

Universidade Aberta

METEOROLOGIA e AMBIENTE

Fundamentos de Meteorologia, Clima e Ambiente Atmosférico

2ª Edição, 2009

Pedro M. A. Miranda

PEDRO M. A. MIRANDA

Professor da Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa (FCUL) e investigador do Centro de Geofísica, Instituto Dom Luiz. Licenciado em Física pela FCUL (1981), Doutorado em Meteorologia pela Universidade de Reading, Reino Unido (1991), Agregado em Física pela Universidade de Lisboa (2003).

Tem realizado investigação nas áreas de Modelação Atmosférica, Meteorologia de Mesoscala e Mudança Climática. É autor de dezenas de trabalhos publicados em revistas internacionais, incluindo estudos sobre escoamentos atmosféricos na vizinhança de obstáculos, ondas internas, camada limite atmosférica, mudança climática, simulação de tsunamis. Uma lista de publicações encontra-se em www.igidl.ul.pt/pmiranda.htm.

Índice

1	A Atmosfera e o Sistema Climático	7
1.1	O sistema climático global	12
1.2	Composição da atmosfera	15
1.3	Estrutura vertical da atmosfera	18
1.4	Propriedades electromagnéticas da alta atmosfera	20
1.5	Origem e evolução da atmosfera terrestre	21
1.6	O Clima, o Tempo e o Ambiente Atmosférico	24
1.7	Observação e previsão	26
1.8	Autoavaliação	27
2	Radiação	29
2.1	Absorção e emissão de radiação	33
2.2	Balanco radiativo de um corpo real	35
2.3	O corpo negro	36
2.4	Equilíbrio radiativo da Terra	38
2.5	Transferência de radiação através da atmosfera *	40
2.6	Radiação solar disponível à superfície *	42
2.7	Efeito de estufa	45
2.8	Absorção de radiação solar na atmosfera e camada de ozono	48
2.9	Balanco radiativo da Terra	49
2.10	Autoavaliação	50
3	Termodinâmica da atmosfera	54
3.1	O ar	58
3.2	Termodinâmica dos Gases ideais	58
3.2.1	Sistema e equilíbrio	59
3.2.2	Variáveis de estado	60
3.2.3	Processos	61
3.2.4	Energia, Trabalho e Calor	62
3.2.5	Calor e Temperatura	63
3.2.6	Equação de estado do gás ideal	64
3.2.7	Entropia e a 2ª Lei	65
3.3	Ar seco	66
3.4	Expansão adiabática do ar seco *	67
3.5	Vapor de água	69
3.6	Ar húmido	71
3.7	Arrefecimento isobárico do ar húmido e condensação	73
3.8	Expansão adiabática do ar húmido e condensação	77
3.8.1	Tefigrama	78
3.9	Parâmetros utilizados para medir a concentração de vapor	81
3.10	Aquecimento radiativo	82
3.11	Temperatura, humidade e conforto humano	83
3.12	Autoavaliação	85

4	Estática da Atmosfera	88
4.1	Equilíbrio hidrostático	92
4.2	O perfil vertical da pressão numa atmosfera em equilíbrio *	93
4.3	Altimetria *	94
4.4	Taxa de arrefecimento na expansão adiabática *	95
4.5	Estabilidade estática	95
4.6	Instabilidade latente e convecção profunda	99
4.7	Movimento vertical *	101
4.8	Autoavaliação	103
5	Nuvens, Precipitação e Óptica Atmosférica	105
5.1	Processos de saturação	109
5.2	Condensação de gotículas	112
5.3	Classificação de Nuvens	114
5.4	Nevoeiros	115
5.5	Nuvens convectivas e precipitação	116
5.5.1	Mecanismos de crescimento de gotículas e cristais	116
5.5.2	Regimes de precipitação	118
5.5.3	Trovoadas	120
5.6	Óptica atmosférica	122
5.6.1	A cor do céu	123
5.6.2	Arco-íris	124
5.6.3	Halos	125
5.7	Autoavaliação	127
6	Vento	129
6.1	Forças a que se encontra sujeita uma partícula de ar	133
6.2	Vento geostrófico	138
6.3	Vento do gradiente	139
6.4	Efeito do atrito	142
6.5	Circulação secundária em depressões e anticiclones	143
6.6	O “vento” térmico	146
6.7	Equações do movimento do fluido atmosférico *	148
6.8	Autoavaliação	151
7	Circulação global	155
7.1	A circulação global observada	159
7.2	A circulação média à superfície	163
7.3	Massas de ar	166
7.4	Frentes	167
7.5	Depressões e anticiclones	173
7.6	Autoavaliação	176
8	Circulações Locais e Regionais	177
8.1	A circulação junto da superfície	181
8.2	A brisa marítima	184
8.3	Brisas de montanha e vale	186
8.4	Outras circulações orográficas	187
8.5	Circulação na vizinhança de lagos e cidades	189

