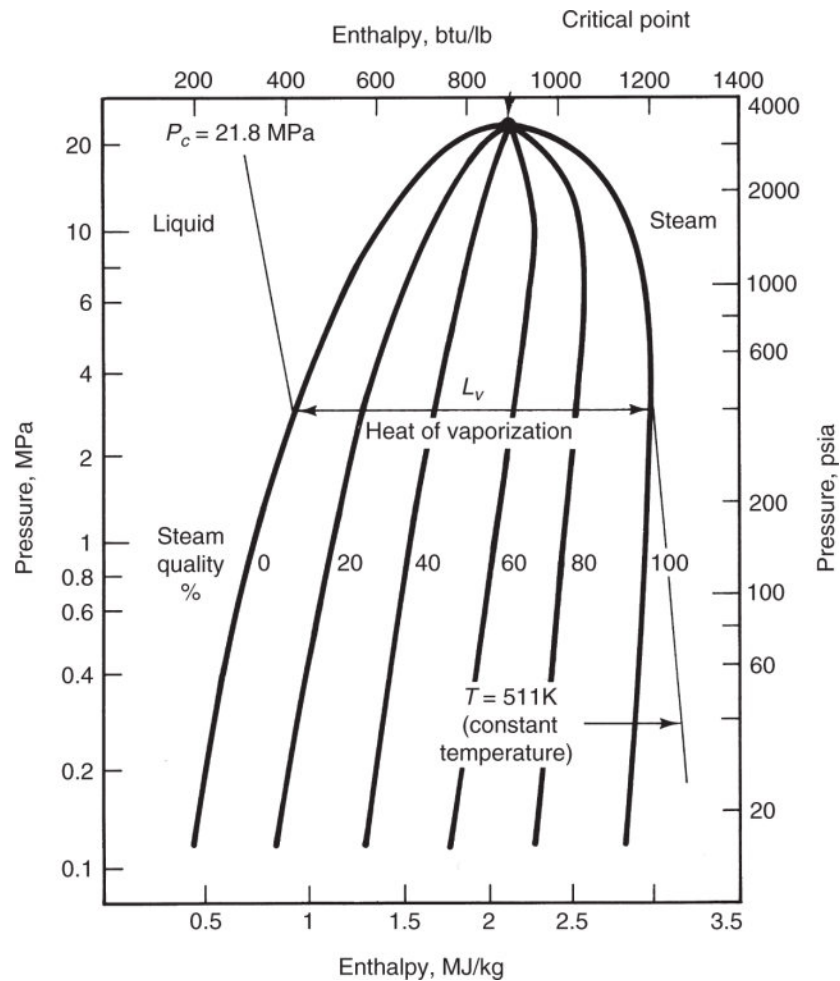


Fig. 11.6 — Entalpia vs. diagrama de pressão para água [adaptado de Bleakley (1965)].

As propriedades termodinâmicas, cujos tipos são os dois diagramas anteriores, são geralmente ensinadas com mudança de temperatura, em vez de pressão, conforme ilustrado em [Fig. 11.7](#). Nesta figura, o vapor superaquecido está acima do envelope de duas fases e a região super-resfriada abaixo. Constante- T as linhas dentro da região de duas fases são verticais. Como a figura ilustra, a mudança na entalpia com a temperatura é a capacidade de calor,

$$C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p.$$

Isso pode ser por mol ou por massa, dependendo das unidades de H . Se for o último, C_p é freqüentemente chamado de *calor específico*. Você pode ver no gráfico que a capacidade de calor é quase independente de ambos T e P (as inclinações são constantes) no líquido. Este é essencialmente o caso nas regiões de vapor, exceto na região próxima ao ponto crítico. Assumiremos capacidades de calor constantes em grande parte do que fizemos a seguir.

As propriedades físicas em [Figs. 11.4](#) através dos [11.7](#) aparecem em tabelas de vapor (Keenan et al. 1969 e online). Você deve usá-los para um trabalho preciso. Frequentemente, a leitura de informações dessas figuras é suficiente.

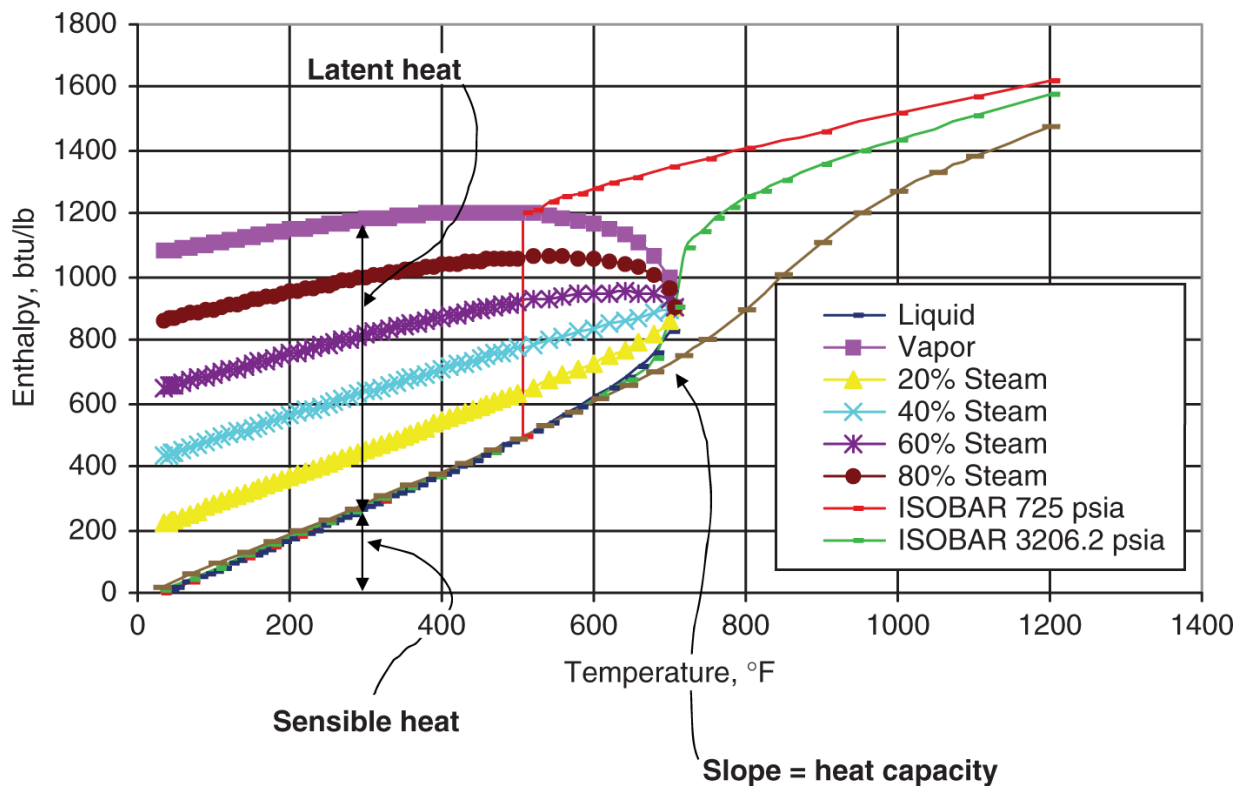


Fig. 11.7 — Diagrama entalpia-temperatura para água.

Exemplo 11.1. Alterações de entalpia. Usar [Fig. 11.7](#) na sequência:

uma. Estime o conteúdo de entalpia em 1 lbm de água em $T = 600$ °F e $P = 725$ psia. Qual é o estado do fluido neste ponto?

O fluido é vapor ou vapor superaquecido. Diretamente do gráfico, nós temos $H_{13} = 1.300$ Btu. Como todas as quantidades termodinâmicas, esse número é relativo a um zero arbitrário. Lembre-se de que o subscrito 3 significa fase de vapor aqui.

- b. Em relação à entalpia de água saturada no mesmo T , quanto desse calor é sensível e quanto é latente?

Também a partir do gráfico, as entalpias de líquido saturado (sl) e vapor saturado (sv) são, de modo que a entalpia muda das condições da Parte (a) é, da qual é o calor latente e o restante,, é calor sensível. Observe que a pressão teve que ser aumentada substancialmente para condensar o fluido.

- c. Se a entalpia do fluido é $H_1 = 900$ Btu, qual é a qualidade do vapor? A partir de [Fig. 11.6](#), $y = 55\%$ de vapor de qualidade. Lembre-se de que todas as quantidades discutidas aqui estão em equilíbrio.

Uma das desvantagens dessas representações gráficas é que é difícil mostrar variações de entalpia com ambos T e P . Farouq Ali (1974) ajustou expressões analíticas aproximadas às propriedades da água([Tabela 11.1](#))

TABLE 11.1—THERMAL PROPERTIES OF WATER [ADAPTED FROM FAROUQ ALI (1974)]								
English, P [=] psia				SI, P [=] MPa				
Quantity x	a	b	Limit psia	Quantity x	a	b	Limit MPa	Percent error
Saturation temperature ($^{\circ}\text{F}$)	115.1	0.225	300	Saturation temperature -256 (K)	197	0.225	2.04	1
Sensible heat (Btu/lbm)	91	0.257	1,000	Sensible heat (MJ/kg)	0.796	0.257	6.80	0.3
Latent heat (Btu/lbm)	1,318	-0.0877	1,000	Latent heat (MJ/kg)	1.874	-0.0877	6.80	1.9
Saturated steam enthalpy (Btu/lbm)	1,119	0.0127	100	Saturated steam enthalpy (MJ/kg)	2.626	0.0127	2.04	0.3
Saturated steam specific volume (ft^3/lbm)	363.9	-0.959	1,000	Saturated steam specific volume (m^3/kg)	0.19	-0.959	6.80	1.2
Note: $x = aP^b$.								

Exemplo 11.2. Comparações de tabelas.As expressões em [Tabela 11.1](#) são muito úteis e, portanto, é interessante ver como esses

as equações predizem as propriedades reais. Usaremos as mesmas condições do Exemplo 11.1. A pressão $P = 725$ psi está bem fora do limite da temperatura de saturação e entalpia de vapor em [Tabela 11.1](#).

uma. Estime a temperatura de saturação. Da tabela (usando unidades inglesas) ~~em comparação com $T = 510$ ° F de Fig. 11.7.~~

b. Estime o calor latente de vaporização. A partir de [Tabela 11.1](#),

$$L_v = aP^b = 1,318(725 \text{ psi})^{-0.0877} = 740 \frac{\text{Btu}}{\text{lb}_m}, \text{ compared to } 690 \frac{\text{Btu}}{\text{lb}_m}.$$

c. Estimativa a saturado vapor entalpia. Novamente,

$$H_{11}^{sv} = aP^b = 1,119(725 \text{ psi})^{0.012} = 1,211 \frac{\text{Btu}}{\text{lb}_m}, \text{ comparado com } 1,190 \frac{\text{Btu}}{\text{lb}_m}.$$

d. Estime o volume específico do vapor saturado.

$$v_1^{sv} = aP^b = 363.9(725 \text{ psi})^{-0.959} = 0.657 \frac{\text{ft}^3}{\text{lb}_m}, \text{ compared to } 0.69 \frac{\text{ft}^3}{\text{lb}_m} \text{ from Fig. 11.4.}$$

Mesmo quando fora dos intervalos recomendados, a precisão de [Mesa 11,1](#) é suficiente para a maioria dos propósitos de engenharia.

