

III. Conceitos Básicos

III.1 Estabilidade e turbulência atmosférica

A estabilidade da atmosfera pode ser explicada considerando o exemplo de uma parcela de ar que inicia um movimento vertical para cima, provocado por uma perturbação súbita na atmosfera, de tal forma que não existem trocas de calor entre a parcela de ar e o meio em redor. Nesta situação a temperatura da parcela de ar irá diminuir uma quantidade constante com a altitude a que se encontra, denominada *lapse rate* adiabático, que para o ar seco é de 9.7°C/km (Nevers, 1995).

Numa atmosfera neutra a parcela de ar ao subir encontra-se à mesma temperatura e densidade que o ar em redor, pelo que o seu movimento pára e a parcela permanece no mesmo lugar. Em condições de instabilidade, a diminuição da temperatura com a altitude na atmosfera é superior ao *lapse rate* adiabático, pelo que a parcela de ar encontra ar mais frio e mais denso em redor o que acentua o movimento vertical da parcela, devido à diferença de densidades entre o ar frio (mais denso) em redor e o ar mais quente (menos denso) na parcela (impulsão). Numa atmosfera estável, a temperatura diminui em altitude menos que o *lapse rate* adiabático ou pode mesmo aumentar com a altitude, pelo que a parcela de ar encontra ar menos denso em redor; nesta situação o movimento da parcela cessa e a parcela volta à sua localização original antes da deslocação vertical pela perturbação súbita na atmosfera.

Para a situação de neutralidade e com terreno uniforme o perfil vertical de velocidade horizontal das massas de ar na atmosfera é, devido ao atrito da superfície da terra sobre estas, logarítmico e dado pela Equação III.1 (Monteith e Unsworth, 1995),

$$u\{z\} = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_0} \quad (\text{III.1})$$

onde u_* é a velocidade de atrito, um parâmetro que quantifica as flutuações da velocidade horizontal devido à turbulência, k é a constante de von Karman, com o valor experimental 0.41, z é a altitude em relação à superfície e z_0 é a altura para a qual a velocidade é nula, denominada comprimento de rugosidade.

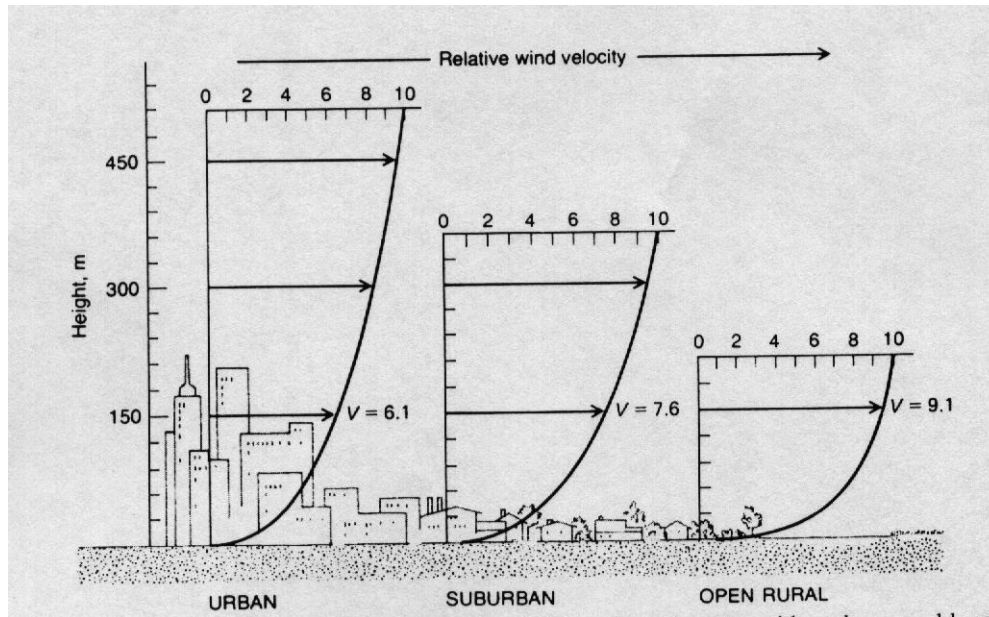
Segundo a Equação III.1, quanto maior o comprimento de rugosidade menor será a velocidade a uma dada altura, de modo a que o atrito da superfície é maior. Isto é visível pela Figura III.1, onde se apresentam as diferentes situações de superfície.

Diferenciando-se a Equação III.1 em relação a z obtém-se a expressão para o gradiente vertical da velocidade horizontal do ar na atmosfera neutra, expressa na Equação III.2.

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \quad (\text{III.2})$$

Através desta equação verifica-se que o gradiente vertical diminui com a altitude, do modo visível na Figura III.1.

Figura III.1: Perfil vertical de velocidade horizontal para a superfície urbana, suburbana e rural (Marsh, 1997).



A relação entre o perfil vertical da velocidade horizontal e a turbulência na atmosfera pode ser entendida com a consideração da existência de vórtices circulares, denominados turbilhões, com um diâmetro de $l=kz$ que diminui com a altura, tal como é visível na Figura III.2a. A maior dimensão dos turbilhões a maior altitude traduz-se numa maior homogeneização da atmosfera, correspondendo a um gradiente vertical de velocidade horizontal menor.

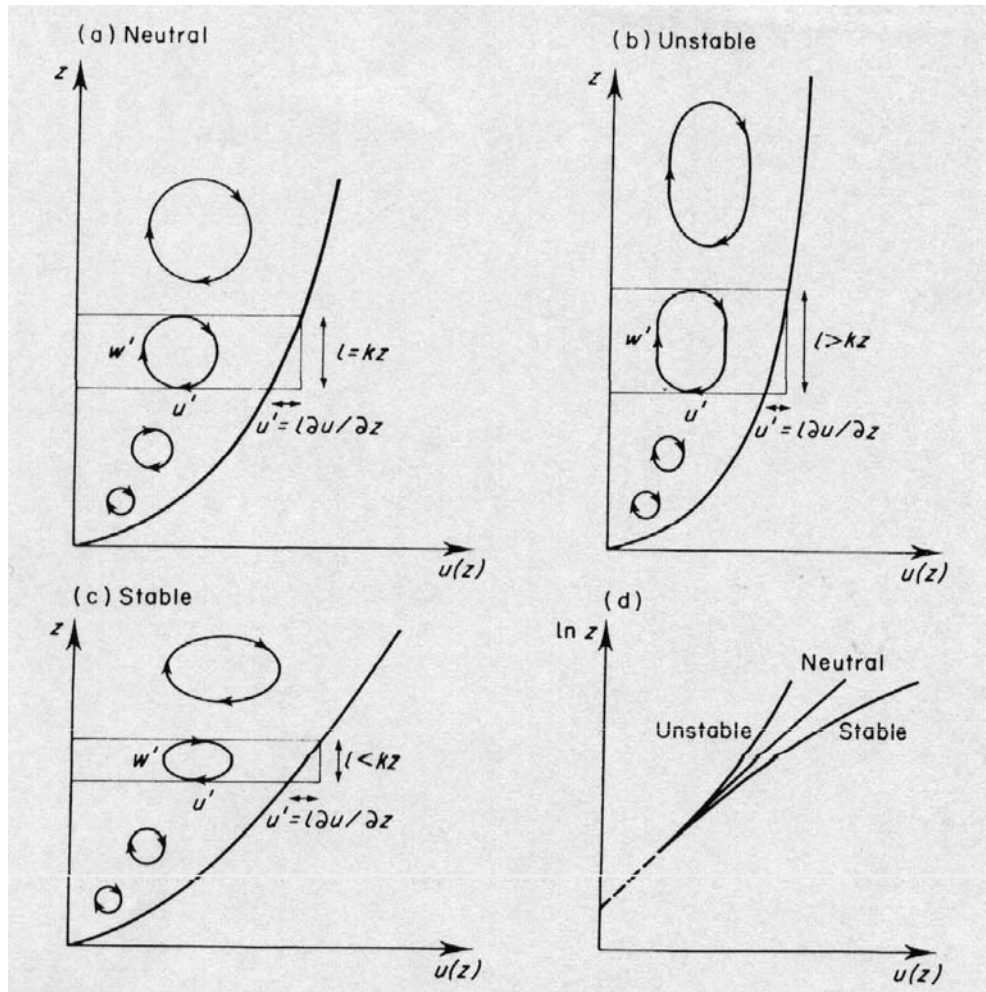
Para a situação de instabilidade os turbilhões têm uma forma esticada, visível na Figura III.2b, devido ao movimento vertical ser favorecido devido à impulsão. Para a atmosfera estável, os turbilhões são achatados, dada a movimentação no sentido vertical ser contrariada (Figura III.2c).