8.6	Depressões térmicas	190
8.7	A monção	191
8.8	Autoavaliação	192
9	Poluição atmosférica	195
9.1	Ciclos de vida e tempos de residência	199
9.2	Concentrações	201
9.3	Principais poluentes	202
9.3.1	Compostos de enxofre	203
9.3.2	Compostos de azoto	204
9.3.3	Compostos de carbono	207
9.3.4	Compostos halogenados	211
9.3.5	Ozono	211
9.3.6	Aerossol atmosférico	212
9.3.7	Poluentes perigosos para a saúde humana	213
9.3.8	Poluentes radioactivos	216
9.4	Reacções químicas na atmosfera	222
9.4.1	Química do ozono estratosférico	223
9.4.2	Poluição fotoquímica (smog)	225
9.5	Remoção de poluentes	226
9.5.1	Deposição seca	226
9.5.2	Deposição húmida	228
9.6	Normas de qualidade do ar	228
9.7	Autoavaliação	229
10	Dispersão de poluentes	231
10.1	O processo de dispersão	235
10.2	Parâmetros que influem na dispersão atmosférica	236
10.3	Modelos de dispersão	238
10.3.1	Tipos de modelos	238
10.3.2	Modelo gaussiano de uma fonte pontual contínua	241
10.3.3	Classes de estabilidade	243
10.3.4	Altura da camada limite	244
10.3.5	Dispersão na vizinhança de obstáculos	245
10.4	Autoavaliação	246
11	Clima	248
11.1	Parâmetros do clima	252
11.2	Normal climática	253
11.3	Classificações climáticas	254
11.3.1	Evaporação e balanço hídrico	255
11.3.2	Classificação climática de Köppen	256
11.4	Condições que determinam o clima local	264
11.5	Autoavaliação	264
12	Variabilidade e mudança Climática	266
12.1	Fontes de informação	270
12.1.1	O registo instrumental	270
12.1.2	O registo histórico	272

12.1.3	O registo climático em anéis de árvore	273
12.1.4	Bolhas de ar do passado	274
12.1.5	O registo geológico	275
12.2	Reconstrução do registo climático	277
12.3	Origem da variabilidade climática	279
12.3.1	Teoria de Milankovitch	279
12.3.2	Impactos cósmicos	282
12.3.3	Actividade solar	284
12.3.4	Vulcões	286
12.3.5	Tectónica global e deriva dos continentes	287
12.3.6	Variabilidade interna do sistema climático	289
12.4	O futuro do Clima	295
12.4.1	O problema da previsão climática	295
12.4.2	O impacto da actividade humana sobre o efeito de estufa e a sensibilidade climática	296
12.4.3	Cenários de mudança climática	298
12.5	Autoavaliação	299
	Leituras recomendadas	302
	Constantes	305
	Solução dos Problemas	306
	Diagramas	317
	Índice alfabético	319

Introdução

Notas introdutórias da 1ª edição

O livro *Meteorologia e Ambiente* foi preparado, a pedido da Universidade Aberta, tomando como base um curso de *Introdução à Meteorologia*, da responsabilidade do autor, no período 1994/1998, destinado a alunos do 1º ano das licenciaturas em Ciências Geofísicas, Física e Ensino da Física e da Química. Tomando em consideração o interesse da Universidade Aberta, o referido curso foi ligeiramente alargado na sua componente de estudo do ambiente atmosférico, o que está, aliás, de acordo com a tendência actual do ensino na área das Ciências da Atmosfera. O curso propõe-se introduzir uma perspectiva integrada das Ciências da Atmosfera – Meteorologia, Clima e Ambiente Atmosférico – acessível a alunos com preparação em Física e Matemática ao nível do 12º ano de escolaridade, a um nível introdutório, mas cientificamente rigoroso.