11.2.2 Propriedades do petróleo bruto. Curiosamente, parece não haver uma definição universal para o que constitui um óleo pesado. As definições do United States Geological Survey (USGS) são fornecidas abaixo:

- *Óleo leve ou convencional:* Produto bruto com uma densidade API > 22 ° e um viscosidade de $\mu_2 < 100$ mPa · s.
- *Óleo pesado:* Produto bruto com densidade API < 22 ° e $\mu_2 > 100$ mPa · s.
- *Petróleo Extra Pesado:* A porção de petróleo pesado com densidade API < 10 ° e $\mu_2 > 10.000$ mPa · s.

Todas as viscosidades citadas estão nas condições do reservatório. O USGS também adiciona critérios com base no teor de asfalto e enxofre (Meyer e Attanasi 2003).

- *Betume natural:* Também chamado de alcatrão ou areias betuminosas; estes são extra-crudes pesados com $\mu_2 > 1.000.000$ mPa · s.

Facilmente, a propriedade do petróleo bruto mais importante para a inundação térmica é a dependência da viscosidade com a temperatura. Quanto à maioria dos líquidos, a equação de Andrade (1930) captura essa dependência:

$$\mu_2 = Ae^{B/T}, \dots\dots\dots (11.2a)$$

Onde T está em graus absolutos. UMA e B são parâmetros empíricos para os quais os valores são determinados a partir de duas medições de viscosidade em diferentes temperaturas. Para extrapolação ou interpolação, a Eq. 11.2a indica que um gráfico semi-logarítmico de viscosidade vs. T^{-1} deve ser uma linha reta.

Se apenas uma medição estiver disponível, uma estimativa grosseira de viscosidade pode ser obtida a partir de [Fig. 11.8](#). Esta correlação de parâmetro único assume que a mudança de viscosidade é uma função universal da mudança de temperatura. Para usar o gráfico, insira o eixo vertical com a viscosidade conhecida (4,38 mPa · s neste caso), encontre o x - coordenada do eixo, mova para a direita pelo aumento da temperatura (101,6 ° C) e, em seguida, retorne à curva. o y - a leitura do eixo é a viscosidade desejada.

Outra representação que é útil no trabalho de derivação foi dada por Butler (1997) como

$$\frac{\nu_1}{\nu} = \left(\frac{T - T_2}{T_1 - T_2} \right)^m, \dots\dots\dots (11.2b)$$

onde 1 e 2 são as condições de referência, geralmente o vapor saturado e as condições do reservatório, respectivamente, e ν é a viscosidade cinemática.

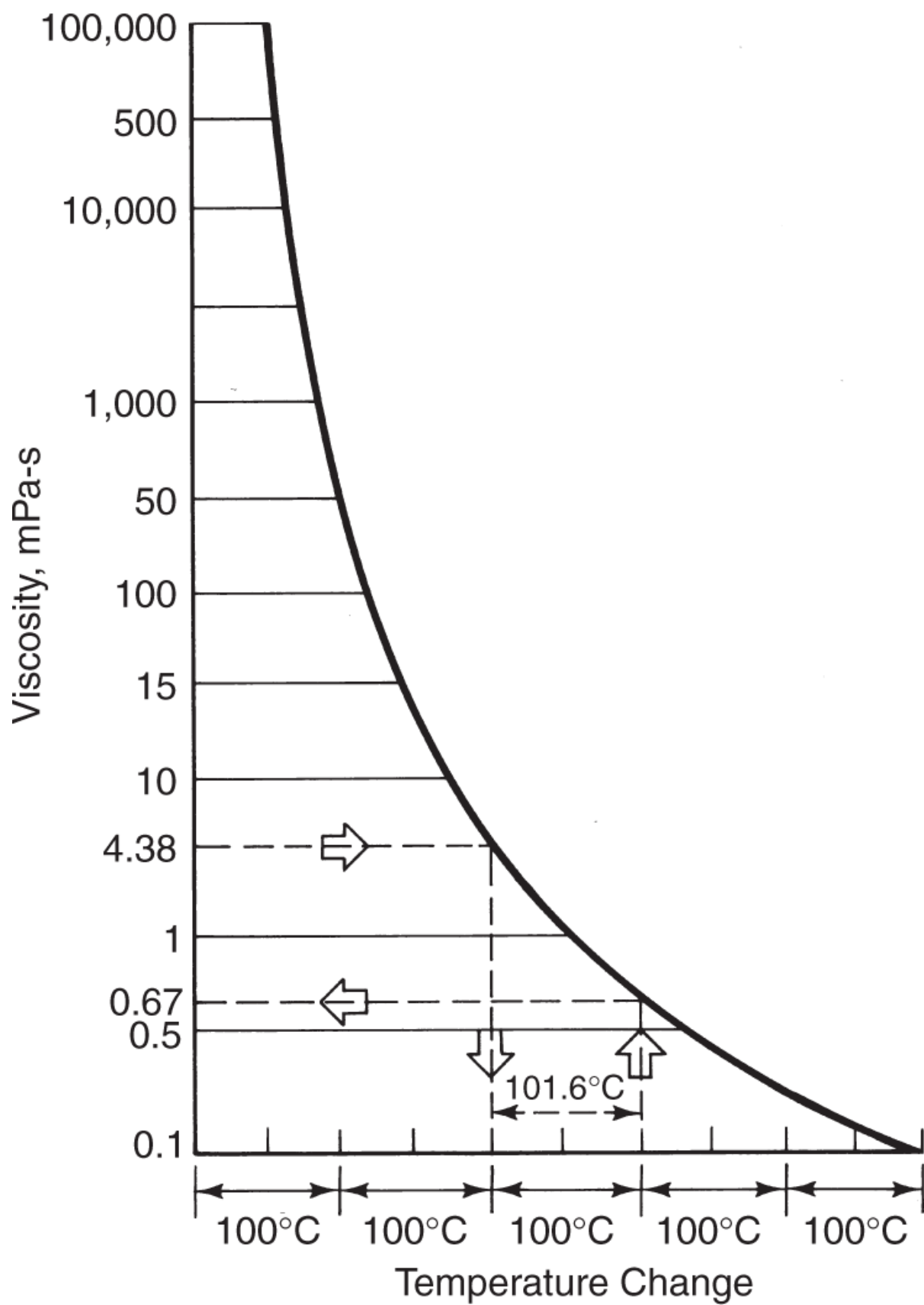


Fig. 11.8 — Correlação de viscosidade de parâmetro único (Lewis e Squires 1934).

Várias outras propriedades do petróleo bruto, como calor específico, capacidade volumétrica de calor e condutividade térmica, são funções da temperatura. Equações empíricas para prever essas propriedades incluem a equação de Gambill (1957) para calor específico,

$$C_{p2} = \frac{0.7 + 0.0032T}{\rho_2^{0.5}}, \dots\dots\dots (11.2c)$$

Onde C_{p2} está em kJ / kg · K, T em K, e ρ_2 em g / cm³, e a condutividade térmica (Maxwell 1950) é

$$k_{T2} = 0.135 - 2.5 \times 10^{-5}T. \dots\dots\dots (11.3)$$

k_{T2} nesta equação tem unidades de kJ / mK. Eq. 11.3 é baseado em correlações para frações de petróleo bruto pesado. Essas estimativas geralmente têm precisão de 5%. Para obter mais detalhes sobre essas correlações, consulte as referências originais.

Eqs. 11.2 e 11.3 tornam possível estimar o *coeficiente de difusão térmica*,

$$K_{T2} = \frac{k_{T2}}{\rho_2 C_{p2}}, \dots\dots\dots (11.4)$$

para crudes. Esta quantidade possui unidades de m²/ s, assim como os coeficientes de dispersão na Eq. 2,57.

11.2.3 Propriedades sólidas. A condutividade térmica total de um meio preenchido com areia não consolidado com uma fase única j é

$$k_{Ti} = 0.0149 - 0.0216\phi + 8.33 \times 10^{-7}k - 10^{-4} \left(\frac{D_{90}}{D_{10}} \right) + 7.77D_{50} + 4.188k_{Tj} + 0.0507k_{Ts}. \dots\dots (11.5)$$

Os parâmetros nesta equação têm seus significados usuais, exceto naquela D_{10} e D_{90} são partículas com diâmetros menores que 10 e 90% da amostra total por peso. As unidades no total, fluido j , e sólido

(k_{Tt} , k_{Tj} , k_{Ts}) as condutividades térmicas são J / msK, a permeabilidade k é em μm^2 , e o tamanho médio do grão D_{50} está em mm.

Para arenitos consolidados preenchidos com fluido, a relação análoga é

$$\frac{k_{Ti}}{k_{Td}} = 1 + 0.299 \left[\left(\frac{k_{Tj}}{k_{Ta}} \right)^{0.33} - 1 \right] + 4.57 \left(\frac{\phi}{1-\phi} \frac{k_{Tj}}{k_{Td}} \right)^{0.482} \left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^{-4.30}, \dots\dots\dots (11.6)$$

onde os subscritos *uma* e *d* referem-se ao ar e à rocha seca. ρ é a densidade da rocha saturada com líquido. As condutividades térmicas nas Eqs. 11,5 e 11,6 são determinados a uma temperatura de referência de 293 K; são funções bastante fracas da temperatura, mas as correções são fornecidas em Somerton (1973).

A capacidade volumétrica de calor aparece nos balanços de energia para processos térmicos. É definido para todas as fases, incluindo o sólido, como

$$M_{Tj} = \rho_j C_{pj}, \quad j = 1, \dots, N_p, s. \dots\dots\dots (11.7)$$

Encontramos essa quantidade antes na Eq. 2,83, que definiu uma capacidade volumétrica total de calor.

Tabela 11.2 fornece valores representativos de densidade, calor específico, condutividade térmica e coeficiente de difusão térmica para mídia selecionada. Esses valores são apropriados para estimativas aproximadas das propriedades térmicas do rockfluid ou para comparação com estimativas mais refinadas das Eqs. 11,5 a 11,7. A capacidade de calor da fase sólida varia relativamente pouco com o tipo de sólido, mas a condutividade térmica pode variar por um fator de dois (compare os valores para calcário e siltito). A origem da frase, “o calor pode ir onde os fluidos não podem”, deriva da última afirmação. A variabilidade espacial da maioria das propriedades não térmicas, a permeabilidade em particular, é muito maior do que isso.