A dependência em relação à estabilidade da atmosfera do perfil vertical de velocidade horizontal pode ser traduzida através de uma correcção, realizada com o parâmetro Φ_M , dependente da estabilidade da atmosfera, aplicado à Equação III.2 (Monteith e Unsworth, 1995), segundo a Equação III.3, que descreve assim o transporte vertical de velocidade horizontal.

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \Phi_M \quad (\text{III.3})$$

Φ_M é superior à unidade para uma atmosfera estável e inferior à unidade para uma atmosfera instável, sendo equivalente à unidade para a atmosfera neutra pela Equação III.1.

Figura III.2 : Perfis verticais de velocidade horizontal e turbilhões de acordo com a estabilidade da atmosfera (Monteith e Unsworth, 1995).



O transporte vertical de calor sensível pode ser descrito de forma semelhante ao transporte de velocidade horizontal (Pita, 1996) pela Equação III.4, onde Φ_H é o parâmetro de estabilidade para a transferência de calor sensível.

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{T_*}{kz} \Phi_H \quad (\text{III.4})$$

Nesta equação, T é a temperatura e T_* é um parâmetro que traduz as flutuações de temperatura da mesma forma que u_* traduz as flutuações de velocidade.

A dependência em relação à estabilidade de Φ_M e Φ_H pode ser descrita através de parâmetros que relacionam a produção de energia pela impulsão e dissipação de energia pelo atrito da superfície (Monteith e Unsworth, 1995). Um dos parâmetros é o comprimento de Monin-Obukov (L), determinado pela Equação III.5

$$L = -\frac{\rho c_p T u_*^3}{kgH} \quad (\text{III.5})$$

onde ρ e c_p são a massa volúmica e o calor específico do ar, g é a aceleração da gravidade e H é o fluxo de calor sensível da superfície.

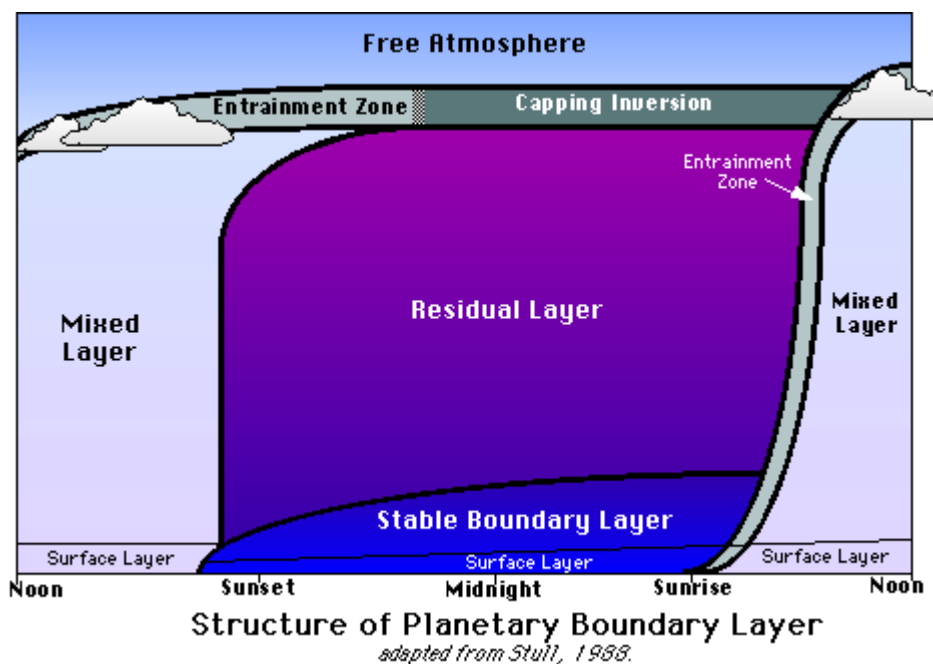
L tem um valor positivo quando H tem valor negativo, ou seja, quando a superfície perde calor para o exterior, sendo a situação de atmosfera estável, pois a turbulência mecânica domina sobre a turbulência resultante da impulsão. Quando L é negativo tem-se uma situação de atmosfera instável, em que a turbulência resultante da impulsão é mais importante. Desta forma, a estabilidade da atmosfera pode ser avaliada através do valor do parâmetro L .

III.2 Camada Limite Planetária

O atrito provocado pela superfície da Terra no escoamento atmosférico faz-se sentir apenas até uma determinada altitude, definindo uma camada em que este efeito é importante, que se designa de Camada Limite Planetária (CLP).

Por sua vez esta camada pode-se considerar constituída por três sub-camadas distintas, a camada de superfície, a camada de mistura e a camada estável, que se podem observar na Figura III.3.

Figura III.3 : Estrutura da Camada Limite Planetária de acordo com a altura do dia (Shodor, 1996).



A camada de superfície é a sub-camada mais próxima da superfície da terra, com uma extensão de cerca de 10-15% da altura total da CLP. Nesta camada os fluxos de momento, calor sensível e calor latente são aproximadamente constantes com a altura, razão pela qual é também designada camada de fluxo constante (Moran e Portorelli, 1987). Conforme a variação vertical de temperatura na CLP, encontra-se acima desta camada a Camada de Mistura ou a Camada Estável.

Durante o dia, devido ao aquecimento da superfície provocado pela radiação solar, a turbulência relacionada com a impulsão e a mistura na CLP assim provocada são elevadas, formando-se a Camada de Mistura ou Camada Limite Convectiva (CLC), devido ao transporte de calor por movimentação de ar (convecção). A altura da CLC é chamada altura de mistura. Acima desta camada encontra-se uma zona de atmosfera estável, denominada zona de arrastamento, que impede o movimento vertical por impulsão e que a influência da superfície se estenda para além da CLP, para a zona de atmosfera livre.

Durante a noite, devido à ausência da radiação solar, a superfície arrefece e a turbulência resultante da impulsão reduz-se, apesar da turbulência devido ao atrito da superfície se manter, verificando-se uma situação de atmosfera estável. A camada que se forma é a Camada Limite Estável (CLE) e devido à redução da turbulência tem uma espessura menor que a CLC.

Acima da CLE existe uma zona que mantém muitas propriedades que caracterizavam a CLC durante o dia, a camada residual, com um perfil vertical de temperatura aproximadamente neutro e limitada superiormente por uma inversão, encontrando-se a uma altura aproximadamente igual à do topo da CLC durante o dia. Esta camada não sofre influência da superfície pelo que não é considerada parte da CLP.

III.3 Cálculo de fluxos na superfície

Os fluxos da superfície podem ser determinados realizando-se um balanço de energia, expresso pela Equação III.6 (Monteith e Unsworth, 1995)

$$R_n - G = H + \lambda E \quad (\text{III.6})$$

onde R_n corresponde ao balanço radiativo, G é o termo de condução de calor para o ambiente em redor e λE é o termo referente às trocas de calor latente, por evapotranspiração.

O cálculo dos fluxos com base na Equação III.6 é realizado através do estudo da distribuição da energia recebida pela superfície do exterior, dada pelo primeiro membro da Equação III.6, pelos fluxos de calor sensível e de calor latente, no segundo membro, considerando a razão entre estes dois fluxos, denominada razão de Bowen (B_o), expressa pela Equação III.7 (Monteith e Unsworth, 1995).

$$B_o = \frac{H}{\lambda E} \quad (\text{III.7})$$

O método de cálculo dos fluxos da superfície através das equações III.6 e III.7 é chamado método da Razão de Bowen. Este método é aplicável para estacionariedade de velocidade e de radiação, fluxos constantes em altura, ou seja, na camada de superfície, e difusividades para a transferência de calor sensível e de calor latente semelhantes.

Considerando-se B_o é possível dispor-se a Equação III.6 em relação a H , obtendo-se a Equação III.8.

$$H = \frac{R_n - G}{1 + \frac{1}{B_o}} \quad (\text{III.8})$$

Desta forma, para o cálculo de H são necessárias medições de balanço radiativo na superfície, fluxo de calor por condução e estimativas de B_o obtidas a partir de perfis de temperatura e de pressão de vapor.