O método seguido neste livro deve muito ao ensino da Meteorologia realizado na Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa (FCUL), na segunda metade do século XX, pelo Professor José Pinto Peixoto, de que o autor foi aluno, colaborador e amigo. Assim, o curso parte duma definição do sistema climático e da descrição da atmosfera média (capítulo 1), seguida da introdução de alguns conceitos básicos de física da atmosfera (radiação no capítulo 2, termodinâmica do ar húmido no capítulo 3, estática da atmosfera no capítulo 4, física das nuvens no capítulo 5 e dinâmica da atmosfera no capítulo 6). Os 6 capítulos restantes abordam sucessivamente tópicos fundamentais de Meteorologia (capítulo 7, sobre a circulação global, e capítulo 8, sobre circulações locais e regionais), Ambiente Atmosférico (capítulo 9, sobre composição atmosférica e poluição, e capítulo 10, sobre modelos de dispersão) e Clima (capítulo 11, sobre classificações climáticas, e capítulo 12, sobre variabilidade). Alguns tópicos nos capítulos 2 a 6, envolvendo um tratamento matemático mais elaborado, foram assinalados com (*) podendo ser, eventualmente, eliminados, sem prejuízo para a compreensão das secções seguintes. Dadas as limitações de espaço impostas a este trabalho e a grande extensão dos temas aqui tratados, foi necessário deixar de fora muitos temas importantes. Os leitores interessados poderão encontrar, em apêndice, sugestões de livros a consultar.

Na preparação e revisão deste livro, o autor contou com a colaboração de diversos colegas e amigos incluindo nomeadamente António Pedro Viterbo¹, João Paulo Teixeira² e Anders Persson (European Centre for

¹ Actualmente no Instituto de Meteorologia e no CGUL, IDL

² Actualmente no Jet Propulsion Laboratory, NASA, USA.

Medium Range Weather Forecasts), Carlos Pires (FCUL), Casimiro Pio (Universidade de Aveiro) e Mário Reis (Instituto de Tecnologia Nuclear). Vários materiais apresentados foram preparados por Mário Almeida (Instituto de Meteorologia), António Rodrigues Tomé (Universidade da Beira Interior), Jorge Cristina (Instituto de Meteorologia), Rogério Carmona (Instituto Geofísico do Infante D. Luís), Rui Salgado (Universidade de Évora), Carla Barroso e Pedro Soares (investigadores do CGUL). Agradece-se igualmente a compreensão da Universidade Aberta para os atrasos inevitáveis na sua conclusão. Grande parte da preparação do livro foi efectuada no decorrer de uma licença sabática concedida ao autor pela Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa.

Alterações introduzidas na 2ª edição

Nesta segunda edição do livro Meteorologia e Ambiente procurou-se fazer uma actualização do texto. Aproveitou-se a oportunidade para fazer muitas correcções pontuais, acrescentar exercícios e incluir alguns tópicos adicionais. Finalmente, fez-se uma alteração ligeira da notação utilizada, optando por seguir uniformemente a norma inglesa, de forma a permitir uma transição suave para a literatura da especialidade.

Alguns dos novos materiais incluídos na segunda edição foram revistos pelo colega Miguel Teixeira, investigador do IDL.

1 A Atmosfera e o Sistema Climático

Objectivos

No final do capítulo, o estudante deve:

- *Compreender o conceito de "sistema climático" e conhecer as características dos seus subsistemas.*
- *Compreender o conceito de "escala" espaço-temporal de cada elemento do sistema climático.*
- *Conhecer as características médias horizontais da atmosfera em termos de composição, temperatura e interacção com a radiação.*
- *Conhecer a actual composição atmosférica e as razões fundamentais da sua evolução desde a atmosfera primitiva até à actualidade.*

A atmosfera terrestre é o único ambiente em que podemos sobreviver. Tal como os peixes de profundidade estão confinados a viver numa estreita camada de água, também nós vivemos no fundo de um oceano de ar.

A atmosfera é uma camada ténue de gás que envolve a Terra, sendo a sua massa total menos de um milionésimo da massa do planeta. No entanto, a sua presença altera completamente as condições existentes à superfície: a distribuição de temperatura observada, o nível de radiação ambiente e a própria existência de água líquida são consequências da existência de uma atmosfera com as suas propriedades actuais. Observando a Lua, nossa companheira nesta zona do sistema solar, pode-se ter uma ideia do que seria o ambiente na Terra sem atmosfera: níveis mortais de radiação cósmica, grandes variações de temperatura, ausência de água.