TABLE 11.2—DENSITY, SPECIFIC HEAT, THERMAL CONDUCTIVITY, AND THERMAL DIFFUSION COEFFICIENT OF SELECTED ROCKS [ADAPTED FROM FAROUQ ALI (1974)]				
Rock	Bulk Density (g/cm ³)	Specific heat (kJ/kg-K)	Thermal conductivity (J/s-m-K)	Thermal diffusion coefficient (mm ² /s)
Dry				
Sandstone	2.08	0.729	0.831	0.55
Silty sand	1.90	0.801	(0.66)	(0.43)
Siltstone	1.92	0.809	0.649	0.42
Shale	2.32	0.761	0.989	0.56
Limestone	2.19	0.801	1.611	0.92
Fine sand	1.63	0.726	0.593	0.50
Coarse sand	1.74	0.726	0.528	0.42
Water-saturated				
Sandstone	2.27	0.999	2.610	1.15
Silty sand	2.11	1.142	(2.50)	(1.04)
Siltstone	2.11	1.094	(2.50)	(1.08)
Shale	2.38	0.844	1.600	0.79
Limestone	2.38	1.055	3.360	1.34
Fine sand	2.02	1.344	2.607	0.96
Coarse sand	2.08	1.249	2.910	1.12
Note: Values in parentheses are estimated.				

Exemplo 11.3. Perdas de calor para rocha e água. As seções posteriores tratam de várias formas de perdas de calor, mas podemos apresentar a maior fonte de perda de calor agora.

O termo de energia interna total na Eq. 2,3-1 é

$$\rho \hat{U} = \phi \sum_{j=1}^{N_p} \rho_j S_j \hat{U}_j + (1 - \phi) \rho_s \hat{U}_s.$$

Longe do ponto crítico da água, as energias internas e entalpias são quase iguais e, portanto, a equação anterior torna-se

$$\rho \hat{H} = \phi (\rho_1 S_1 \hat{H}_1 + \rho_2 S_2 \hat{H}_2) + (1 - \phi) \rho_s \hat{H}_s.$$

Vamos trabalhar o caso da água quente aqui em que o meio (o sólido, subscrito *s*) de porosidade ϕ contém apenas água ($eu = 1$) e óleo ($eu = 2$). Você pode lidar com o caso do vapor no Exercício 11.2.

Agora, a fração de calor que reside no petróleo é

$$F_{\text{Heat}} = \frac{\phi \rho_2 S_2 \hat{H}_2}{\phi (\rho_1 S_1 \hat{H}_1 + \rho_2 S_2 \hat{H}_2) + (1 - \phi) \rho_s \hat{H}_s}.$$

Como não há vapor, a equação anterior pode ser escrita como

$$F_{\text{Heat}} = \frac{\phi \rho_2 S_2 C_{p2} (T - T_{\text{ref}})}{\phi [\rho_1 S_1 C_{p1} (T - T_{\text{ref}}) + \rho_2 S_2 C_{p2} (T - T_{\text{ref}})] + (1 - \phi) \rho_s C_{ps} (T - T_{\text{ref}})},$$

onde usamos as capacidades de calor discutidas anteriormente (assumido independente de T) e T_{ref} é uma temperatura de referência.

Usando as capacidades de calor volumétricas da Eq. 2,83, isso se torna

$$F_{\text{Heat}} = \frac{\phi S_2 M_{T2}}{\phi (S_1 M_{T1} + S_2 M_{T2}) + (1 - \phi) M_{Ts}}.$$

Esta proporção é principalmente uma função da saturação de óleo S_2 e a porosidade ϕ . Usando valores típicos para as capacidades de calor ($M_{T1} = 3,97 \text{ MJ} / \text{m}^3 \cdot \text{K}$, $M_{T2} = 1,78 \text{ MJ} / \text{m}^3 \cdot \text{K}$, e $M_{Ts} = 2,17 \text{ MJ} / \text{m}^3 \cdot \text{K}$) produz os seguintes valores.

F_{Heat}	$\phi = 0.2$	$\phi = 0.3$
$S_1 = 0.2$	0.16	0.23
$S_1 = 0.5$	0.09	0.14

Para uma alta porosidade, alta S_2 média, mais de 20% do calor reside no óleo. Este valor cai para menos de 10% para inundações terciárias em um reservatório de baixa porosidade. Esses percentuais também sugerem orientações para o melhor uso de métodos térmicos: eles são a maioria

eficiente em reservatórios de alta porosidade (onde há menos rocha para aquecer) submetidos a inundações secundárias.

Considerando o sucesso dos métodos térmicos, essas pequenas porcentagens de calor que vão para o petróleo são notáveis. O sucesso dos métodos térmicos, onde tão pouco calor realmente reside no óleo (lembre-se de que ainda não contabilizamos as perdas para o poço e estratos adjacentes), deve ser o resultado da eficácia deste método na redução da viscosidade do óleo ([Fig. 11.1](#))

11.3 Fluxo Fracional em Deslocamentos Térmicos

11.3.1 Propagação de Frentes Térmicas. As frentes de calor sem combustão podem se propagar de três maneiras: como água quente, como vapor saturado ou como um gás não condensável. Cada um tem uma velocidade de propagação característica.

Deixe o Fluido 3 deslocar o Fluido 1 em um meio 1D com área transversal constante. Não há outros fluidos no meio. Como sempre, o Fluido 1 é água fria, mas o Fluido 3 pode ser água quente, não condensável gás ou vapor saturado. O fluido 3 tem uma temperatura mais alta (T_+) do que o fluido 1 (T_-), e em todos os casos, o deslocamento ocorre sem mistura. Isso significa que nem a miscibilidade (ou falta dela) do deslocamento nem sua estabilidade estão em questão. Além disso, assumimos que a condução é desprezível (isso elimina as perdas de calor para o meio adjacente), que o deslocamento ocorre a pressão constante, que a temperatura de referência para todas as entalpias é T_- (ou seja,) e, finalmente, que todas as propriedades térmicas são independentes da temperatura. Essas premissas são a extensão das premissas de fluxo fracionário apresentadas originalmente em [Capítulo 5](#) para inundações térmicas.

As equações que descrevem esse deslocamento são as versões 1D dos balanços de massa e energia, Eqs. 2.11 e 2.36. Essas equações são hiperbólicas e redutíveis com as suposições acima e, portanto, esperamos que os métodos introduzidos em vários capítulos anteriores também se apliquem aqui (consulte a Seção 5.6). Sob essas restrições, as ondas de energia e massa se movem na mesma velocidade. Nós

pode expressar a velocidade frontal como um múltiplo da velocidade da água fria $v_{oc\hat{e}1}/\phi$.

Com base na Eq. 5,41b, a velocidade frontal é

$$v = \frac{1}{\phi} \left(\frac{\rho_3 u_3 - \rho_1 u_1}{\rho_3 - \rho_1} \right), \dots\dots\dots (11.8)$$

e com base em uma velocidade de choque derivada da conservação de energia, a mesma velocidade é

$$v = \frac{1}{\phi} \frac{\rho_3 u_3 H_3}{\rho_3 H_3 + \left(\frac{1-\phi}{\phi} \right) \rho_s H_s} \dots\dots\dots (11.9)$$

As velocidades em ambas as equações são dimensionais. Eq. 11,9 negligencia todas as formas de energia além da térmica e assume que a entalpia é igual à energia interna. $H_s = C_{ps}(T_+ - T_-) = C_{ps}\Delta T$ é a entalpia específica do sólido. Três casos especiais seguem das Eqs. 11,8 e 11,9.

O fluido 3 é água quente. Nesse caso, $\rho_3 = \rho_1$, $H_3 = C_p \Delta T$ e Eq. 11,9 torna-se

$$v_{HW} = \frac{1}{1 + \frac{1-\phi}{\phi} \frac{M_{Ts}}{M_{T3}}}, \dots\dots\dots (11.10)$$

Onde v_{HW} é a velocidade específica da frente, normalizada por $\frac{u_3}{\phi}$, a fluxo de água. Eq. 11.10 usou a definição (Eq. 11.83) de volumétrico capacidade de calor e Eq. 11,39, que para este caso, dá $v_{oc\hat{e}3} = v_{oc\hat{e}1}$, para que

$$v_{HW} = \frac{1}{1 + D_{HW}}, \dots\dots\dots (11.11)$$

Onde

$$D_{HW} = \left(\frac{1-\phi}{\phi} \right) \frac{M_{Ts}}{M_{T1}} \dots \dots \dots (11.12)$$

é o fator de retardo para a frente térmica. Eq. 11.11 é uma combinação dos balanços de massa e energia. A velocidade na Eq. 11,11 é independente da diferença de temperatura. Para este caso de fluxo incompressível, as frentes de calor se propagam mais lentamente do que o tracer fronts, $v_{HW} = 1$. Esta propagação mais lenta ocorre porque o massa térmica das forças sólidas D_{HW} tende a ser positivo da mesma forma que os fatores de retardamento para polímero e surfactante / polímero inundação nas Eqs. 8.28a e 9.14.

O Fluido 3 é Vapor de Qualidade y . Aqui temos $H_3 = C_{p1}\Delta T + yL_v$, Onde euv é o calor latente de vaporização. Substituído na Eq. 11,9, isso dá

$$v_{SF} = \frac{u_3}{\phi} \frac{C_{p1}\Delta T + yL_v}{C_{p1}\Delta T + yL_v + \frac{1-\phi}{\phi} \frac{\rho_s C_{ps}}{\rho_3}} \dots \dots \dots (11.13)$$

Eliminando u_3/ϕ usando a Eq. 11,8 dá

$$v_{SF} = \frac{1}{1 + D_{SF}}, \dots \dots \dots (11.14)$$

Onde D_{SF} é o fator de retardo para a frente de vapor,

$$D_{SF} = \frac{D_{HW}}{1 + h_D}, \dots \dots \dots (11.15)$$

e h_D é um calor latente adimensional,

$$h_D = \frac{yL_v}{C_{p1}\Delta T}. \dots \dots \dots (11.16)$$

h_D é a proporção do calor latente para o calor sensível. Porque $h_D \geq 0$, frentes de vapor ($\Delta T > 0$) mover-se mais rápido do que as frentes de água quente em condições equivalentes. Em outras palavras, euv faz com que a frente se propague mais rápido porque

armazena melhor o calor. Frentes de calor de movimento mais rápido são mais eficientes termicamente porque o reservatório é contatado mais cedo e há menos tempo para perdas de calor para o subsolo e a sobrecarga. D_{SF} agora depende da diferença de temperatura (através do $C_p \Delta T$ termo) e sob pressão (por meio de e_{UV}) Inundações a vapor de alta pressão se aproximam do quente limite de água porque $e_{UV} \rightarrow 0$ conforme a pressão se aproxima do ponto crítico da água.

Exemplo 11.4. Propagação de Frentes Térmicas. As frentes de vapor têm uma velocidade maior (são mais eficientes) do que as frentes de água quente para entalpia injetada equivalente, fato que enfatiza o efeito da pressão nos métodos térmicos. Use a temperatura de saturação de [FIG. 11.4](#) e o diagrama entalpia / pressão de [Fig. 11.6](#) neste exemplo.

Vamos considerar duas injeções: vapor saturado a uma pressão de 2.000 psia e vapor de qualidade de 50% a $P = 200$ psia. Ambas as condições têm uma entalpia injetada de aproximadamente $1.5 \times 10^6 \frac{\text{Btu}}{\text{lb}_m}$. A inicial a temperatura do reservatório é de 85 ° F. Usaremos as capacidades volumétricas de calor do exemplo anterior e assumiremos que os valores para água saturada são os mesmos em ambas as pressões. Da Eq. 11,12,

$$D_{HW} = \left(\frac{1 - \phi}{\phi} \right) \frac{M_{Ts}}{M_{T1}} = \left(\frac{1 - 0.3}{0.3} \right) \left(\frac{2.17 \frac{\text{MJ}}{\text{m}^3 \cdot \text{K}}}{3.97 \frac{\text{MJ}}{\text{m}^3 \cdot \text{K}}} \right) = 1.28,$$

de onde podemos obter $v_{HW} = \frac{1}{1 + 1.28} = 0.439$. Isso significa que o a frente da água se move a menos da metade da velocidade de uma frente do traçador.