Relativamente a outros métodos de determinação de fluxos na atmosfera, tal como o método de correlação turbulenta e aerodinâmico (Monteith e Unsworth, 1995) o método da Razão de Bowen apresenta a vantagem de não necessitar de correcções para diferentes condições de estabilidade na atmosfera. Contudo, a sua aplicação é difícil à noite, quando o primeiro membro da equação III.6 se torna muito reduzido, devido a indeterminação.

III.4 Efeito do terreno no escoamento atmosférico

Quando se tem um escoamento estável estratificado sobre uma colina tridimensional, uma parte do escoamento sobe a colina e a outra passa pelos lados da colina, mantendo um movimento horizontal. A linha que separa as duas partes de escoamento é chamada de linha de divisão de escoamento (Snyder et al., 1985). A altura desta linha pode ser estimada de acordo com o princípio de Sheppard (1956): as parcelas de fluido originadas a uma distância considerável da colina à altura da linha de divisão têm energia cinética suficiente para subir, superando o gradiente de densidade, e passar por cima da colina, enquanto aquelas originadas a uma altura abaixo da altura da linha de divisão, não têm energia cinética para o fazer e têm de contornar a colina pelos lados.

A equação para o cálculo da altura da linha de divisão pode ser obtida realizando um balanço de energia. A energia cinética de uma parcela de ar localizada à altura da linha de divisão na zona de escoamento de barlavento não perturbada pela elevação deve ser igual à energia potencial que é necessário superar com a passagem por cima do obstáculo. Desprezando-se a força de atrito, o que é válido se o declive da elevação é pequeno e o gradiente de velocidade na superfície também, considera-se o movimento da parcela adiabático. A equação de conservação da energia é obtida pela equação III.9 (Snyder et al., 1985), em termos da energia cinética, potencial e de pressão,

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} u^2 + gz \right) + \frac{1}{\rho_p} \frac{dP}{dt} = 0 \quad (\text{III.9})$$

onde u é a velocidade na zona de escoamento não perturbado a barlavento, t é tempo, P é pressão na parcela de ar e ρ_p é a massa volúmica.

Considerando equilíbrio hidrostático para o ar ambiente e considerando que a pressão na parcela de ar é igual à do ambiente, a equação de estado para o ar seco, obtém-se a Equação III.10 (Snyder et al., 1985), deduzida no Anexo1,

$$u^2(Hc) = 2g \int_{Hc}^{h_t} \frac{h_t - z}{\theta_a(z)} \left(\frac{d\theta_a}{dz} \right) dz \quad (\text{III.10})$$

onde Hc é a altura da linha de divisão h_t é a altura da elevação e θ_a é a temperatura potencial no ar ambiente, ou seja, a temperatura que uma parcela de ar ambiente teria se fosse expandida ou comprimida adiabaticamente a partir de uma pressão de 100kPa.

Segundo Snyder et al. (1985) a Equação III.10 pode ser reduzida a $Hc/h_t = 1-F$ para condições de velocidade uniforme e gradiente linear de velocidades sendo F o número de Froude obtido u/Nh_t , onde N é a frequência de Brunt-Väisälä. Nestas condições considera-se que toda a energia cinética é convertida em energia potencial. Uma expressão mais geral dos mesmos autores $Hc/h_t = 1-\alpha F$, indica que apenas parte da energia cinética é convertida em energia potencial. Este aspecto foi verificado por Snyder et al. (1985) através de resultados experimentais relativos ao escoamento em presença de uma cordilheira de forma transversal sinusoidal para uma direcção de vento fazendo um ângulo de 30° em relação ao eixo longitudinal da cordilheira, em que o escoamento, apesar de possuir energia cinética para passar por cima do obstáculo encontrou um caminho de mais baixa energia potencial ao contornar o obstáculo pelos lados. O parâmetro α pode, em escoamentos em meio de estabilidade neutra, ser maior que a unidade, porque o campo de pressões gerado pelo corpo permite que a energia cinética ao longo de uma linha de escoamento aumente, mas segundo Snyder et al. (1985) para $F \leq 1$ estes efeitos são considerados pouco significativos.

Segundo Drazin (1961) em escoamentos em que se verifique uma estabilidade extrema, os movimentos verticais são inibidos e o movimento é constrangido a planos horizontais, ou seja, o escoamento é realizado pelos lados da elevação e o parâmetro α tem valor nulo.

A utilização do princípio de Sheppard (1956) para estimar a altura de divisão é aceitável para as colinas simétricas, com reduzida tensão de corte a barlavento. Para os casos em que isto não se verifica, ou seja, escoamento assimétrico ou na presença de grande atrito da superfície no escoamento a barlavento, este princípio pode ser utilizado para estimar um valor mínimo para a altura da linha de divisão. Quando as elevações se aproximam de uma configuração bidimensional não é fácil uma comprovação experimental do raciocínio de Sheppard já que o estado estacionário demora mais tempo a se estabelecer como comprovaram experiências de Snyder et al. (1985).

III.5 Poluição atmosférica

A qualidade do ar é afectada por emissões de poluentes, provenientes de fontes móveis ou estacionárias. Uma vez na atmosfera os poluentes sofrem dispersão e nalguns casos transformação química e deposição.

A dispersão de poluentes resulta do efeito combinado do transporte de poluentes pela componente média do vento e pela turbulência (rápidas flutuações de velocidade). A primeira componente da dispersão é designada de transporte atmosférico e a segunda de difusão atmosférica. A dispersão depende da meteorologia, das características da superfície, da topografia e do efeito de estruturas no escoamento.

No caso de existir transformação química, podem ser originados outros poluentes, denominados de secundários, enquanto os poluentes que são emitidos para a atmosfera por fontes poluentes são primários.

A deposição é a transferência de poluentes para a superfície, provocada por reacção ou aderência a uma superfície. A deposição pode ser húmida, quando os poluentes, partículas ou gases, são absorvidos em gotas de líquido ou cristais de gelo, sendo a remoção efectuada por precipitação ou nevoeiros, ou seca, caso contrário.

A reacção química e deposição, como mecanismos de remoção de poluentes da atmosfera, influenciam o tempo de permanência dos poluentes na atmosfera.

Os poluentes atmosféricos mais importantes à escala local são o monóxido de carbono (CO), dióxido de enxofre (SO₂), partículas, óxidos de azoto (NO_x) e o ozono (O₃). Apresentam-se de seguida os aspectos mais relevantes relativos a cada poluente.

O CO é o poluente atmosférico mais abundante na camada inferior da atmosfera nas grandes cidades, e é emitido principalmente pelos transportes rodoviários, resultando da combustão incompleta dos combustíveis fósseis e outros materiais orgânicos. A sua toxicidade deve-se à grande afinidade na ligação à hemoglobina do sangue (Galinho et al, 1998).

O SO₂ é produzido por indústrias de produção de energia e também, em pequenas quantidades, por veículos automóveis. A associação SO₂ e partículas tem um efeito muito adverso para a saúde, nomeadamente para o aparelho respiratório (Galinho et al., 1998).

A queima de combustíveis fósseis, processos industriais e o tráfego rodoviário originam partículas em suspensão. As partículas respiráveis, com dimensão inferior a 10 µm (denominadas PM10), podem transportar substâncias tóxicas para as vias respiratórias inferiores e acentuam os efeitos dos poluentes ácidos. As partículas finas, originadas essencialmente por veículos a Diesel, são da ordem de grandeza do comprimento de onda da luz visível, podendo por isso reduzir muito a visibilidade (Galinho et al., 1998).

Os óxidos de azoto (NO_x), constituídos essencialmente por monóxido e dióxido de azoto (NO e NO₂, respectivamente), resultam de fontes antropogénicas como a queima de combustíveis a altas temperaturas, em instalações industriais e veículos automóveis. A proporção exacta de NO/ NO₂ emitida pelos veículos depende de vários factores mas assume-se geralmente um valor de 90 % de NO. Este último poluente não é considerado perigoso para as concentrações normalmente presentes na atmosfera, mas oxida-se fotoquimicamente a NO₂, que é tóxico. Os NO_x na atmosfera podem originar poluentes secundários como o ácido nítrico e nitroso, sais, bem como, em alguns casos, participar na formação de partículas. Em presença de compostos orgânicos voláteis e radiação solar, participam na formação de oxidantes fotoquímicos como ozono (Galinho et al., 1998).