Quando comparada com os outros planetas do sistema solar, a Terra parece possuir condições muito especiais e, apesar das alterações que certamente se verificaram no sistema solar ao longo sua vida, essas condições têm-se mantido com muito poucas alterações nos últimos milhares de milhões de anos. A principal marca da constância das condições climáticas da Terra é a presença contínua de vida ao longo da sua história, sendo sabido que a vida, tal como a conhecemos, só é viável numa faixa relativamente estreita de temperaturas e com níveis bastante baixos de radiação ionizante. Os dados que conhecemos do passado na Terra indicam-nos, pois, que as suas condições à superfície têm evoluído sem alterações demasiado elevadas da temperatura e da composição atmosféricas. Isso não significa, no entanto, que o clima em cada ponto da Terra se tenha mantido inalterável ao longo dos tempos. Pelo contrário, não só as observações registadas em tempos históricos revelam significativas oscilações da temperatura ou da precipitação em muitos locais, como existem abundantes registos *paleoclimáticos* de alterações passadas de muito maior amplitude, traduzidas, em particular, na ocorrência de períodos glaciares. Temos, assim, um clima que apesar de globalmente estável, apresenta a possibilidade de oscilações significativas das suas propriedades, duas características aparentemente contraditórias e igualmente surpreendentes.

As condições atmosféricas variam de dia para dia. Num local fixo, assistimos ao passar das nuvens, à alternância de dias húmidos e secos, à mudança das estações. Se observarmos a Terra a partir de um satélite meteorológico, verificamos que essa mudança do tempo atmosférico local está geralmente associada ao movimento e à evolução de sistemas coerentes de certa dimensão – depressões e anticiclones, superfícies frontais, furacões, etc. – o estudo destes sistemas é o objecto da Meteorologia.

Por outro lado, enquanto a história individual de cada sistema meteorológico é por assim dizer única, e por isso difícil de prever com precisão, algumas características médias da circulação atmosférica mantêm-se ao longo do tempo. Assim, por exemplo, na região mediterrânea observam-se quase sempre Verões quentes e secos e Invernos húmidos. Isto é, se fizermos a média da temperatura nos meses de Verão durante um número

suficientemente grande de anos – tradicionalmente 30 anos – vamos encontrar um valor que não depende do grupo particular de anos escolhido. O estudo das características médias da atmosfera, isto é dos padrões que permanecem depois de fazer a média de muitos estados instantâneos do mesmo tipo, constitui o objecto da Climatologia.

Nas últimas décadas, temo-nos vindo a aperceber de que o Clima não é estático, isto é, de que tal como o tempo meteorológico evolui de dia para dia, as características médias da circulação atmosférica são susceptíveis de variar em diversas escalas de tempo, por vezes com resultados localmente catastróficos. Algumas dessas variações podem ser associadas a alterações lentas da composição atmosférica, ou a modificações do fluxo de radiação solar no topo da atmosfera. Esta conclusão, associada à constatação de que a composição atmosférica e outras características da superfície do globo têm vindo a ser progressivamente perturbadas pela actividade humana, trouxe para a ordem dia preocupações sobre o futuro do Clima global, o que constitui um dos grandes problemas actuais.

1.1 O sistema climático global

As características da circulação atmosférica observada e os valores das diferentes variáveis meteorológicas, como a temperatura, a humidade, a nebulosidade ou a pressão, resultam do fluxo de radiação solar incidente no topo da atmosfera e da interacção da atmosfera com a superfície do planeta. Desse modo, os diferentes componentes do planeta Terra contribuem de forma diferenciada para o estabelecimento do estado de equilíbrio dinâmico a que chamamos Clima. As interacções possíveis são numerosas e desenvolvem-se em períodos de tempo muito variáveis. Em geral, elas estão associadas a fluxos de massa e/ou de energia entre a atmosfera e o globo.

A atmosfera estabelece trocas de massa e energia com a superfície sólida do Globo, com os Oceanos, com o próprio interior do Globo, por intermédio nomeadamente dos vulcões, e, em geral com todos os elementos que constituem a Terra. Estas trocas dependem da dinâmica interna dos diversos sistemas que interagem com a Atmosfera. Por essa razão, é muito conveniente pensar no sistema climático global como um conjunto de subsistemas cujas propriedades físicas individuais são mais fáceis de estabelecer. Assim, além da Atmosfera, são elementos do sistema climático global a *Hidrosfera*, constituída fundamentalmente pelos Oceanos mas também por todos os outros reservatórios de água líquida, a *Criosfera*, constituída pelas calotes polares e pelos glaciares, a *Biosfera*, constituída por todos os seres vivos e a *Litosfera*, correspondendo à parte sólida do globo terrestre. Uma parte significativa das trocas que ocorrem no sistema climático está associada a fluxos de água nas suas diferentes fases – gasosa, líquida e sólida – naquilo que constitui o ciclo global da água. A Figura 1.1

representa esquematicamente o sistema climático, com indicação dos seus componentes e de alguns dos fluxos mais relevantes.