Para o caso do vapor saturado, devemos procurar alguns valores. [FIG. 11.5](#) dá. Vamos precisar do h_{fg} do vapor saturado temperatura, que de [Fig. 11.4](#) é $T_s = 38$ ° F, para o qual $\Delta T_s = (380 - 82)$ ° F = 166 K. Então

$$h_D = \frac{yL_v}{C_{p1}\Delta T} = \frac{(0.4)(2.1)\frac{MJ}{kg}}{\left(1\frac{Btu}{lb_m \cdot ^\circ F}\right)(298^\circ F)} \left\{ \frac{0.454 kg}{1 lb_m} \frac{1 Btu}{10^{-3} MJ} \right\} = 3.2$$

e $D_{SF} = \frac{D_{HW}}{1+h_D} = \frac{1.28}{1+3.2} = 0.3$, que dá o resultado final de $v_{SF} = \frac{1}{1+D_{SF}} = \frac{1}{1+0.3} = 0.77$.

O valor é o dobro da velocidade da água quente, mas ainda mais lento do que a velocidade do traçador. Essa ordem persiste em toda a faixa de pressão até o ponto crítico; mesmo a magnitude das velocidades é relativamente insensível à pressão.

Em ambos os casos, a entalpia de entrada foi a mesma; é a presença do calor latente que faz com que o vapor seja mais eficiente. Todos os processos baseados em vapor operam com mais eficiência em baixa pressão porque o calor latente é maior.

As equações anteriores fornecem uma maneira de confirmar o que foi implicitamente assumido anteriormente: que uma frente de vapor se autoafia. Vamos começar combinando as Eqs. 11,14 a 11,16:

$$v_{SF} = \frac{1}{1+D_{SF}} = \frac{1}{1+\frac{D_{HW}}{1+h_D}} = \frac{1}{1+\frac{D_{HW}}{1+\frac{yL_v}{C_{p1}\Delta T}}}.$$

Para um deslocamento de água saturada ($y=0$) por vapor de qualidade 100% ($y=1$), a faixa de velocidades é

$$v_{SF} \Big|_{y=0} = \frac{1}{1+D_{HW}}$$

para água saturada e

$$v_{SF}|_{y=1} = \frac{1}{1 + \frac{D_{HW}}{1 + \frac{L_v}{C_{p1} \Delta T}}}$$

para vapor saturado. Portanto, $v_{SF}|_{y=0} < v_{SF}|_{y=1}$, e a frente é um choque porque as qualidades de vapor maiores movem-se mais rápido do que as qualidades menores. O inverso, é claro, seria verdadeiro para a água saturada deslocando o vapor saturado. O fato de a frente do vapor ser um choque explica grande parte do sucesso das unidades a vapor.

O fluido 3 é um gás não condensável. Este caso é semelhante ao caixa de água quente, exceto que $H_3 = C_{p3} \Delta T$. Um procedimento semelhante ao acima resulta

$$v_G = \frac{1}{1 + D_G}, \dots\dots\dots (11.17)$$

onde o fator de retardamento está agora

$$D_G = \left(\frac{1 - \phi}{\phi} \right) \frac{M_{T3}}{M_{T3}} \dots\dots\dots (11.18)$$

Porque $\rho_3 C_{p3} \ll \rho_1 C_{p1}$, D_G é muito maior que D_{HW} . Conseqüentemente, as inundações de gás aquecidas propagam-se mais lentamente dos três casos.

11.3.2 Fluxo com óleo. Nas próximas seções, analisaremos alguns deslocamentos térmicos simples usando a teoria do fluxo fracionário. As equações básicas governantes são as formas fortes de conservação da água,

$$\frac{\partial(\rho_1 S_1 + \rho_3 S_3)}{\partial t_D} + \frac{\partial(\rho_1 f_1 + \rho_3 f_3)}{\partial x_D} = 0, \dots\dots\dots (11.19a)$$

conservação de petróleo,

$$\frac{\partial(\rho_2 S_2)}{\partial t_D} + \frac{\partial(\rho_2 f_2)}{\partial x_D} = 0, \dots\dots\dots (11.19b)$$

e conservação de energia,

$$\frac{\partial \left[\rho_1 S_1 H_1 + \rho_2 S_2 H_2 + \rho_3 S_3 H_3 + \frac{(1-\phi)}{\phi} \rho_s S_s H_s \right]}{\partial t_D} + \frac{\partial (\rho_1 f_1 H_1 + \rho_2 f_2 H_2 + \rho_3 f_3 H_3)}{\partial x_D} = 0. \dots\dots (11.19c)$$

Os balanços de massa são da equação básica de fluxo fracionário 1D (Eq. 2.53) - com água em uma segunda fase 3 - e da equação de balanço de energia (Eq. 2.64). Claro, para escrevê-los, fizemos algumas suposições bastante restritivas que merecem uma discussão especial quando aplicadas à inundação térmica.

Escrever as equações em termos de fluxo fracionário em vez de fluxo (com *f* ao invés de *você*) significa que invocamos as suposições de fluxo fracionário. A parte das suposições de fluxo fracionário menos provável de se aplicar em geral é a de fluidos incompressíveis e rocha. Óleo e água (quentes ou frios) geralmente podem ser considerados incompressíveis sem grande erro, mas o vapor é altamente compressível. Além da consistência com as outras partes deste livro e as simplificações correspondentes, não há nenhuma razão convincente para supor que o vapor seja incompressível. [Para um tratamento que não assume fluidos e sólidos incompressíveis, consulte Shutler e Boberg (1972); Aydelotte e Pope (1983).]

No entanto, os gradientes de pressão em zonas de vapor são geralmente baixos, de modo que as densidades podem ser consideradas aproximadamente constantes. Obviamente, assumir um sólido incompressível significa que não pode haver produção de óleo devido à compressão dos poros. A parte da nodissipação das suposições de fluxo fracionário agora inclui a condutividade térmica, que está ausente da Eq. 11.19c.

As equações assumem ainda que não há solubilidade de óleo em água e nenhuma vaporização de óleo. Negligenciamos todas as formas de energia, exceto a energia térmica, e assumimos que as energias internas são iguais às entalpias. Finalmente, resolvemos a Eq. 11.19c assumindo nenhuma perda de calor lateral. Essas suposições significam que podemos usar o convencional

definições de tempo adimensional e posição (Eq. 5.9) e os métodos de fluxo fracionário para resolver $S_1(x_D, t_D)$ e $T(x_D, t_D)$

11.3.3 Inundações de água quente. Para este caso, $S_3 = 0$, e a suposição de fluidos e sólidos incompressíveis é boa. Com isso, a Eq. 11.19a é o único balanço material independente; sua forma forte se torna

$$\frac{\partial S_1}{\partial t_D} + \frac{\partial f_1}{\partial x_D} = 0, \dots\dots\dots (11.20a)$$

que tem a velocidade de saturação

$$v_{S_1} = \left(\frac{\partial f_1}{\partial S_1} \right)_T \dots\dots\dots (11.20b)$$

Da mesma forma, escrevendo a energia Eq. 2,80 em uma forma de fluxo fracionário rende

$$\left(M_{T1}S_1 + M_{T2}S_2 + \frac{1-\phi}{\phi} M_{Ts} \right) \frac{\partial T}{\partial t_D} + (M_{T1}f_1 + M_{T2}f_2) \frac{\partial T}{\partial x_D} = 0. \dots\dots\dots (11.21a)$$

Também usamos as equações de balanço de massa para água e óleo para eliminar derivados de saturação. Eq. 11.20b implica uma velocidade para a mudança de temperatura,

$$v_T = \frac{M_{T1}f_1 + M_{T2}f_2}{M_{T1}S_1 + M_{T2}S_2 + \frac{(1-\phi)}{\phi} M_{Ts}} \dots\dots\dots (11.21b)$$

v_T é uma função de T apenas através da dependência da temperatura de f_j . Esta dependência da temperatura é muito mais fraca do que a dependência do μ_2 sobre T . Portanto, a onda de temperatura é um choque em deslocamentos de água quente.

As velocidades nas Eqs. 11.20b e 11.21b são iguais, o que produz

$$\frac{df_1}{dS_1} = \frac{f_1 + \frac{M_{T2}}{M_{T1} - M_{T2}}}{S_1 + \frac{M_{T2} + \frac{(1-\phi)}{\phi} M_{Ts}}{M_{T1} - M_{T2}}} \dots\dots\dots (11.22)$$

em eliminar $S_2 = 1 - S_1$ e $f_2 = 1 - f_1$. Eq. 11.22 determina a saturação de água logo atrás da S_1^* frente de água quente usando o construção sugerida em [Fig. 11.9](#). A construção é análoga àquela em [Fig. 8.15](#) para inundação de polímero, exceto que a linha reta de equilíbrio do material não começa a partir de um ponto no x-eixo. Esse recurso, que é causado pela diferença entre as capacidades de calor volumétrico da água e do óleo na Eq. 11.22, surge porque a água está convocando o calor para a frente térmica, enquanto o óleo está convocando o calor para longe dela. Pelas nossas suposições, a convecção é a única forma de transferência de calor que ocorre neste deslocamento.

A parte traseira do banco de óleo deve propagar na mesma velocidade; portanto, a extensão da linha de equilíbrio do material até a curva de fluxo fracionário do óleo frio dá a saturação do banco de óleo. A borda de ataque do banco de óleo frio segue a agora usual construção secante mostrada em [Fig. 11.9](#).

11.3.4 Deslocamentos de vapor. Prevemos que, na ausência de perda lateral de calor, uma frente de vapor se propagará mais rápido do que uma frente de água quente (Exemplo 11.3) e que não pode haver condensação. Com as perdas de calor, pode ocorrer alguma condensação, mas deixamos essa discussão para o tratamento posterior das perdas de calor. Atrás da frente de vapor, a temperatura deve ser constante porque, por suposição, a pressão é constante (gradientes de pressão sendo desprezíveis). Portanto, todo o lado esquerdo do equilíbrio de energia torna-se

$$\frac{\partial(\rho_3 S_3)}{\partial t_D} + \frac{\partial(\rho_3 f_3)}{\partial x_D} = 0 \dots\dots\dots (11.23)$$

em uma dimensão. Das Eqs. 11.19a, 11.19b e 11.23, vemos que a massa de cada fase é conservada na zona de vapor. Contudo,

este é exatamente o mesmo problema que foi resolvido na Seção 5.7, onde consideramos o fluxo de água, gás e óleo como fases imiscíveis. Lá nós construímos o diagrama do caminho da composição (FIG. 5.21), que ilustrou a transição de uma condição inicial eu para uma condição injetada j em duas ondas.