O ozono (O₃) é o mais importante dos oxidantes fotoquímicos e um dos principais constituintes do nevoeiro fotoquímico. Tem acção importante ao nível dos brônquios e alvéolos pulmonares, mesmo para concentrações baixas e exposições de curta duração. A única fonte de ozono troposférico conhecida é a oxidação de NO₂ a NO com intervenção da radiação solar, que na ausência de hidrocarbonetos está em equilíbrio dinâmico com a reacção de destruição do O₃ por redução do NO a NO₂ (Galinho et al., 1998). No entanto, na presença destes compostos, são formados por intervenção da radiação solar radicais livres, que reduzem o NO sem a destruição de O₃. Nesta situação há acumulação de O₃ e atingem-se níveis elevados deste poluente, especialmente quando se têm elevadas temperaturas (no Verão). Fontes importantes de

hidrocarbonetos em zonas urbanas são os fumos de escape dos veículos automóveis e centrais térmicas (Gotwals, 1997).

III.6 Modelos de Qualidade do Ar

Os modelos de qualidade do ar são programas computacionais que, recebendo algumas informações, essencialmente dados meteorológicos, calculam concentrações de poluentes no ar ambiente em determinados locais especificados, denominados receptores. Estes modelos podem-se classificar de acordo com o tratamento do terreno e a abordagem da dispersão.

Em termos do grau de detalhe com que é tratado o terreno existem dois grandes tipos de modelos para fontes estacionárias: modelos de terreno simples, que tratam o terreno como se fosse plano e são aplicados quando as elevações do terreno são mais baixas que a altura da fonte de emissão de poluentes; modelos de terreno complexo, têm em conta o relevo, são utilizados quando o terreno excede a altura da chaminé que está a ser modelada (U.S. EPA, 1997).

Quanto à dispersão os modelos de Qualidade do Ar podem ser englobados em quatro classes: gaussianos, numéricos, estatísticos ou empíricos, e físicos. Os modelos do primeiro tipo são os mais utilizados para poluentes não reactivos e fontes emissoras do tipo pontual. Os modelos numéricos exigem maior quantidade de dados e recursos, nomeadamente computacionais, e são mais apropriados que os gaussianos para os poluentes que sofrem reacções. O terceiro tipo, modelos estatísticos e empíricos, utilizam-se quando não se têm conhecimentos suficientes sobre os processos químicos ou físicos a modelar ou a quantidade de dados necessária à aplicação de um modelo numérico ou gaussiano, sendo vulgarmente designados por modelos de «caixa preta». Os modelos físicos envolvem experiências em túneis de vento ou a utilização de outras técnicas de modelação de fluidos, exigindo uma grande capacidade técnica e acesso a instalações específicas, tendo particular aplicação para o caso de uma fonte ou grupos de fontes de poluição numa área limitada de poucos quilómetros quadrados (U.S. EPA, 1997).

O modelo a aplicar em cada caso deve ser aquele que produz a representação mais exacta do transporte atmosférico, dispersão e transformação química na área de interesse, tendo em conta as complexidades topográficas e meteorológicas da zona em questão, os níveis de detalhe e exactidão da base de dados (ex. dados meteorológicos e de qualidade do ar) e da análise pretendida, a competência técnica dos modeladores e os recursos técnicos disponíveis.

Em cada classe de modelos podem-se ter vários níveis de sofisticação. Geralmente existe um primeiro nível, denominado de *screening* em que se faz uma análise simplificada, que fornece estimativas assumindo a conservação dos poluentes, com o objectivo de verificar quais as fontes de poluição mais importantes, evitando que fontes de reduzido impacte sejam estudadas mais detalhadamente. No segundo nível têm-se modelos refinados onde se analisa com maior pormenor os processos químicos e físicos da atmosfera, tendo-se necessidade de dados de entrada no modelo com mais detalhe e obtendo-se estimativas mais aproximadas das concentrações reais.

O Guideline on Air Quality Models (U.S. EPA, 1997) é um documento publicado pela EPA que indica os modelos que se podem utilizar para estimar concentrações de qualidade do ar, necessárias para a avaliação das estratégias de controlo e para desenvolvimento de limites de emissões, assim como os procedimentos

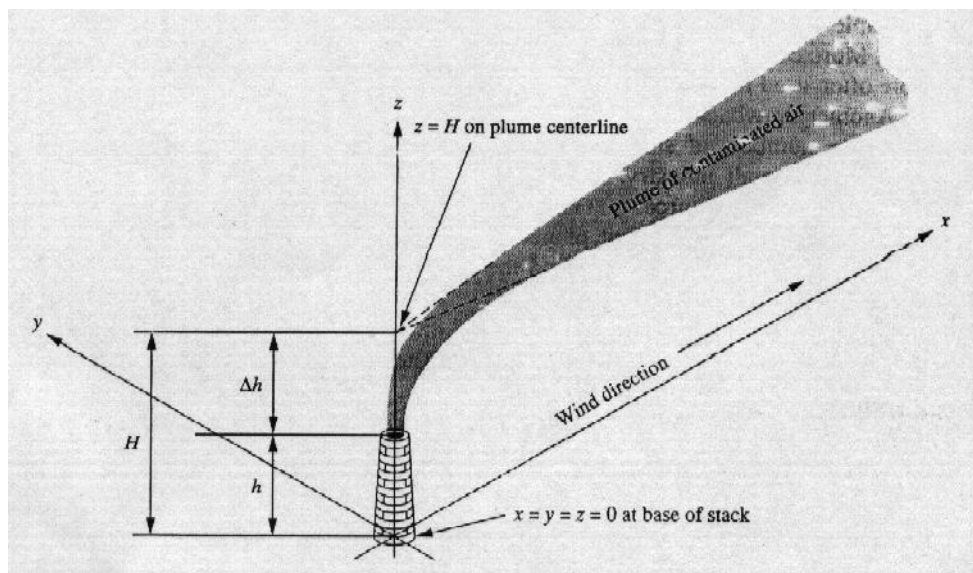
a respeitar na modelação, com o objectivo de proporcionar consistência na aplicação de modelos de qualidade do ar para fins de avaliação do licenciamento de actividades. Para cada aplicação de modelação (tipo de terreno e poluente) este documento apresenta os modelos recomendados pela EPA, com recomendações e restrições para o seu uso. São indicados também modelos alternativos, que poderão ser mais apropriados para situações específicas.

Dada a relevância para este trabalho apresenta-se de seguida uma descrição mais detalhada do modelo gaussiano e de uma abordagem desenvolvida a partir do modelo gaussiano para a modelação na CLC.

III.6.1 Modelo Gaussiano

No modelo Gaussiano a poluição do ar originada de uma fonte pontual estacionária é representada como uma pluma idealizada, que se eleva à saída da fonte e é depois dispersa nas três dimensões (Figura III.4).

Figura III.4. Pluma gaussiana e sistema de coordenadas associado (Nevers, 1995).



O Modelo Gaussiano pressupõe as seguintes condições:

- a concentração de poluente num dado ponto do espaço é constante;
- a velocidade do vento é horizontal e apenas numa direcção;
- transporte de poluente na direcção do vento é controlado por convecção, ou seja, o movimento de massas de ar;
- as funções de distribuição de probabilidade para a concentração no plano horizontal e vertical são estatisticamente independentes;
- a concentração no plano vertical e horizontal segue uma distribuição gaussiana.

A equação de cálculo da concentração para o Modelo Gaussiano é obtida realizando-se um balanço de massa a uma parcela de ar com um comprimento na direcção x de 1m e comprimento infinito nas direcções de y e z , desprezando-se a dispersão de material da pluma na direcção x . A equação obtida é a Equação III.11 (Nevers, 1995),

$$C\{x, y, z\} = \frac{Q}{2\pi u \sigma_y \sigma_z} \cdot \exp\left(\frac{-y^2}{2\sigma_y^2}\right) \cdot \exp\left(\frac{-(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (\text{III.11})$$

onde $C\{x, y, z\}$ é a concentração de poluente (mg/m^3) num ponto x metros afastado da fonte na direcção do vento, y metros lateralmente da linha central da pluma e z metros acima do nível do solo; Q é o caudal de emissão (g/s); u é a velocidade do vento (m/s); H é a altura efectiva da fonte acima do solo (m); σ_y e σ_z são coeficientes de dispersão horizontal e vertical, ou seja, os desvios padrões de uma pluma estatisticamente normal nas direcções lateral e vertical, respectivamente.