De entre os subsistemas do sistema climático, a Atmosfera constitui o sistema rápido, aquele que evidencia modificações significativas no prazo de poucos dias. A Hidrosfera, pelo seu lado, apresenta uma muito maior inércia, sofrendo modificações do seu estado em períodos de tempo que vão desde alguns dias – caso das condições superficiais – até alguns milhares de anos – caso da circulação profunda do Oceano. A Criosfera evolui numa escala de tempo ainda mais lenta, da ordem das dezenas de milhares de anos, enquanto a Litosfera apresenta variações em escalas de tempo geológicas, acima do milhão de anos. A Biosfera, finalmente, apresenta variações significativas no âmbito do ciclo anual, e variações mais lentas associadas a alterações da cobertura vegetal, muito influenciadas pela actividade humana. A diferença dos tempos de resposta dos diferentes subsistemas é uma das razões da grande complexidade do sistema global, na resposta a perturbações no fluxo de radiação solar ou das propriedades da superfície.

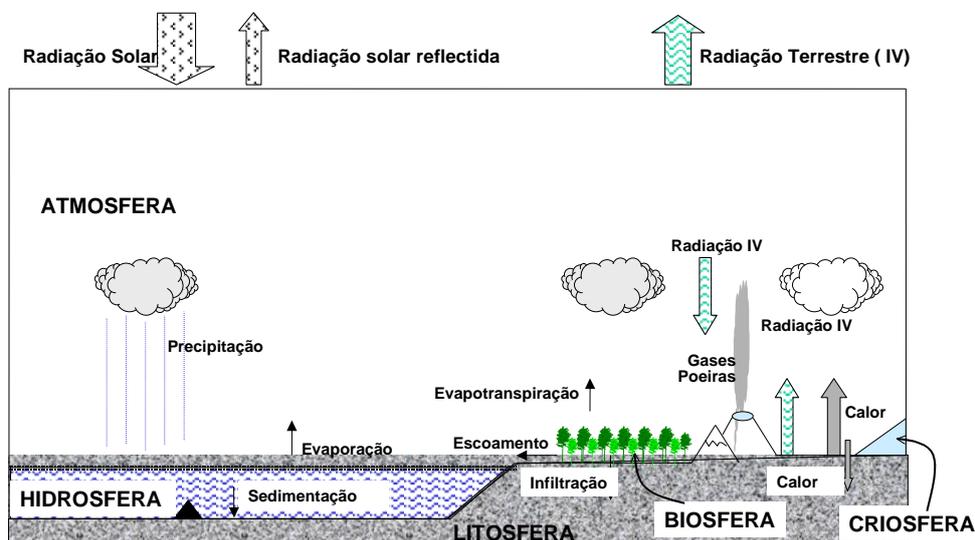


Figura 1.1 – O Sistema Climático

A complexidade do sistema climático resulta em parte da complexidade intrínseca de cada um dos seus subsistemas e em parte da natureza das interações que existem entre eles. Dada a sua mais rápida evolução, a

Atmosfera apresenta as mais visíveis indicações do comportamento *turbulento e caótico* do sistema climático global. Uma fotografia da Terra obtida por um satélite meteorológico (e.g. Figura 7.1) é suficiente para a identificação de um ou mais *sistemas meteorológicos*, que surgem na fotografia sob a forma de *turbilhões* irregulares de grandes dimensões: *depressões e anticiclones, depressões frontais*, etc. Se compararmos um grande número destes sistemas verificaremos que eles são sempre ligeiramente diferentes uns dos outros, em forma e dimensão, apresentando evoluções por vezes muito diversas. Estes sistemas de grandes dimensões evoluem geralmente num período de tempo relativamente longo em termos atmosféricos, da ordem das semanas, e constituem aquilo a que se chama as escalas *planetária e sinóptica*.

Se focarmos a nossa atenção numa zona particular da atmosfera, ampliando a imagem fornecida pela fotografia de satélite ou recorrendo a imagens produzidas pelo radar meteorológico, encontraremos frequentemente sistemas igualmente complexos, visualmente semelhantes aos sistemas sinóticos, mas com escalas horizontais progressivamente mais pequenas: *ciclones tropicais, agrupamentos convectivos, tornados*, etc. Estes sistemas evoluem em escalas de tempo mais rápidas, da ordem das horas até pouco mais de um dia, e constituem a *mesoscala* atmosférica.