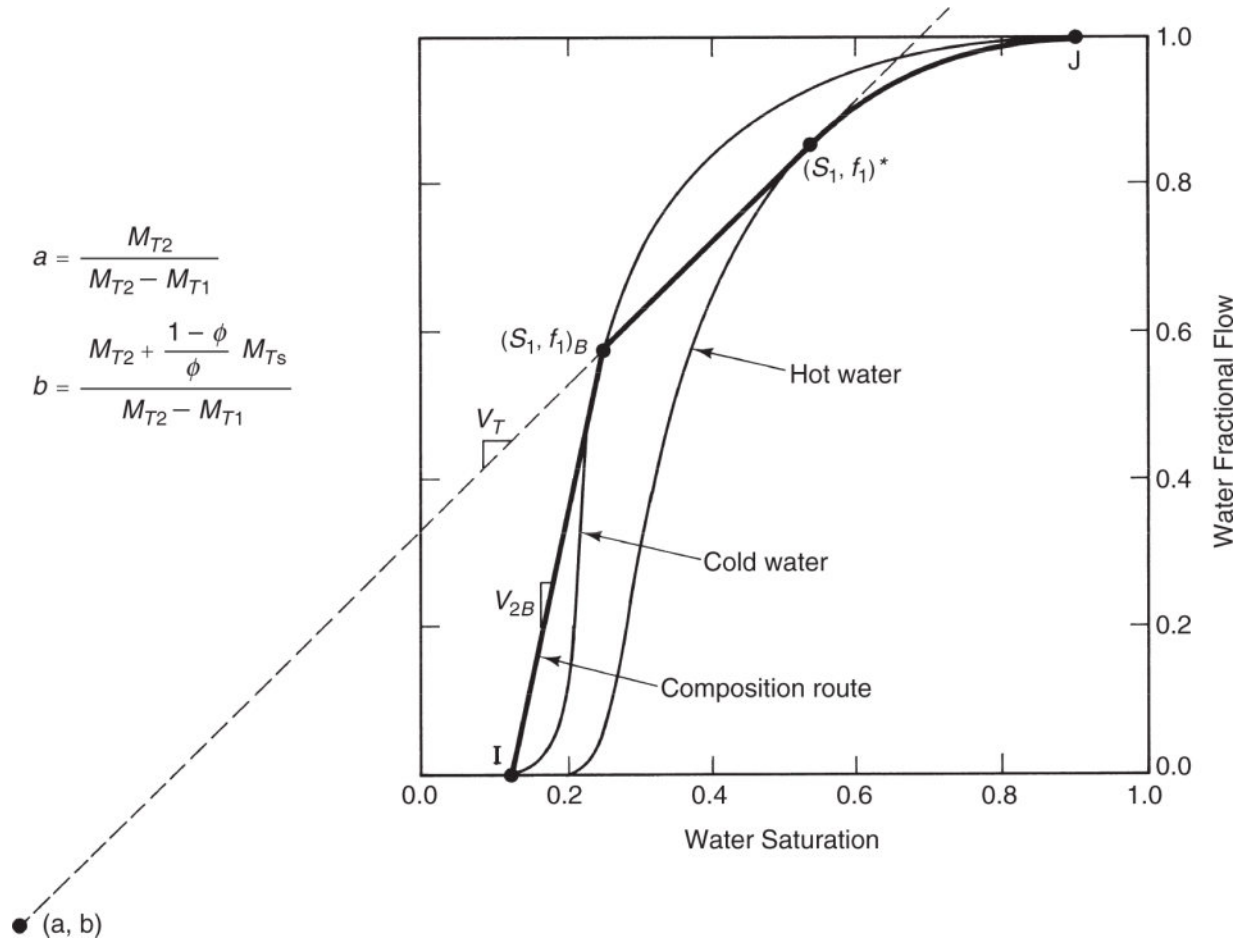


Fig. 11.9 — Construção gráfica da solução de água quente.

Embora a solução apresentada em Fig. 5.21 é o mesmo que a solução para uma frente de propagação de vapor, eles diferem em um aspecto importante: a condição inicial eu no problema atual não é mais dado porque esta é a condição imediatamente atrás (a montante) da frente de vapor. Para encontrar condição eu , devemos recorrer à aplicação da condição de coerência em toda a frente do vapor.

A condição de coerência integral para a frente de vapor, escrita em termos de quantidades de óleo e água, é

$$\frac{\rho_1(f_1H_1)^+ + \rho_2(f_2H_2)^+ + \rho_3(f_3H_3)^+}{\rho_1(S_1H_1)^+ + \rho_2(S_2H_2)^+ + \rho_3(S_3H_3)^+ + \frac{(1-\phi)}{\phi}\rho_sH_s^+} = \frac{\rho_1f_1^+ + \rho_3f_3^+ - \rho_1f_1^-}{\rho_1S_1^+ + \rho_3S_3^+ - \rho_1S_1^-} = \frac{f_2^+ - f_2^-}{S_2^+ - S_2^-}, \dots \quad (11.24)$$

onde o + e - representam as condições imediatamente a montante (a condição "injetada") e a jusante da frente. Nenhum termo negativo aparece na equação de energia porque a temperatura de referência para entalpia é T - por suposição. Podemos simplificar a Eq. 11,24 ao deixar $H_3 = H_1 + e_{uve}$ $H_j = C_{pj}T$ (para $j = 1$ e 2). Isso produz

$$\frac{\left(M_{T_1}f_1^+ + M_{T_2}f_2^+ + M_{T_3}f_3^+\right)T^+ + \rho_3L_vf_3^+}{\left(M_{T_1}S_1^+ + M_{T_2}S_2^+ + M_{T_3}S_3^+ + M_{T_3}\right)T^+ + \rho_3L_vS_3^+} = \frac{\rho_3 + f_1^+\left(\rho_1 - \rho_3\right) - \rho_3f_2^+ - \rho_1f_1^-}{\rho_3 + S_1^+\left(\rho_1 - \rho_3\right) - \rho_3S_2^+ - \rho_1S_1^-}$$

$$= \frac{f_2^+ - f_2^-}{S_2^+ - S_2^-} \dots\dots\dots (11.25)$$

Normalmente, a temperatura da zona de vapor T_+ é conhecido, deixando dez incógnitas, e nas duas equações (Eq. 11.25). Existem cinco relações independentes entre o fluxo fracionário e a saturação - três para o lado a montante e duas para o lado a jusante lado - e, é claro, o S_j e f_j em ambos os lados deve somar a unidade, adicionando outras duas equações. Ficamos com um sistema indeterminado porque há nove equações no total em dez incógnitas.

Uma maneira de contornar esse problema é invocar suposições adicionais sobre as condições de upstream (Shutler e Boberg 1972). Um exemplo disso seria deixar η igual a 0. O método mais rigoroso seria derivar condições de salto adicionais restaurando os termos dissipativos e resolvendo o perfil em um sistema de coordenadas em movimento, o chamado problema de onda viajante (Bryant et al. 1986; Lake et al. 2002. Uma vez que as condições a montante (+) determinado, a solução prossegue, conforme a Seção 5.7.

11.4 Perdas de calor de equipamentos e poços

O Exemplo 11.2 mostrou que as perdas de calor para a rocha e água representam facilmente a fonte mais significativa de perda de calor no sistema térmico

métodos. Embora prevenir isso esteja além do nosso alcance (exceto para seleção criteriosa de candidatos térmicos), minimizar as perdas de calor de equipamentos e poços e para estratos adjacentes é ao nosso alcance.

11.4.1 Perdas de equipamentos. O calor é perdido em equipamentos de superfície, como tubos, conexões, válvulas e caldeiras. Esse equipamento é rotineiramente isolado, de forma que as perdas sejam pequenas, exceto em circunstâncias extremas. A maioria dos livros de transferência de calor fornece procedimentos para cálculos detalhados de linhas de superfície. [Tabela 11.3](#) fornece perdas de calor aproximadas que são adequadas para a maioria dos projetos.

11.4.2 Perdas do poço. As perdas de calor do poço, por outro lado, podem causar um débito considerável de energia se o reservatório for profundo. Dedicamos o restante desta seção para estimar a temperatura e a qualidade do fluido do poço e a taxa de perda de calor em uma determinada profundidade. As versões desse cálculo ocorrem na produção de fluido quente abaixo dos aquíferos e do permafrost. O tratamento aqui é para injetores, onde estimativas de perda de calor são importantes para a eficiência dos métodos térmicos.

TABLE 11.3—TYPICAL VALUES OF HEAT LOSSES FROM SURFACE PIPING					
Insulation	Conditions	Heat Loss, Btu/h-ft ² Surface Area for Inside Temperatures of:			
		200°F	400°F	600°F	800°F
Bare metal pipe	Still air, 0°F	540*	1560	3,120	—
	Still air, 100°F	210	990	2,250	—
	10-mph wind, 0°F	1,010	2,540	4,680	—
	10-mph wind, 100°F	440	1,710	3,500	—
	40-mph wind, 0°F	1,620	4,120	7,440	—
	40-mph wind, 100°F	700	2,760	5,650	—
Magnesium pipe insulation, air temperature 80°F		Heat Loss, Btu/h-ft of Linear Length of Pipe at Temperatures of:			
	Standard on 3-in. pipe	50**	150	270	440
	Standard on 6-in. pipe	77	232	417	620
	1½ in. on 3-in. pipe	40	115	207	330
	1½ in. on 6-in. pipe	64	186	335	497
	3 in. on 3-in. pipe	24	75	135	200
	3 in. on 6-in. pipe	40	116	207	322
*1 Btu/h·ft ² ≅ 3.0 J/m ² ·s.					
**1 Btu/h·ft = 0.91 J/m·s.					

A estimativa das perdas de calor de um furo de poço fornece um excelente exemplo estendido da aplicação da teoria de transferência de calor e soluções aproximadas. A abordagem consiste em três segmentos: transferência de calor em estado estacionário através da região do poço, condução de calor transiente na terra adjacente ao poço e um balanço geral de calor no fluido no próprio poço. Com suposições apropriadas, cada problema pode ser resolvido separadamente e então mesclado para dar o resultado final. Combinar os equilíbrios de estado estacionário, transiente e geral, como estamos prestes a fazer, é um *quase-estado* aproximação. As equações básicas para conservação de energia nas formas forte e fraca são as Eqs. 2,36 e 2,92, respectivamente. O estado estacionário existe quando as derivadas de tempo são zero.

11.4.3 Estimando o coeficiente geral de transferência de calor.

Estimativas da taxa de transferência de calor através de um elemento de altura Δz na região do furo de sondagem pode ser obtida a partir da seguinte equação:

$$\Delta \dot{Q} = 2\pi R_{to} U_T (T_f - T_d) \Delta z, \dots\dots\dots (11.26)$$

Onde $\Delta \dot{Q}$ é a taxa de transferência de calor (unidades de energia divididas pelo tempo) através de uma seção de um furo de poço vertical Δz em altura tendo um exterior raio da tubulação de R_{para} . U_T é o coeficiente de transferência de calor geral com base na superfície externa da tubulação. Usando a Eq. 11,26 requer um estimativa de U_T .