A altura efectiva é a soma da altura da chaminé (h) e a elevação da pluma à saída da chaminé, que ocorre devido à velocidade de saída dos gases da chaminé e da diferença de densidade dos gases poluentes em relação ao ar exterior.

A aplicação da equação III.11 para pontos abaixo da superfície do solo conduziria à existência de concentrações, o que não acontece na realidade, pois não há dispersão abaixo da superfície. Assim, há que introduzir uma correcção à equação que aumenta a concentração acima do solo assumindo uma reflexão total dos poluentes que seriam transportados para baixo se não existisse o solo. A correcção é feita com uma pluma simétrica em relação ao solo, adicionando-se ao segundo termo exponencial o mesmo termo da função de distribuição de probabilidade apenas com uma alteração: em vez de $(z-H)$ tem-se $(z+H)$. Isto faz com que ao nível do solo as duas plumas tenham o mesmo valor e a uma altura elevada o segundo termo tenha um valor muito reduzido. A equação assim obtida é dada pela Equação III.12 (Nevers, 1995).

$$C\{x, y, z\} = \frac{Q}{2\pi u \sigma_y \sigma_z} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \left[\exp\left(-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right) \right] \quad (\text{III.12})$$

A abordagem da pluma gaussiana tenta calcular apenas o valor médio da concentração. Os resultados obtidos por cálculos de pluma de Gauss devem ser considerados apenas como médias em períodos de pelo menos 10 minutos, e preferivelmente de meia a uma hora (Nevers, 1995).

III.6.2 Modelação da dispersão de plumas flutuantes na CLC – Modelo PDF

Segundo Weil et al. (1997), em situação de terreno plano as máximas concentrações ao nível do solo devido a emissões de fontes elevadas, ou seja, acima da superfície, ocorrem na camada limite convectiva. Isto é devido à ocorrência, nesta camada, de movimentos para cima e para baixo resultantes da turbulência, que resultam numa pluma oscilante.

Nesta situação existem três comportamentos possíveis para o material de uma pluma flutuante, ou seja, aquela em que o material da pluma tem uma densidade menor que a do ar exterior e que, portanto, está sujeita a impulsão (Weil et al, 1997): atingir o solo directamente depois da emissão a alguns quilómetros de distância da fonte; subir ao topo da CLC, permanecendo aí durante algum tempo e voltando a misturar-se novamente para baixo; ultrapassar a inversão elevada no topo da CLC e entrar de novo nesta camada mais tarde.

A ocorrência de qualquer das situações depende das propriedades de flutuação da pluma, atingindo-se alturas de pluma superiores quando há uma maior capacidade de flutuação da pluma. Esta dependência é caracterizada pelo fluxo adimensional, F_* , relacionado com o fluxo flutuante da fonte de acordo com a Equação III.13 (Weil et al., 1997).

$$F_* = \frac{F_b}{uw_*^2 z_i} \quad (\text{III.13})$$

onde F_b é o fluxo flutuante da fonte, u é a velocidade média na CLC, w_* é a escala convectiva de velocidade, e z_i é a altura da CLP em situações convectivas. F_b é dado pela Equação III.14 e w_* pela Equação III.15 (Weil et al., 1997),

$$F_b = gw_s r_s^2 \frac{\Delta T_s}{T_s} \quad (\text{III.14})$$

$$w_* = \left(\overline{gw\theta_0 z_i} / T_a \right) \quad (\text{III.15})$$

onde w_s é a velocidade de saída da chaminé, r_s é o raio da chaminé, T_s é a temperatura absoluta de saída da chaminé, T_a é a temperatura absoluta do ambiente, $\Delta T_s = T_s - T_a$, $\overline{w\theta_0}$ é o fluxo cinemático de calor da superfície.

Experiências de laboratório realizadas por Weil et al. (1997) demonstraram que o segundo comportamento possível para partes da pluma descrito anteriormente, denominado *lofting*, ocorre para $F_* \geq 0.1$. Esta gama foi comprovada por observações de campo (Hanna e Paine, 1989; Weil et al., 1986), ocorrendo tipicamente para ventos leves e variáveis ($u \leq 2 \text{ ms}^{-1}$) e pequenas alturas de CLC ($\leq 500 \text{ m}$), segundo Weil et al. (1997).

A modelação da dispersão na CLC pode ser feita utilizando uma abordagem baseada na função de distribuição de probabilidade da velocidade vertical w , o chamado modelo PDF (Misra, 1982; Venkatram, 1983; Weil, 1988), tal como descrito por Weil et al. (1997). Este modelo apresenta a vantagem em relação a outros modelos de dispersão da CLC de ser simples e conseguir descrever a física essencial da dispersão, eliminando a descontinuidade no tratamento das situações de $F_* < 0.1$ e $F_* \geq 0.1$, existente em modelos anteriores (Weil et al., 1997).

O modelo PDF aplica-se a fontes pontuais elevadas na CLC e tem como principais pressupostos: turbulência homogénea e estacionária, a velocidade média do vento horizontal uniforme em altura e flutuações da velocidade vertical e horizontal estatisticamente independentes. Igualmente este modelo assume que a velocidade do vento vertical num movimento para cima ou para baixo é independente da altura z , sendo a velocidade vertical numa partícula a uma determinada distância x a sotavento na direcção do vento apenas determinada pela sua velocidade inicial, o que é traduzido numa escala de tempo lagrangeana para w , TL_z , infinita. Outras características importantes do modelo são:

- para plumas sujeitas a impulsão não é considerada uma elevação final da pluma; desta forma as concentrações ao nível do solo ocorrem quando a velocidade do

movimento para baixo é suficientemente grande para superar a velocidade de elevação da pluma;

- para os segmentos da pluma que inicialmente sobem devido aos movimentos verticais, é considerada uma fonte indirecta para descrever o comportamento de *lofting*;
- uma fonte penetrante é considerada para contabilizar o material que penetra inicialmente na inversão elevada acima da CLC e que mais tarde entra e dispersa na CLC;
- são incluídas fontes fictícias, denominadas fontes imagem, para satisfazer condições de fluxo nulo em $z=0$ e $z=z_i$.

Desta forma, são considerados pelo modelo três tipos de fontes para o cálculo da concentração: fonte directa, isto é, a fonte real, fonte indirecta e fonte penetrante.

Realizando-se um balanço de massa, semelhante ao realizado para o modelo gaussiano para a obtenção da equação da concentração obtém-se a Equação III.16 para o cálculo da concentração (Weil et al., 1997),

$$C\{x, y, z\} = \frac{Q}{u} p_y \left\{ y, \frac{x}{u} \right\} p_z \left\{ z, \frac{x}{u} \right\} \quad (\text{III.16})$$

onde p_y é a função de distribuição de probabilidade para a concentração para o plano horizontal e p_z a função de distribuição de probabilidade para a concentração para o plano vertical.

p_y tem, tal como no modelo gaussiano, a forma gaussiana dada pela Equação III.17 (Weil et al., 1997).

$$p_y = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (\text{III.17})$$

Quanto a p_z , esta é derivada da função de distribuição de probabilidade para a velocidade vertical, p_w , que por ser assimétrica resulta num p_z não gaussiano.

No modelo PDF p_z é obtida de p_w pela Equação III.18 (Weil et al., 1997),

$$p_z = p_w \left[w \left\{ z_p; \frac{x}{u} \right\} \right] \left| \frac{dw}{dz_p} \right| \quad (\text{III.18})$$

onde o módulo é colocado para assegurar que p_z é positivo, z_p é a altura de uma partícula de material da pluma, e o termo $w \left\{ z_p; \frac{x}{u} \right\}$ indica que na função p_w se substitui w pelo equivalente em termo de z_p e x .