Ampliando ainda mais a imagem da atmosfera poderíamos focar a nossa atenção na estrutura de uma nuvem particular – por exemplo um *cumulus* ou um *cumulonimbus* – e encontraríamos, também aí, circulações complexas associadas ao processo convectivo e à mistura turbulenta de ar ambiente através das paredes da nuvem. Neste caso estaríamos no domínio da *microscala* atmosférica, em que os tempos de evolução característicos são da ordem dos segundos a minutos.

A divisão da circulação atmosférica em diferentes *escalas* tem, tal como todas as classificações, alguma artificialidade, visto que há sempre transferência de energia entre escalas e, portanto, não é possível isolar em absoluto o estudo de uma escala particular. No entanto, essa divisão é a única forma de conseguir analisar a teoria do escoamento atmosférico, uma vez que permite a introdução de aproximações apropriadas a cada escala, simplificando significativamente as equações da Física da Atmosfera. A Tabela 1-1 indica algumas características das principais escalas do movimento atmosférico.

Tabela 1-1 – Escalas de movimento

Designação	Dimensão horizontal	Tempo característico	Fenomenologia
Escala planetária	>10 000 km	Semanas a meses	Ondas longas, Anticiclones subtropicais
Escala sinóptica	500 km – 5 000 km	Dias a semanas	Depressões e anticiclones móveis, Depressões frontais
Mesoscala	1 km – 500 km	Horas a um dia	Tornados, Agrupamentos convectivos
Microscala	<1 km	Segundos a minutos	Nuvem individual

1.2 Composição da atmosfera

Nos primeiros 100 km acima da superfície do Globo a atmosfera terrestre é constituída, em muito boa aproximação, por uma mistura em proporções constantes de azoto (N_2), oxigénio (O_2) e árgon (Ar), com um conteúdo muito variável de vapor de água (H_2O), tal como está indicado na Tabela 1-2. Para além disso, existem na atmosfera, em concentrações muito baixas, diversos *componentes minoritários*, como o dióxido de carbono (CO_2), o metano (CH_4), o óxido nitroso (N_2O), o ozono (O_3), poeiras, CFCs (clorofluorcarbonetos), partículas em suspensão (aerossol atmosférico), etc., que apesar de contribuírem muitíssimo pouco para a massa total da atmosfera, são muito importantes quer pelas suas propriedades ópticas, quer pela sua actividade química. Esta zona da atmosfera, abaixo dos 100 km, em que é constante a concentração dos componentes maioritários (N_2 , O_2 e Ar) é designada por ***Homosfera***, enquanto a zona superior é designada, neste contexto, por ***Heterosfera***. A Homosfera contém mais de 99.99% da massa total da atmosfera. A zona de transição entre a *Homosfera* e a *Heterosfera* é designada por *Turbopausa*.

Enquanto as concentrações dos componentes maioritários e dos gases inertes são praticamente constantes no espaço e no tempo, as concentrações da generalidade dos componentes minoritários varia bastante de ponto para ponto e ao longo do tempo. O vapor de água, em particular, apresenta grandes variações de concentração, sendo o único componente relevante que tem a possibilidade de realizar transições de fase, possuindo abundantes reservatórios, nas fases líquida e sólida, à superfície.

Acima dos 100 km, a composição da atmosfera varia drasticamente. As concentrações de N_2 e O_2 tornam-se cada vez menos importantes e o componente dominante passa a ser o oxigénio atómico. A que se deve a diferença de composição entre a Homosfera e a Heterosfera? Na Homosfera, os componentes maioritários apresentam concentrações constantes no tempo porque existe um equilíbrio entre as taxas de produção e remoção desses constituintes e os seus tempos de residência são muito elevados; por outro lado, a sua concentração é independente da altitude porque esta camada da atmosfera se encontra bem misturada, devido à existência de turbulência,

alimentada pelo aquecimento da superfície. Acima dos 100 km o processo de mistura vertical perde importância e os diferentes gases são afectados diferentemente pela gravidade, o que implica uma maior concentração dos gases mais densos nas camadas inferiores e portanto um aumento da concentração relativa de gases menos densos com a altitude. Por outro lado, na alta atmosfera o processo de interacção da radiação solar com os gases atmosféricos dá origem à produção de grandes quantidades de oxigénio atómico, por *fotodissociação* do O₂, sendo o oxigénio atómico o menos denso dos gases que existem com alguma abundância. Assim, a concentração relativa de O cresce rapidamente com a altitude, sendo este o constituinte dominante da alta atmosfera.