A transferência de calor através da região do poço envolve várias resistências diferentes entre o fluido que flui na tubulação e a formação. Começando com a formação e movendo-se para dentro, trata-se de uma zona de cimento, revestimento, espaço anular, isolamento de tubulação, a própria tubulação e o fluido que flui. **Fig. 11.10** mostra um esquema do perfil de temperatura e definições de símbolos. Eq. 11,26 é expresso em termos de diferença de temperatura entre o fluido T_f e a temperatura no raio do furo de sondagem T_d .

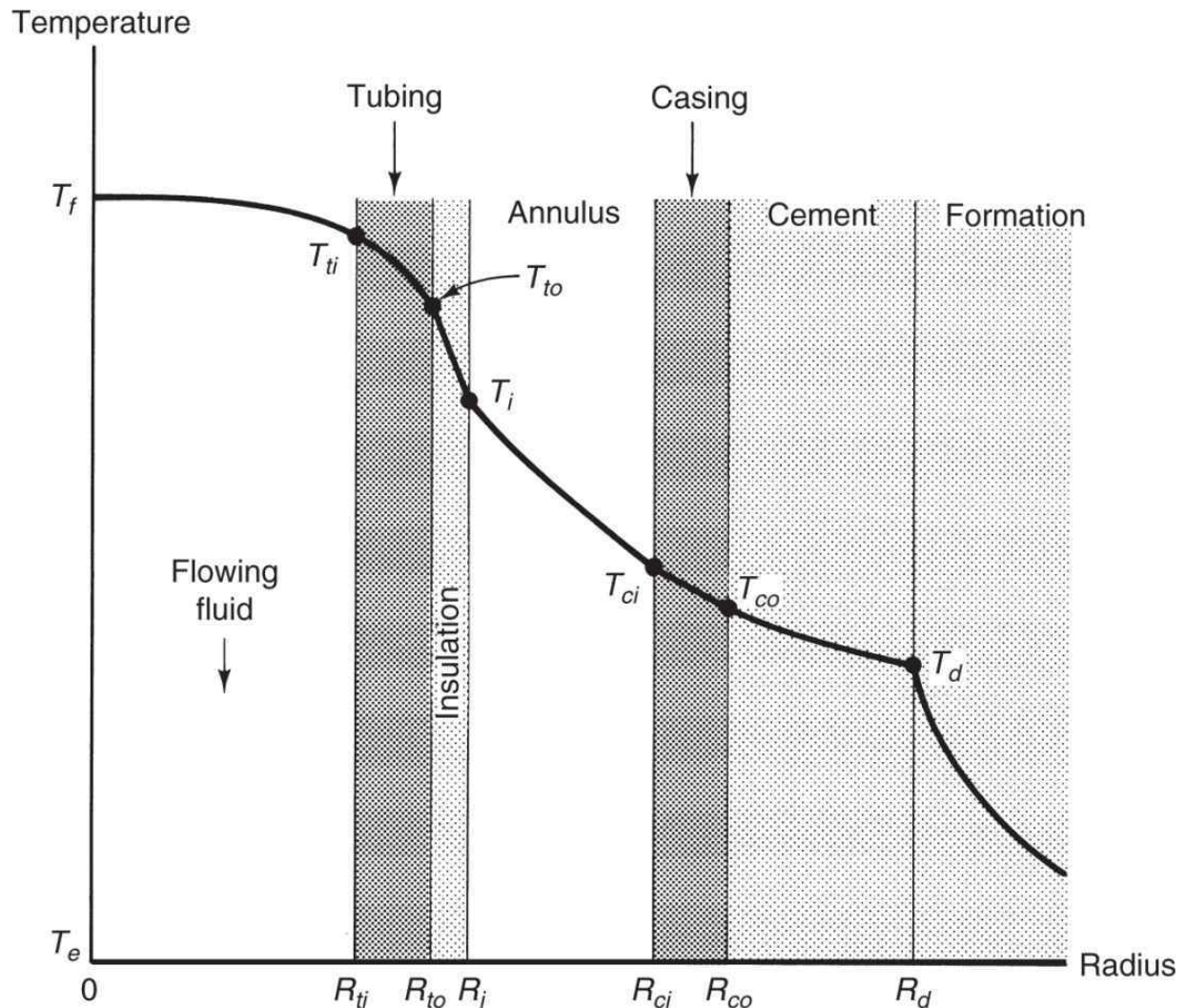


Fig. 11.10 — Perfil esquemático de temperatura em um furo de sondagem [adaptado de Willhite (1967)].

Seguindo Willhite (1967), assumimos simetria radial no furo de sondagem, sem transferência de calor no z-direção e condutividades térmicas independentes da temperatura. Como a região do furo de sondagem ocupa um volume muito menor do que a formação, é razoável supor que os transientes de temperatura aqui decaem muito mais rápido do que na formação. Portanto, podemos assumir que um equilíbrio de energia em estado estacionário se aplica à tubulação, isolamento, revestimento e cimento:

$$\frac{d}{dr}(rq_c) = 0, \dots\dots\dots (11.27)$$

Onde q_c é o componente radial do fluxo de calor condutor \vec{q}_c no Eq. 2,33, a transferência de calor aqui sendo apenas por condução. Como o produto do fluxo de calor por raio é uma constante, a taxa de transferência de calor ao longo da alturaz também é uma constante:

$$\Delta\dot{Q} = 2\pi\Delta z q_c = -2\pi r k_T \frac{dT}{dr} \Delta z. \dots\dots\dots (11.28)$$

Eq. 11,28 pode ser integrado para as diferenças de temperatura entre o interior e o exterior de cada região:

$$T_{ii} - T_{io} = \frac{\Delta\dot{Q} \ln\left(\frac{R_{io}}{R_{ii}}\right)}{2\pi k_{Ti} \Delta z} \text{ (tubing)} \dots\dots\dots (11.29a)$$

$$T_{io} - T_i = \frac{\Delta\dot{Q} \ln\left(\frac{R_i}{R_{io}}\right)}{2\pi k_{Ti} \Delta z} \text{ (insulation)} \dots\dots\dots (11.29b)$$

$$T_{ci} - T_{co} = \frac{\Delta\dot{Q} \ln\left(\frac{R_{co}}{R_{ci}}\right)}{2\pi k_{Tc} \Delta z} \text{ (casing)} \dots\dots\dots (11.29c)$$

$$T_{co} - T_d = \frac{\Delta\dot{Q} \ln\left(\frac{R_d}{R_{co}}\right)}{2\pi k_{Tcem} \Delta z} \text{ (cement)}. \dots\dots\dots (11.29d)$$

k_{Tt} , k_{Ti} , k_{Tc} e k_{Tcem} na Eq. 11.29a são as condutividades térmicas da tubulação, isolamento, revestimento e cimento, respectivamente.

Nem o fluido na tubulação nem o fluido no espaço anular transferem calor estritamente por condução; portanto, eles devem ser tratados separadamente. Deixe as taxas de transferência de calor através dessas regiões serem expressas como

$$T_f - T_{ii} = \frac{\Delta\dot{Q}}{2\pi R_{ii} \Delta z h_{Tf}} \text{ (flowing fluid)} \dots\dots\dots (11.30a)$$

$$T_i - T_{ci} = \frac{\Delta\dot{Q}}{2\pi R_i \Delta z h_{Ta}} \text{ (annulus fluid)} \dots\dots\dots (11.30b)$$

por analogia com as Eqs. 11,26. h_{Tf} e h_{Ta} são os coeficientes de transferência de calor dos fluidos na tubulação e no espaço anular, respectivamente. Eles podem ser estimados principalmente por meio de correlações, conforme discutido a seguir.

Podemos somar as Eqs. 11,29 e 11,30 para dar a queda geral da temperatura,

$$T_f - T_d = \frac{\Delta \dot{Q}}{2\pi \Delta z} \left[\frac{1}{R_{ii} h_{Tf}} + \frac{\ln\left(\frac{R_{to}}{R_{ii}}\right)}{k_{Ti}} + \frac{\ln\left(\frac{R_i}{R_{to}}\right)}{k_{Ti}} + \frac{1}{R_i h_{Ta}} + \frac{\ln\left(\frac{R_{co}}{R_{ci}}\right)}{k_{Tc}} + \frac{\ln\left(\frac{R_d}{R_{co}}\right)}{k_{Tcem}} \right], \dots\dots\dots (11.31)$$

que, inserido na Eq. 11,26, dá o coeficiente geral de transferência de calor,

$$U_T^{-1} = R_{to} \left[\frac{1}{R_{ii} h_{Tf}} + \frac{\ln\left(\frac{R_{to}}{R_{ii}}\right)}{k_{Ti}} + \frac{\ln\left(\frac{R_i}{R_{to}}\right)}{k_{Ti}} + \frac{1}{R_i h_{Ta}} + \frac{\ln\left(\frac{R_{co}}{R_{ci}}\right)}{k_{Tc}} + \frac{\ln\left(\frac{R_d}{R_{co}}\right)}{k_{Tcem}} \right] \dots\dots\dots (11.32)$$

Esta equação expressa a condutância total entre o fluido e a formação como uma soma de resistências em série, cada uma ponderada por fatores geométricos. Se qualquer uma das zonas em [Fig. 11.8](#) está ausente (raios interno e externo iguais), esse termo estará ausente na Eq. 11,32. Além disso, se a condutividade térmica de um componente for alta, como geralmente acontece com a tubulação e o revestimento, o termo correspondente na Eq. 11,32 será pequeno. Muitas vezes, de fato, um único termo dominará o coeficiente geral de transferência de calor (como pode ocorrer em tubulação isolada onde k_{Ti} é pequeno). Usando a Eq. 11,32 requer estimativas de h_{Tf} e h_{Ta} .

11.4.4 Coeficiente de transferência de calor em tubulação e anel. o grande dificuldade em usar a Eq. 11,32 está estimando h_{Tf} e h_{Ta} porque os outros termos são constantes. A transferência de calor de um fluido em fluxo é por condução e convecção e, se a taxa de fluxo for grande, o calor é dissipado por aquecimento viscoso. [Fig. 11.11a](#) mostra a velocidade esquemática

e perfis de temperatura. Argumentos teóricos (Bird et al. 2002) sugerem que h_{TF} correlaciona como a seguinte equação adimensional:

$$N_{Nu} = f(N_{Pr}, N_{Re}, N_{Br}) \dots\dots\dots (11.33)$$

para tubos com grandes proporções de comprimento para diâmetro. Os grupos adimensionais na Eq. 11,33 são

$$\text{Nusselt number} = \frac{R_{ii} h_{TF}}{k_{TF}} = N_{Nu}, \dots\dots\dots (11.34a)$$

$$\text{Prandtl number} = \frac{C_{pf} \mu_f}{k_{TF}} = N_{Pr}, \dots\dots\dots (11.34b)$$

$$\text{Reynolds number} = \frac{2\rho_f \bar{v} R_{ii}}{\mu_f} = N_{Re}, \dots\dots\dots (11.34c)$$

$$\text{Brinkman number} = \frac{\mu_f v_{\max}^2}{k_{TF} (T_f - T_{ii})} = N_{Br}, \dots\dots\dots (11.34d)$$

onde a barra superior na Eq. 11.34c indica uma média de volume.