Na CLC uma boa aproximação da PDF de w é a sobreposição de duas funções de distribuição de probabilidade gaussianas, uma para os movimentos ascendentes e outra para os movimentos descendentes, originados pela turbulência, que é dada pela Equação III.19 (Baerentsen e Berkowickz, 1984; Weil, 1988),

$$p_w = \frac{\lambda_1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{w1}} \exp\left[-\frac{(w - \overline{w_1})^2}{2\sigma_{w1}^2}\right] + \frac{\lambda_2}{\sqrt{2\pi}\sigma_{w2}} \exp\left[-\frac{(w - \overline{w_2})^2}{2\sigma_{w2}^2}\right] \quad (\text{III.19})$$

onde λ_1 e λ_2 são os coeficientes de peso para cada uma das distribuições, com $\lambda_1 + \lambda_2 = 1$, $\overline{w_j}$ e σ_{w_j} ($j=1,2$) são a velocidade média vertical e o desvio padrão para cada distribuição, índice 1 indicando os movimentos para cima e índice 2 indicando os movimentos para baixo. $\overline{w_1}$, $\overline{w_2}$, σ_{w1} , σ_{w2} , λ_1 , λ_2 são obtidas como funções de σ_w , o desvio padrão de w , a assimetria da velocidade vertical $S = \frac{\overline{w^3}}{\sigma_w^3}$ e de um parâmetro

$$R = \frac{\sigma_{w1}}{w_1} = -\frac{\sigma_{w2}}{w_2} \quad (\text{Anexo II}).$$

Quanto ao valor de R , Weil et al. (1997) verificaram que um valor de $R=1$ apresenta uma boa concordância com dados laboratoriais, mas no modelo PDF é utilizado um valor de $R=2$ para que no limite da estabilidade neutral a função de distribuição de probabilidade se aproxime de uma função gaussiana (Weil et al., 1997). Os mesmos autores verificaram que não existe uma diferença significativa em termos de resultados entre os dois valores de R .

A concentração numa determinada localização é calculada como a soma das concentrações resultantes dos três tipos de pluma.

A fracção do material da pluma que permanece na CLC, ou seja, que é contabilizado como proveniente da fonte directa e indirecta é obtida por um parâmetro f . Este pode ser calculado pelas expressões de Briggs (1984) apresentadas na Equação (III.20).

$$\begin{aligned} f &= 0 & \text{se } z_i' < 0.5\Delta h_{eq} \\ f &= 1 & \text{se } z_i' > 1.5\Delta h_{eq} \\ f &= \frac{z_i'}{\Delta h_{eq}} - 0.5 & \text{se } 0.5\Delta h_{eq} < z_i' < 1.5\Delta h_{eq} \end{aligned} \quad (\text{III.20})$$

onde $z_i' = z_i - h_s$ (III.21), Δh_{eq} é a elevação de equilíbrio da pluma para um ambiente

$$\text{estável, } \Delta h_{eq} = 2.6 \left(\frac{F_b}{uN_i^2} \right)^{1/3} \quad (\text{III.22}), \text{ e } N_i = \left(\frac{g}{\theta_a} \frac{\partial \theta_i}{\partial z} \right)^{1/2} \quad (\text{III.23}).$$

A forma da função de distribuição de probabilidade para cada tipo de fonte é obtida através da função de z_p para cada caso, obtendo-se depois w em função de z_p e substituindo-se na Equação III.18.

Modelações em laboratório realizadas por Weil et al. (1997) forneceram valores que permitiram concluir que o modelo se aproxima dos valores experimentais para a metade inferior da CLC, não devendo ser utilizado para estimar concentrações na metade superior da CLC. A fraca concordância dos valores resultantes do modelo com os valores de laboratório nesta parte da CLC é devido às condições de reflexão na superfície e no topo da CLC (Weil et al., 1997).

Apresentam-se de seguida os algoritmos utilizados para o cálculo das concentrações para os diferentes tipos de fontes.

III.6.2.1 Fonte directa

No caso da fonte directa, a altura da partícula de poluente é considerada como sendo a sobreposição da elevação da pluma e o deslocamento vertical devido a w , sendo obtida pela Equação III.24 (Weil et al., 1997).

$$z_p = h_s + \Delta h + \frac{wx}{u} \quad (\text{III.24})$$

onde h_s é a altura da fonte acima do solo, Δh é a elevação da pluma acima de fonte.

Colocando em ordem a w , calculando $\frac{dw}{dz_p}$, e substituindo nas Equações III.19 e III.18 obtém-se a equação de p_z , a Equação III.25 (Weil et al., 1997),

$$p_z = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{j=1}^2 \frac{\lambda_j}{\sigma_{zj}} \exp \left[-\frac{(z - \Psi_j)^2}{2\sigma_{zj}^2} \right] \quad (\text{III.25})$$

onde $\sigma_{zj} = \frac{\sigma_{wj}x}{u}$ e $\Psi_j = h_s + \Delta h + \frac{w_jx}{u}$, com $j=1$ e 2 e z_p colocado a z .

De modo a respeitar a condição de fluxo nulo na superfície ($z=0$), é colocada uma fonte fictícia, denominada fonte imagem, em $z = -h_s$. Dado que em z_i tem-se também uma condição de fluxo nulo, são inseridas também mais fontes imagem acima de z_i ($z=2z_i+h_s, 4z_i+h_s$, etc.) e abaixo da superfície ($z=-2z_i-h_s, -4z_i-h_s$, etc.), satisfazendo a condição de fluxo nulo nas posteriores condições de impacte no topo da CLC e na superfície. A equação resultante é dada pela Equação III.26.

$$p_z = \frac{f}{\sqrt{2\pi}} \sum_{m=0}^M \sum_{j=1}^2 \frac{\lambda_j}{\sigma_{zj}} \left(\exp \left[-\frac{(z - 2mz_i - \Psi_j)^2}{2\sigma_{zj}^2} \right] + \exp \left[-\frac{(z + 2mz_i + \Psi_j)^2}{2\sigma_{zj}^2} \right] \right) \quad (\text{III.26})$$

onde f é a fracção de material que continua na CLC e M é o números de fontes imagem.

A elevação da pluma directa resulta da sobreposição do efeito do momento e da flutuação da fonte, segundo Briggs (1975), a Equação III.27.

$$\Delta h = \left(\frac{3F_mx}{\beta_1^2 u^2} + \frac{3}{2\beta_1^2} \frac{F_b x^2}{u^3} \right)^{1/3} \quad (\text{III.27})$$

onde β_1 é um parâmetro com o valor 0.6, F_b é dado pela expressão (III.14) e F_m é o fluxo de momento da chaminé, obtido pela Equação III.28 (Weil et al., 1997),

$$F_m = \frac{\rho_s}{\rho_a} w_s^2 r_s^2 \quad (\text{III.28})$$

onde ρ_a e ρ_s , são as massas volúmicas do ar e dos gases de saída da chaminé, respectivamente.

A dispersão lateral (σ_{yd}) é considerada como sendo dominada pela turbulência ambiente, sendo obtida pela Equação III.29 (Weil et al., 1997).

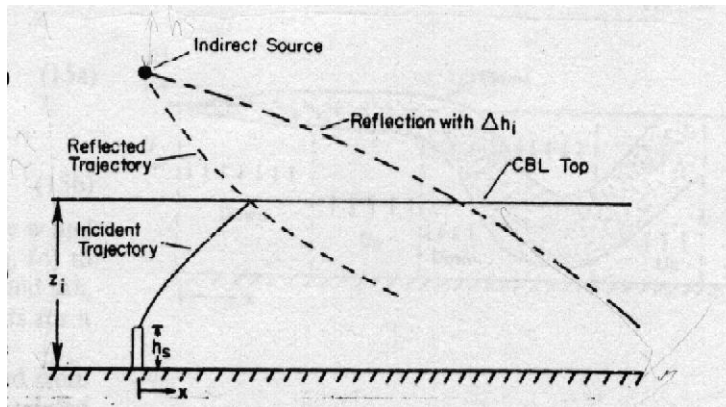
$$\sigma_{yd} = \sigma_v \frac{x}{u} \left(1 + \frac{0.5x}{uT_{Ly}} \right)^{-1/2} \quad (\text{III.29})$$

onde σ_v é a turbulência lateral $T_{Ly} = 0.7 \frac{z_i}{w_*}$ (Weil e Corio, 1985), é escala de tempo lagrangeana horizontal.

III.6.2.2 Fonte indirecta

Para a pluma indirecta é considerada uma reflexão em $z=z_i$ para as secções da pluma que são elevadas até ao topo da CLC pelo movimento ascendente, mas com um atraso, de modo a simular o efeito de *lofting*. Isto é realizado adicionando-se uma elevação efectiva à posição das partículas, Δh_i , do modo exemplificado na Figura III.5.