Tabela 1-2 – Composição da atmosfera junto da superfície

Componente		Concentração volumica (%)	Partes por milhão em vol. (ppmv)
Azoto	N ₂	78.08 ⁽¹⁾	
Oxigénio	O ₂	20.95 ⁽¹⁾	
Árgon	Ar	0.93 ⁽¹⁾	
Néon	Ne	0.0018	
Hélio	He	0.0005	
Hidrogénio	H ₂	0.00006	
Xénon	Xe	0.000009	
Vapor de água	H ₂ O	0 a 4	
Dióxido de carbono	CO ₂	0.036 ^a	360
Metano	CH ₄	0.00017 ^{a,b}	1.7
Óxido nitroso	N ₂ O	0.00003 ^{a,b}	0.3
Ozono	O ₃	0.000004 ^{a,b}	0.04
Ozono (Estratosfera)		0.001 ^{a,b}	10
Partículas		0.000001 ^{a,b}	0.01
Clorofluorcarbonetos	CFCs	0.00000001 ^{a,b}	0.00001

(1) % calculadas para o ar seco

(a) Valor em 1990, cf. Figura 1.2

(b) Valor médio, a concentração varia de ponto para ponto

Dois componentes minoritários da atmosfera merecem uma referência especial. O primeiro é o dióxido de carbono (CO₂), que existia, em 1990, em cerca de 360 ppmv (partes por milhão em volume, cf. secção 9.2) na baixa atmosfera. A importância do CO₂ deve-se em parte ao facto de ele ser um importante *gas de estufa*, conceito a ser discutido mais tarde neste curso, e de a sua concentração apresentar uma clara tendência de crescimento durante o último século, devido especialmente à utilização intensiva de combustíveis fósseis à base de carbono. Mais importante do que isso, no entanto, é o facto de o dióxido de carbono ser um dos componentes essenciais da química da vida, uma vez que ele constitui a fonte de carbono do processo de fotossíntese.

A Figura 1.2 dá uma ideia da evolução da concentração média de CO₂ desde que existem medidas contínuas, mostrando o ciclo anual devido ao processo de desenvolvimento e decaimento das plantas e a tendência ascendente da

concentração, devida ao aumento da utilização de combustíveis. Os valores indicados na Figura correspondem a medidas efectuadas no centro do Pacífico, no Hawaii, mas, dado que o CO₂ é um gás bem misturado na atmosfera, trata-se de valores representativos das concentrações médias anuais observadas em toda a Homosfera.

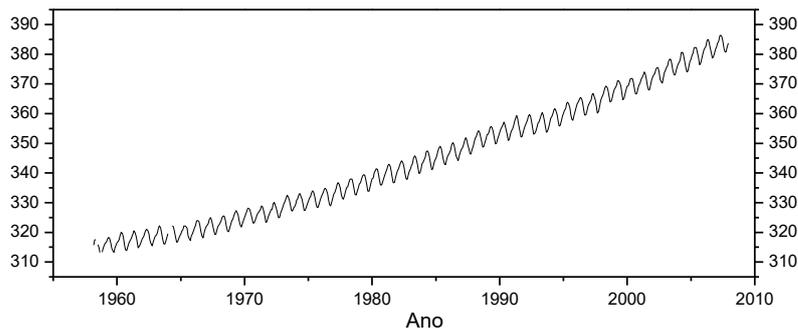


Figura 1.2 – Evolução da concentração de CO₂ em Mauna Loa (Hawaii).

O segundo componente minoritário que é extremamente importante na física da atmosfera é o ozono (O₃), devido ao facto de este gás ser responsável pela absorção de radiação ultravioleta, impedindo-a de atingir a superfície da Terra. Deve notar-se que a concentração de ozono é extremamente baixa mesmo na zona referida como “camada de ozono” (na Estratosfera, ver Figura 1.4, entre os 30 e os 60 km de altitude) onde atinge valores da ordem de 10 ppmv (0.001%). Na verdade, a massa total de ozono presente na atmosfera é extremamente reduzida, como se pode verificar pelo facto de que este ocuparia uma camada de apenas 3 mm se fosse concentrado junto da superfície. No entanto, como se verá adiante, a sua presença é responsável não só pelos baixos níveis de radiação ultravioleta observados à superfície, como pela própria existência da Estratosfera. Deve notar-se, no entanto, que na Troposfera, o ozono é um dos mais importantes poluentes.