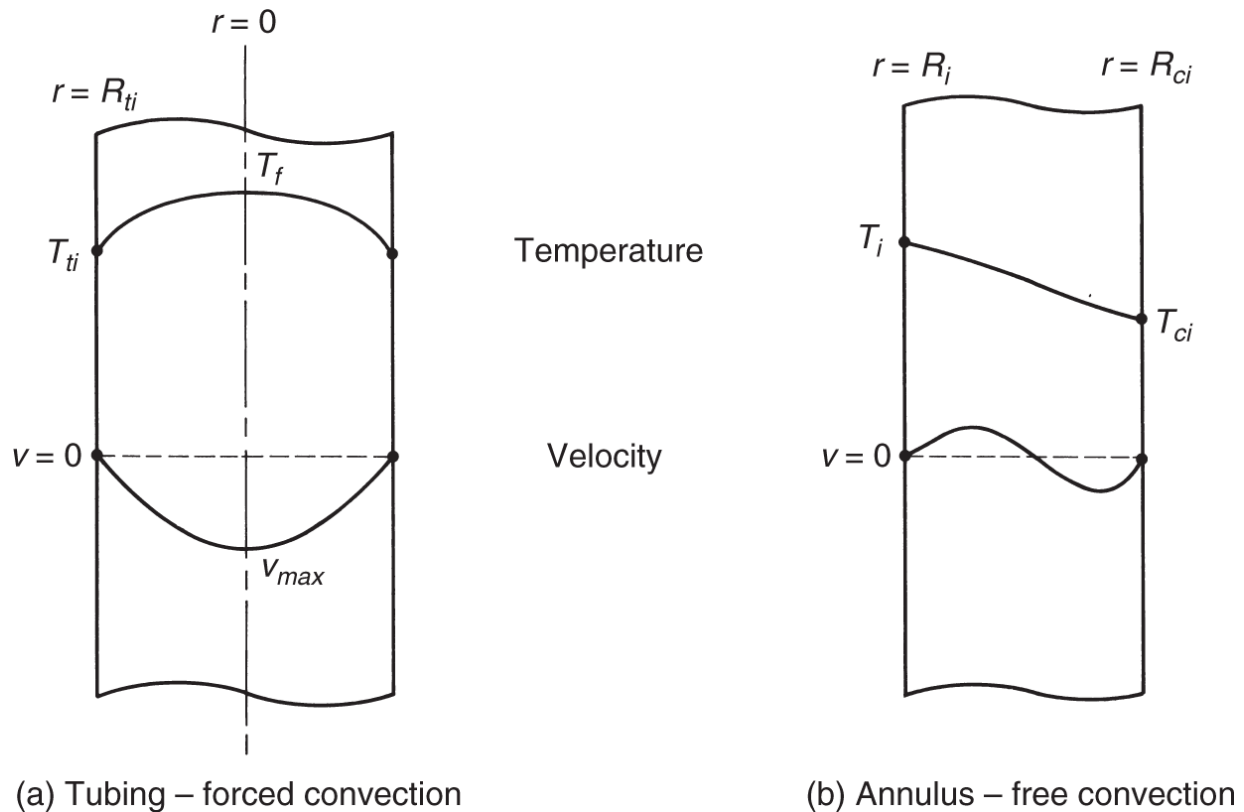


Fig. 11.11 — Perfis esquemáticos de velocidade e temperatura em tubos e anular [adaptado de Willhite (1967)].

Como sugere a denominação de pessoas, esses são grupos familiares na literatura sobre transferência de calor. Cada grupo tem um físico interpretação: N_{Nu} é a relação entre a transferência de calor total e condutiva; N_{Pr} é a relação entre a transferência de calor convectiva e condutiva; N_{Re} é a razão entre as forças inerciais e viscosas no fluxo de fluido; e N_{Br} é a proporção de dissipação de calor viscoso para condução. Destes quatro, N_{Br} é o único que contém uma diferença de temperatura; no entanto, se for pequeno, como costuma ser para fluxos de líquidos, essa dependência é fraca. Para geometria simples, a forma específica da Eq. 11,33 pode ser derivado teoricamente; em casos práticos, a relação é empírica (Bird et al. 2002). Consulte o Exercício 11.6.

A transferência de calor através de um anel é ainda mais complicada. Se o anel for vedado em ambas as extremidades, não pode haver fluxo em massa; Contudo, a diferença de temperatura entre T_{eu} e T_{ci} causa diferenças de densidade locais no fluido de anular que causam fluxo. Chamamos tal fluxo

gratuitamente convecção para distingui-lo do *forçado* convecção na tubulação. [Fig. 11.11b](#) mostra perfis esquemáticos de velocidade e temperatura para o espaço anular. Outro argumento dimensional sugere uma relação entre grupos adimensionais, uma forma particular dos quais é (Willhite 1967)

$$N_{Nu} = 0.0499 \left(N_{Gr} N_{Pr} \right)^{1/3} N_{Pr}^{0.074} \dots\dots\dots (11.35)$$

para placas planas com grandes proporções comprimento-diâmetro. O grupo adicional na Eq. 11,35 é o número de Grashof,

$$N_{Gr} = \frac{(R_{ci} - R_i)^3 g \rho_a \beta_T (T_i - T_{ci})}{\mu_a}, \dots\dots\dots (11.36)$$

que é a relação entre o transporte de convecção livre e as forças viscosas. O parâmetro β_T é um coeficiente de expansão térmica definido como $-1/\rho_a (\partial \rho_a / \partial T)_P$, e o subscrito *uma* refere-se ao fluido anular. O fluido propriedades em N_{Nu} , N_{Pr} , e N_{Gr} agora são baseados no fluido anular. O número de Grashof contém uma diferença de temperatura que geralmente é desconhecida a priori; portanto, em aplicações, pode ser necessário solucionar a perda de calor por tentativa e erro.

Normalmente, um anel é preenchido com ar, mas na ocasião, ele foi evacuado. Quando isso ocorre, a transferência de calor é quase exclusivamente por radiação. A radiação é uma forma de fluxo de calor independente de convecção ou condução. Em algumas circunstâncias, a radiação pode ser responsável por uma fração substancial da transferência de calor.

11.4.5 Condução de Calor na Formação. A imensa massa térmica da terra ao redor do poço, apenas uma pequena fração da qual está em contato com o reservatório, sugere que a transferência de calor aqui é transitória. Neste segmento, repetimos um procedimento descrito pela primeira vez por Ramey (1959) para o cálculo de temperaturas além do Sondagem, $r > R_d$.

Deixe a transferência de calor na formação ser estritamente por condução radial. Na ausência de quaisquer velocidades, a Eq. 2,36 torna-se

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \left(\frac{k_T}{\rho C_p} \right)_s \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{K_{Ts}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right), \dots \dots \dots (11.37)$$

onde Eq. 2.34 foi inserido para fluxo de calor condutivo e Eq. 11.4 foi usado para o coeficiente de difusão térmica. Eq. 11.37 também assume uma formação incompressível e monofásica, de modo que uma mudança na energia interna se manifesta apenas como uma mudança na temperatura (não há calor latente). Uma vez que esta equação foi resolvido para $T(t, r)$ para $r > R_d$, a taxa de transferência de calor segue do gradiente espacial em $r = R_d$. O limite a seguir e as condições iniciais se aplicam à Eq. 11,37:

$$T(0, r) = T(t, \infty) = T_e. \dots \dots \dots (11.38a)$$

$$-k_{Ts} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R_d} = \frac{\Delta \dot{Q}}{2\pi R_d \Delta z}, \dots \dots \dots (11.38b)$$

onde Δz é a diferença geral de altura. A temperatura externa não perturbada T_e é uma função de z por causa do gradiente geotérmico

$$T_e = a_T z + T_0, \dots \dots \dots (11.39)$$

Onde a_T é geralmente de aproximadamente 0,18 K / km, e T_0 é a temperatura média da superfície. A existência desse gradiente implica uma taxa constante de transferência de calor do núcleo da Terra; também sugere um z -dependência no problema que não está explícita nas equações. A solução, portanto, será para um determinado z , mas a variação com z surge apenas ao resolver o equilíbrio de energia para o fluido que flui. Eq. 11.38b expressa a continuidade do fluxo de calor em $r = R_d$.

Combinando com a Eq. 11,26 dá a condição de "condução",

$$-k_{Ts} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R_d} = \frac{U_T R_{to} (T_f - T_d)}{R_d}. \dots \dots \dots (11.40)$$

Conforme discutido anteriormente, todas as temperaturas são funções de z .

Para diferente de zero R_d , a solução para as Eqs. 11,37, 11,38 e 11,40 devem ser numérico (usando a inversão de Laplace), mas uma vez conhecida, a taxa de transferência de calor segue da Eq. 11,38b para dar

$$\Delta \dot{Q} = \frac{2\pi k_{Ts} (T_d - T_e) \Delta z}{f_T(t_D)}, \dots\dots\dots (11.41)$$