Figura III.5 : Pluma incidente no topo da CLC e trajectórias resultantes da reflexão, com ou sem Δh_i (Weil et al., 1997).



A altura da partícula da pluma é dada pela Equação III.30 (Weil et al., 1997).

$$z_p = 2z_i - h_s - \Delta h - \frac{wx}{u} + \Delta h_i \quad (\text{III.30})$$

Procedendo de acordo com o caso da fonte directa e colocando-se fontes imagem para as condições de reflexão total para $z=0$ e $z=z_i$, em

$z = -2z_i + h_s, 4z_i - h_s, -4z_i + h_s$, etc. (Weil et al., 1997), obtém-se a equação para p_z (Equação III.31) (Weil et al., 1997),

$$p_z = \frac{f}{\sqrt{2\pi}} \sum_{m=0}^M \sum_{j=1}^2 \frac{\lambda_j}{\sigma_{zj}} \left(\exp \left[-\frac{(z - 2mz_i + \Psi_j)^2}{2\sigma_{zj}^2} \right] + \exp \left[-\frac{(z + 2mz_i - \Psi_j)^2}{2\sigma_{zj}^2} \right] \right) \quad (\text{III.31})$$

onde $\Psi_j = h_s + \Delta h_r + \frac{w_j x}{u}$ (III.32), e $\Delta h_r = \Delta h - \Delta h_i$ (III.33), sendo Δh dado pela Equação (III.27).

A altura Δh_i pode ser encontrada usando uma consideração de energia governando a descida das secções da pluma flutuante do topo da CLC. A pluma no topo da camada limite é entendida como uma interface de densidade estável, sujeita a mistura convectiva por baixo e a arrastamento de ar pela camada estável acima do topo da CLC.

A velocidade vertical necessária para o deslocamento de secções da pluma para baixo é encontrada supondo que estas são actuadas por uma aceleração dada por $g' = g \frac{\Delta \rho}{\rho_a}$, onde $\Delta \rho = \rho_a - \rho$, e ρ é a massa volúmica da pluma no início do movimento descendente, e que em $z_p = 0$ se tem $w = 0$. Utilizando as equações para a trajectória (para um elemento da pluma localizado no instante $t = 0$ no topo da CLC) e velocidade de uma partícula obtém-se $\frac{w^2}{2} = g' z_i$ (Weil et al., 1997). Modifica-se este resultado por uma constante α , à qual se atribui o valor 1.4, resultante da aplicação do modelo para a situação de fluxo flutuante ou fluxo de calor negativo no topo da CLC, considerando que existe no topo da CLC um salto de temperatura potencial (Weil et al., 1997). Desta forma $w = \left(\frac{2g' z_i}{\alpha} \right)^{1/2}$ (III.34) (Weil et al, 1997).

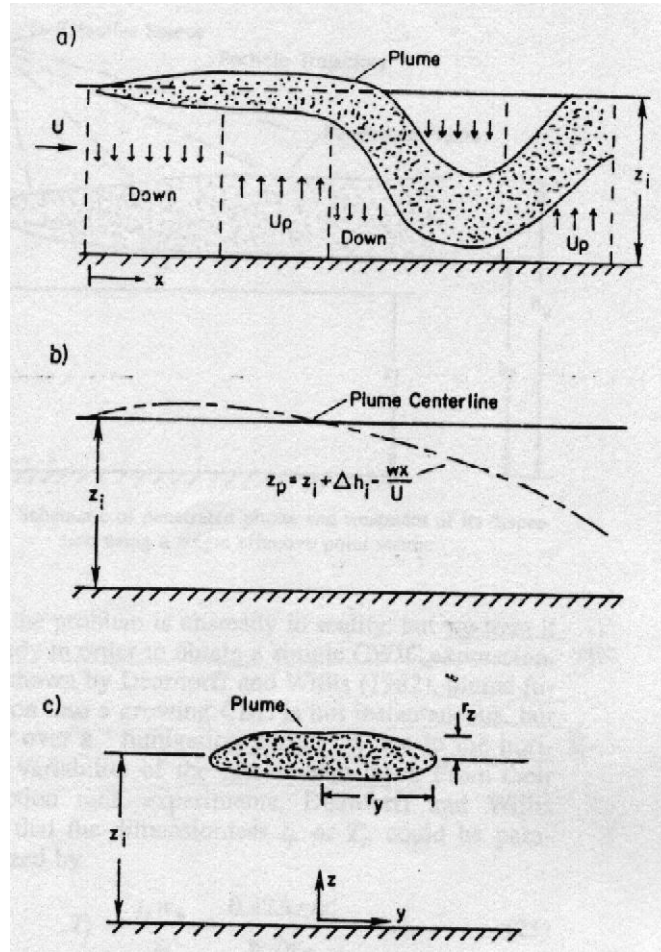
Para uma pluma originada no topo da CLC, a trajectória dos elementos da pluma para baixo é governada pela equação de trajectória, Equação III.35 (Weil et al., 1997).

$$z_p = z_i + \Delta h_i - \frac{wx}{u} \quad (\text{III.35})$$

Supõe-se que inicialmente z_p excede z_i (o termo da flutuação da fonte, Δh_i , domina inicialmente na Equação III.35 mas que se torna inferior a este valor a certa distância da fonte (Figura III.6b). Considerando a Equação III.35 e a Equação III.34, obtém-se a expressão para Δh_i pela Equação III.36 (Weil et al, 1997).

$$\Delta h_i = \left(\frac{2g' z_i}{\alpha} \right)^{1/2} \frac{x}{u} \quad (\text{III.36})$$

Figura III.6 : Pluma flutuante: (a) movimento de subidas e descidas na CLC, (b) trajectória de uma parcela de pluma, (c) secção transversal da pluma no topo da CLC (Weil et al., 1997).



A diferença de densidades necessária ao cálculo de g' pode ser obtida a partir de F_b e considerando uma pluma de secção transversal elíptica, com meia distância lateral, r_y , superior à meia distância vertical, r_z , (Figura III.6c), de acordo com o assumido por Briggs (1985) e que a massa volúmica da pluma é constante e que a interacção com a CLC se processa apenas na metade inferior da pluma. Nestas condições F_b é obtido pela Equação III.37 (Weil et al., 1997),

$$F_b = u r_y r_z \frac{g \Delta \rho}{\rho_a} \quad (\text{III.37})$$

onde $r_y r_z$ é dado pela Equação III.38 (Weil et al., 1997),

$$r_y r_z = r_i^2 + \frac{a_e \alpha_y^{3/2}}{4} \frac{w_*^2 x^2}{u^2} \quad (\text{III.38})$$

onde $r_i = \beta_2 (z_i - h_s)$ é o raio da pluma quando atinge o topo da CLC, $\beta_2 = 0.4$, $\alpha_y = 2.3$ e α_e é um parâmetro estimado como sendo 0.1 (Weil et al., 1997).

Considerando estas equações, Δh_i é dada pela Equação III.39 (Weil et al., 1997).

$$\Delta h_i = \left(\frac{2F_b z_i}{\alpha u r_y r_z} \right)^{1/2} \frac{x}{u} \quad (\text{III.39})$$

A dispersão lateral para a fonte indirecta (σ_{yr}) pode ser maior que no caso da pluma directa devido à diferença de densidade entre a pluma e o ambiente; nesta situação σ_{yr} é obtido da Equação III.40 (Weil et al., 1997).

$$\sigma_{yr} = 1.6 \frac{F_b^{1/3}}{u} x^{2/3} \quad (\text{III.40})$$

Para plumas menos flutuantes a dispersão lateral é igual à dispersão verificada no caso da fonte directa (Weil et al., 1997). A ocorrência de uma ou outra situação é determinada pelo valor do fluxo de flutuação adimensional obtido pela Equação III.41 (Weil et al., 1997).

$$F_{*1} = \left[0.07 + 0.83 \left(\frac{u_*}{w_*} \right)^2 \right]^{3/2} \quad (\text{III.41})$$

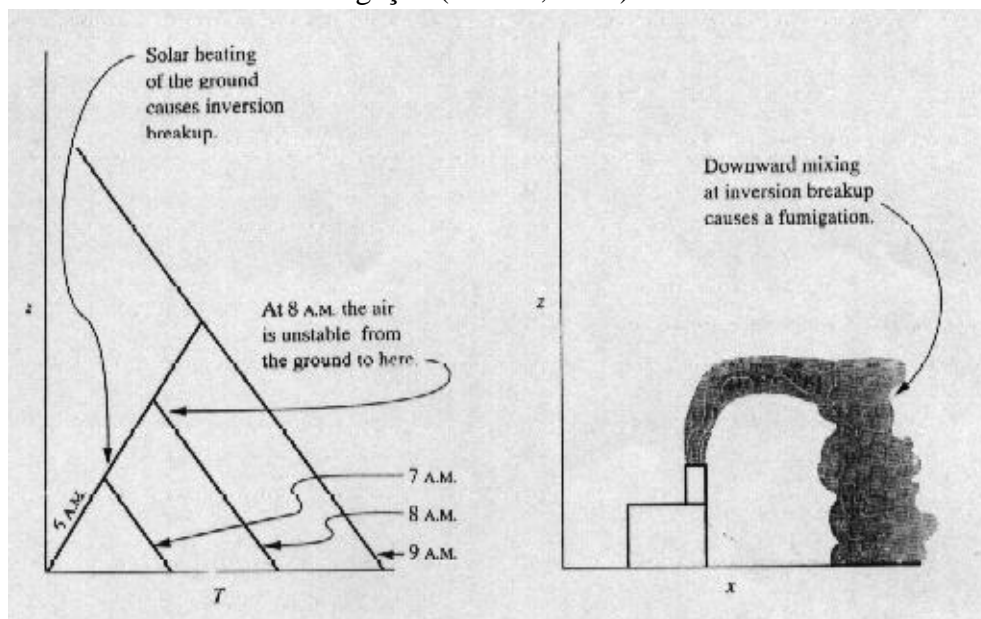
Assim o valor de σ_{yr} é obtido da Equação III.29 para $F_* < F_{*1}$ e pela Equação III.40 quando $F_* \geq F_{*1}$.

III.6.2.3 Fonte penetrante

Este tipo de fonte só passou a ser considerado no modelo PDF depois de terem sido detectados casos de elevadas concentrações ao nível do solo, para $z_i \leq 300\text{m}$ e ventos leves, em situações em que a pluma penetrava completamente na camada acima da CLC, e em que era prevista uma concentração nula ao nível do solo (Weil et al., 1997).

A mistura da pluma penetrante novamente na CLC é considerada como sendo devido ao crescimento desta camada, ou seja, um processo de fumigação, visível na Figura III.7.

Figura III.7 : Processo de fumigação (Nevers, 1995).



Este processo não é instantâneo, ocorrendo num período de fumigação (t_f) devido à variabilidade da camada de arrastamento (Deardorff e Willis, 1982). Deardorff e Willis mostraram que o adimensional de t_f , T_f , pode ser parametrizado pela Equação III.42 (Weil et al., 1997),

$$T_f = \frac{t_f w_*}{z_i} = \frac{0.084 w_*}{w_e} + 4 \quad (\text{III.42})$$

onde w_e é a velocidade de entranhamento na CLC.

A modelação da fonte penetrante é realizada considerando que a dispersão é passiva (sem o termo da impulsão) e que ocorre devido aos movimentos descendentes da CLC; a fonte é localizada a uma altura Δh_p acima da altura da pluma estabilizada (h_{es}), obtida assumindo que a linha média da pluma de movimentos descendentes passa pelo ponto $(x, y) = \left(\frac{x_f}{2}, h_{es}\right)$, onde x_f é a distância horizontal em que ocorre o entranhamento ($x_f = ut_f$). Desta forma Δh_p é dada pela Equação III.43 (Weil et al., 1997).

$$\Delta h_p = \frac{|w_2| t_f}{2} \quad (\text{III.43})$$

Considera-se que os poluentes da fonte penetrante só são misturados na CLCL quando a altura da CLC em crescimento e dependente do tempo (\tilde{z}_i) (Weil et al, 1997) é maior que a altura média da camada de mistura, durante um período horário e representativa do ponto médio da hora, portanto só apenas na segunda metade do período da hora. Desta forma, a pz para a pluma penetrante é descrita pela Equação III.44 (Weil et al., 1997),

$$p_z = \frac{f_p}{\sqrt{2\pi}} \sum_{m=0}^M \sum_{j=1}^2 \frac{\lambda_j}{\sigma_{zj}} \left(\exp \left[-\frac{(z - 2m\tilde{z}_i - \Psi_j)^2}{2\sigma_{zj}^2} \right] + \exp \left[-\frac{(z + 2m\tilde{z}_i + \Psi_j)^2}{2\sigma_{zj}^2} \right] \right) \quad (\text{III.43})$$

onde $\Psi_j = h_p + \frac{w_j x}{u}$, com $j=1,2$, $h_p = h_{es} + \Delta h_p$, e $f_p = (1-f) \frac{f_t f_q}{f_d}$, onde f_d é a fracção da função de densidade de probabilidade de w correspondente aos movimentos descendentes (~ 0.6), f_t é a fracção do período horário em que a fonte penetrante contribui para as concentrações ao nível do solo (~ 0.5) e f_q é a fracção da pluma penetrante que é capturada pela CLC em crescimento durante a segunda metade da hora (Weil et al, 1997).

h_{es} é calculada de acordo com existir ou não penetração na camada acima da CLC, segundo as Equações III.45 e III.46 (Weil et al., 1997).

$$h_{es} = h_s + \Delta h_{eq} \quad (\text{III.45}) \quad \text{se } f = 0$$

$$h_{es} = \frac{h_s + z_i}{2} + 0.75 \Delta h_{eq} \quad (\text{III.46}) \quad \text{se } f > 0$$

A dispersão lateral para a pluma flutuante é obtida pela Equação III.40 (Weil et al., 1997).

III.7 Sistemas de coordenadas de referenciação geográfica

Os sistemas de coordenadas de referenciação geográfica podem-se agrupar em dois tipos principais de sistemas de coordenadas: sistema de coordenadas geográficas e sistemas de coordenadas rectangulares. Em ambos os tipos de sistemas a superfície terrestre encontra-se dividida por meridianos, arcos que unem os pólos, e paralelos, arcos que circundam a superfície paralelamente ao arco que divide a Terra nos dois hemisférios, Norte e Sul, o Equador. Para referenciação é utilizada uma superfície designada elipsóide, que representa a superfície da Terra. Podem ser utilizados vários elipsóides, existindo aqueles que melhor se adaptam à superfície da Terra como um todo e aqueles que se adaptam melhor a uma região da superfície da Terra. Para Portugal é utilizado o elipsóide Internacional (Hayford) (Instituto Geográfico do Exército, 1998).

No sistema de coordenadas geográficas a referenciação de um ponto faz-se através da longitude e da latitude. A longitude é o arco do paralelo do Equador entre o meridiano que passa no ponto a referenciar e o Meridiano Internacional de Origem (Greenwich), e que cresce a Este deste meridiano de 0 a 180° e decresce a Oeste deste meridiano de 0 a -180°. A latitude é o arco de meridiano entre o ponto a referenciar e o Equador, crescendo de 0 a 90° até ao Pólo Norte e decresce de 0 a -90° até ao Pólo Sul.

No tipo de sistema de coordenadas rectangulares a referenciação de um ponto faz-se através da distância a um meridiano de origem, dirigido na direcção Norte-Sul

que passa pela origem do sistema e a uma perpendicular origem, perpendicular ao meridiano de origem. A localização da origem varia com o tipo de sistema.

Um dos sistemas de coordenadas rectangulares mais utilizado é o sistema de coordenadas UTM. Neste sistema a superfície terrestre encontra-se dividida, entre os paralelos 84°N e 80°S em fusos, definidos por meridianos distanciados de 6° em 6° de longitude, com início no meridiano de -180° de longitude e crescendo para Este até ao meridiano de 180° de longitude. Portugal Continental encontra-se no fuso 29. A origem do sistema de coordenadas é dada pela intersecção entre o meridiano do centro do fuso (no caso de Portugal Continental o meridiano de -9° de longitude) e o Equador, sendo os eixos de coordenadas a projecção do meridiano central e do Equador segundo a projecção Universal Transversa de Mercator (UTM). Para o meridiano central é atribuído um valor de 500 000 metros e para o Equador o valor de 0 metros no hemisfério Norte (10 000 000 metros no hemisfério Sul).

Mais pormenores relativos a sistemas de coordenadas poderão ser encontrados em Instituto Geográfico do Exército (1998).