Onde f_T é uma função do tempo adimensional t_D e número de formação Nusselt,

$$t_D = \frac{K_{Ts} t}{R_d^2} \dots\dots\dots (11.42a)$$

$$N_{Nu} = \frac{R_{to} U_T}{k_{Ts}} \dots\dots\dots (11.42b)$$

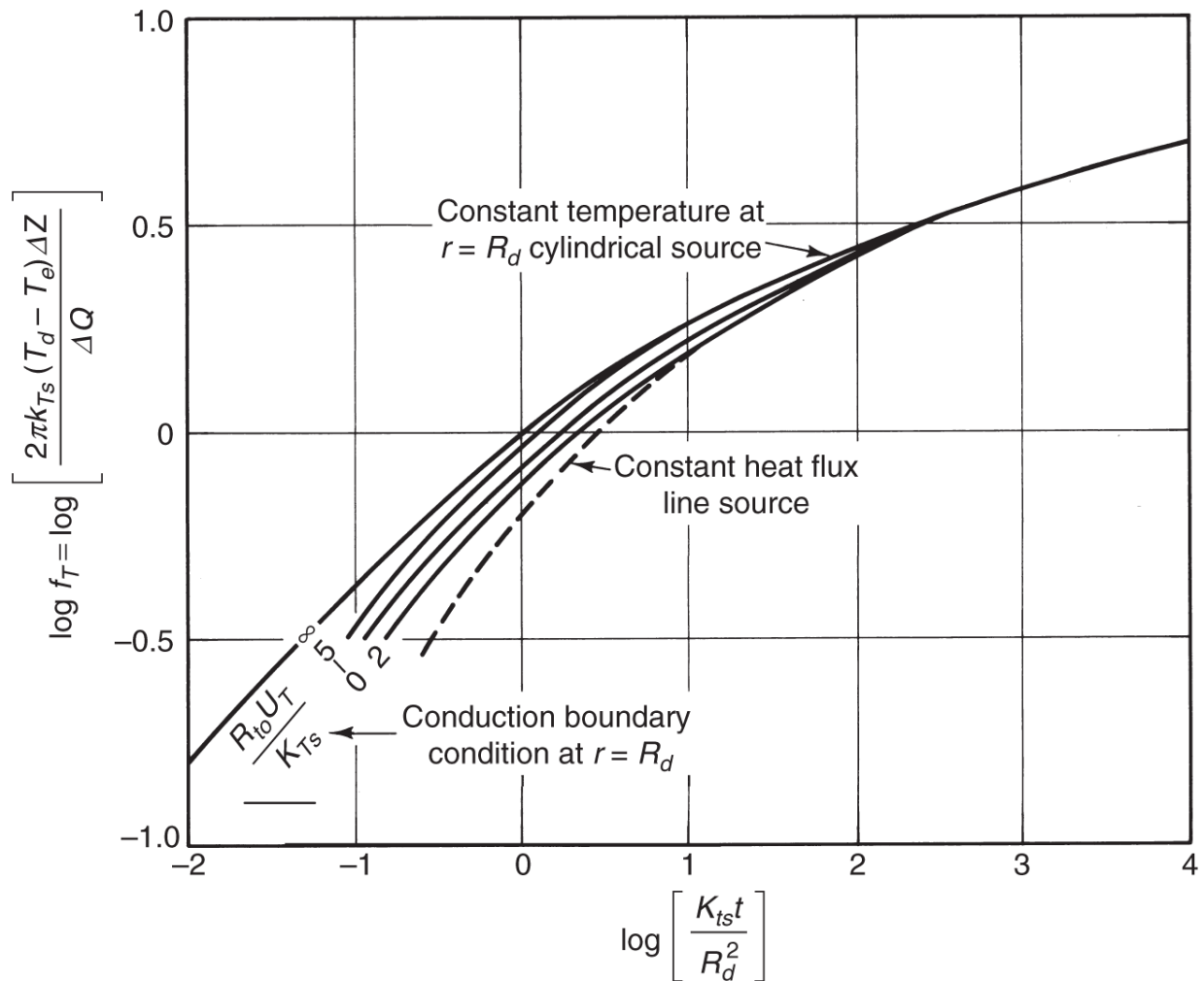


Fig. 11.12 — Função de transferência de calor transiente (Ramey 1962).

[Fig. 11.11](#) mostra o logaritmo de f_T plotado vs. o logaritmo de tD com M_{Nu} como um parâmetro.

Ramey (1959) fornece o procedimento para usar essas equações. Deixar nós resolvemos para a temperatura interna do invólucro T_{ci} e taxa de perda de calor em \dot{Q} uma determinada profundidade e tempo. Nós conhecemos os raios em [Fig. 11.12](#); as condutividades térmicas da tubulação, isolamento, revestimento e zona de cimento; as propriedades térmicas do fluido fluindo, o fluido anular e a formação; a viscosidade e velocidade média do fluido que flui; e a profundidade z e a temperatura do fluido em massa T_f . O procedimento é o seguinte:

1. Calcule T_e da Eq. 11,39 e calcular N_{Pr} e N_{Re} para o fluido que flui e N_{Pr} para o fluido anular das Eqs. 11,34. Calcular t_D da Eq. 11.42a.
2. Assuma um valor para h_{Ta} e calcular $vocêT$ da Eq. 11,32, todas as outras quantidades sendo independentes da temperatura. Se N_{Br} não é pequeno, um valor para h_{Tf} deve ser assumido também.
3. Calcule o número de Nusselt da formação a partir da Eq. 11.42b e, usando isso e t_D , estimativa f_T a partir de [Fig. 11.12](#). Calcular T_d

a partir de

$$T_d = \frac{T_f f_T(t_D) + \left(\frac{k_{Ts}}{R_{io} U_T} \right) T_e}{f_T(t_D) + \left(\frac{k_{Ts}}{R_{io} U_T} \right)} \dots\dots\dots (11.43)$$

T_f nesta equação decorre da eliminação $\Delta\dot{Q}$ entre as Eqs. 11,26 e 11,41. Agora podemos calcular a $\Delta\dot{Q}$ de qualquer um equação.

4. Com $\Delta\dot{Q}$ e T_d conhecido, a temperatura do invólucro T_{ci} e todo o outros decorrem da aplicação sucessiva das Eqs. 11,29 e 11,30.

A solução agora estaria completa, mas o valor assumido do h_{Ta} na Etapa 2 pode estar incorreto. Prosseguir requer um processo de tentativa e erro.

5. Calcule N_{Gr} da Eq. 11.36 e use a Eq. 11,35 para estimar h_{Ta} . Se a radiação for importante, nós a corrigiríamos aqui.
6. Recalcular $vocêT$ de sua definição (Eq. 11.32). Compare esse valor com o usado na Etapa 2; repita as etapas 2 a 6 com o novo valor de $vocêT$ se o acordo não for satisfatório. O teste de convergência está ligado $vocêT$, uma função muito mais fraca de temperatura do que h_{Ta} . A convergência deve ser obtida em três ou menos etapas.

11.4.6 Perda de calor do poço. Agora focamos a atenção em

o elemento Δz , através do qual o calor está passando a uma taxa $\Delta \dot{Q}$. Nós primeiro de eliminação T_d entre as Eqs. 11,26 e 11,41 para dar

$$\Delta \dot{Q} = \frac{2\pi k_{Ts} R_{io} U_T}{k_{Ts} + R_{io} K_{Ts} f_T(t_D)} (T_f - T_e) \Delta z. \dots\dots\dots (11.44)$$

A seguir, assumimos ρ_f para ser constante.

Se aplicarmos o balanço geral de energia (Eq. 2.56) ao elemento Δz , temos

$$A \Delta z \frac{d}{dt} (\rho_f \bar{U}) + \Delta \dot{H} - \bar{v} \rho_f A g \Delta z = -\Delta \dot{Q}, \dots\dots\dots (11.45a)$$

onde negligenciamos a energia cinética e os termos de trabalho mecânico. Além disso, escrevendo a taxa de entalpia entrando e saindo Δz como o produto de uma entalpia específica e uma taxa de fluxo de massa constante $\dot{m} = \bar{v} \rho_f A$, nós podemos obter

$$\dot{m} (\Delta \bar{H} - g \Delta z) = -\Delta \dot{Q}. \dots\dots\dots (11.46b)$$

Eq. 11.46b também abandonou as derivadas de tempo usando o mesmo argumento de estado quase-estável usado anteriormente para o furo de sondagem.

O modelo de perda de calor mais simples segue da Eq. 11,41 assumindo que T_f é constante na temperatura de entrada da superfície (isso faz $\Delta \bar{H} = 0$) e integrando a equação diferencial ordinária resultante para dQ / dz (no limite $\Delta z \rightarrow 0$) (Ramey 1964):

$$\dot{Q}(z) = \frac{2\pi k_{Ts} R_{io} U_T}{k_{Ts} + R_{io} U_T f_T(t_D)} \left[(T_f - T_0) z - \frac{a_T z^2}{2} \right], \dots\dots\dots (11.46)$$

onde substituímos T_e pela Eq. 11,39 e T_d pela Eq. 11,26 antes de integrar. Esta equação produz a taxa máxima de perda de calor até profundidade z porque a diferença de temperatura entre T_f e T_e é o valor máximo possível. $(T_f - T_0)$ é a diferença entre as temperaturas de entrada e de superfície.

Para casos mais gerais, vamos eliminar $\Delta \dot{Q}$ entre as Eqs. 11,44 e 11.45b, que produz, depois de tomar novamente o limite como $\Delta z \rightarrow 0$,

$$\frac{d\bar{H}}{dz} - g = - \frac{2\pi k_{Ts} R_{io} U_T (T_f - T_e)}{\dot{m} [k_{Ts} + R_{io} U_T f_T(t_D)]} \dots \dots \dots (11.47)$$

Eq. 11,47 é uma equação de trabalho. A convenção de sinais é que \dot{Q} aumenta para baixo e é positivo quando o calor é perdido do furo de poço. Podemos invocar a Eq. 11,47 para vários casos especiais, assumindo diferentes formas para a entalpia específica.

Se o fluido que flui na tubulação for um gás ideal, porque o vapor monofásico estaria em baixa pressão, a entalpia é independente da pressão:

$$d\bar{H} = C_{p3} dT_f \dots \dots \dots (11.48a)$$

Substituindo isso na Eq. 11,47,

$$\frac{dT_f}{dz} = \frac{g}{C_{p3}} - \frac{2\pi k_{Ts} R_{io} U_T (T_f - T_e)}{C_{p3} \dot{m} [k_{Ts} + R_{io} U_T f_T(t_D)]} \dots \dots \dots (11.48b)$$

Eq. 11.48b se integrará a

$$T_f = a_T z + T_0 - A_T \left(a_T + \frac{g}{C_{p3}} \right) + \left[(T_f - T)_0 + A_T \left(a_T + \frac{g}{C_{p3}} \right) \right] e^{-z/A_T} \dots \dots \dots (11.48c)$$

para capacidade de calor constante, onde

$$A_T(t_D) = \frac{\dot{m} C_{p3} [k_{Ts} + R_{io} U_T f_T(t_D)]}{2\pi k_{Ts} R_{io} U_T} \dots \dots \dots (11.48d)$$

e T_{para} na Eq. 11,48c é a temperatura da superfície de entrada em $z = 0$. Com T_f agora determinado em função da profundidade, podemos integrar a Eq. 11.45b para a perda de calor até z . Essas duas equações afirmam que a temperatura do fluido e a perda de calor variam com a profundidade como uma função exponencial

mais um termo linear, a taxa de mudança sendo determinada por UMA_T , que é proporcional à taxa de fluxo de massa.

Se o fluido em fluxo for um vapor superaquecido na temperatura da superfície de entrada, a Eq. 11.48c descreverá sua temperatura até a temperatura de saturação. Abaixo deste ponto, o fluido será uma mistura de duas fases saturada por alguma distância na tubulação, onde o fluido se condensará gradualmente em água saturada conforme mais calor é perdido. Neste caso, a entalpia específica se relaciona com a qualidade do vapor como

$$\overline{H} = H_1^{sl} + yL_v \dots \dots \dots (11.49a)$$

Se a pressão for constante, isso leva a uma equação diferencial relativamente simples em qualidade (Satter 1965),

$$\frac{dy}{dz} = \frac{g}{L_v} - \frac{(T_f - T_e)}{A_T}, \dots \dots \dots (11.49b)$$

Onde

$$A_T(t_D) = \frac{\dot{m}L_v [k_{Ts} + R_{to} U_T f(t_D)]}{2\pi R_{to} k_{Ts}} \dots \dots \dots (11.49c)$$

Porque uma mudança na qualidade do vapor a pressão constante deve levar colocado em temperatura constante, podemos integrar a Eq. 11.49b com T_f constante na temperatura de saturação para a qualidade do fluido na tubulação,

$$y = 1 + \left[\frac{\left(\frac{gA_T}{L_v} \right) + T_0 - T_f}{A_T} \right] z + \frac{a_T z^2}{2A_T}, \dots \dots \dots (11.49d)$$

Onde $y = 1$ em $z = 0$. A perda de calor segue da Eq. 11,49a; observe que uma temperatura de fluxo constante não implica a ausência de perda de calor se o fluido estiver condensando.

Eq. 11.49d engana em sua simplicidade. Ele negligenciou a hidrodinâmica do fluxo de duas fases em um tubo vertical e o