Existem diversos outros componentes minoritários que são importantes devido à sua acção como *gases de estufa* (casos do metano, dos CFCs ou do óxido nitroso, entre outros), devido à sua interferência no ciclo do ozono (caso, em especial, dos CFCs) ou devido à sua importância ambiental, uma vez que se trata de componentes tóxicos ou nocivos em doses muito baixas (casos, nomeadamente, do monóxido de carbono, dos óxidos de azoto, dos óxidos de enxofre, do ozono troposférico e de muitos compostos orgânicos).

Uma pequeníssima parcela da massa da atmosfera (cerca de 0.01 ppmv, cf. Tabela 1-2) é constituída por partículas em suspensão, genericamente designadas por *aerossol atmosférico*. Estas partículas são permanentemente introduzidas na atmosfera por diversos processos naturais e artificiais – vulcões, fogos florestais, erosão eólica, combustão industrial, etc. – e têm

características químicas muito variadas: cristais de sal, partículas de carbono, poeiras minerais, partículas de hidrocarbonetos, metais pesados, pólenes, microrganismos, etc. A importância do aerossol atmosférico resulta tanto da sua actividade óptica, uma vez que o aerossol contribui frequentemente para a dispersão de radiação solar aumentando a reflexão difusa de radiação para o espaço exterior, como do seu carácter de poluentes atmosféricos. A principal contribuição do aerossol atmosférico para a meteorologia deve-se, no entanto, ao papel central desempenhado na formação de gotículas em nuvens (ver Capítulo 5).

Os elementos fundamentais presentes na atmosfera – oxigénio, azoto, carbono (dióxido de carbono) e hidrogénio (água) – são também os elementos fundamentais da matéria viva e estão envolvidos em ciclos globais biogeoquímicos. Estes ciclos transportam matéria entre os diferentes componentes do sistema climático.

1.3 Estrutura vertical da atmosfera

Para compreender a dinâmica da atmosfera é essencial começar por conhecer as suas propriedades médias, tal como elas são observadas. Nesta secção vamos considerar algumas características das distribuições médias de temperatura e de pressão na atmosfera. Estas são, num certo sentido, as variáveis fundamentais da Meteorologia, por razões que se tornarão evidentes no Capítulo 3.

As primeiras observações directas da atmosfera acima da superfície da Terra, iniciadas com o advento dos voos em balão, mostraram que a pressão decresce muito rapidamente (exponencialmente) com a altitude enquanto a temperatura tende a decrescer quase linearmente, a uma taxa de cerca de 6.5°C por km. Em boa aproximação, a pressão mede o peso, por unidade de área, da coluna de ar acima do ponto de medida, pelo que o decréscimo exponencial da pressão implica uma grande concentração da massa da atmosfera nas camadas inferiores. Junto da superfície, ao nível do mar, a pressão vale aproximadamente 76 cm de mercúrio, isto é 101325 Pa (Pascal: unidade de pressão do sistema internacional igual a 1N/m^2) ou cerca de 1kgf/cm^2 (1 kilograma-força por cm^2). A Figura 1.3 dá uma ideia aproximada da variação da pressão com a altitude nos primeiros 50 km, indicando que cerca de 90% da massa da atmosfera se encontra nos primeiros 20 km, enquanto abaixo dos 50 km se encontra cerca de 99.9% da massa total.

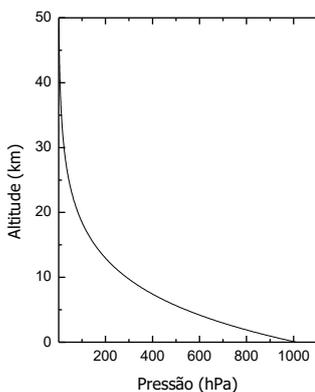


Figura 1.3 – Variação da pressão com a altitude. ($1\text{hPa}=100\text{ N m}^{-2}$).

A distribuição média da temperatura com a vertical encontra-se representada na Figura 1.4. Tal como foi anteriormente referido observa-se um decréscimo de temperatura com a vertical, que, no entanto, só se verifica na primeira dezena de km acima da superfície. Por volta dos 12 km (Tropopausa) encontramos uma zona quase isotérmica seguida de uma camada em que a temperatura cresce com a altitude até atingir um máximo

por volta dos 50 km, na Estratopausa. Entre os 50 e os 90 km encontramos uma nova camada em que há decréscimo de temperatura com a altitude, atingindo um mínimo por volta dos 90 km, na Mesopausa. Acima dos 90 km observa-se um aumento rápido da temperatura com a altitude. As diferentes camadas definidas pelo perfil vertical de temperatura são designadas, respectivamente, por Troposfera (0-12 km, aprox.), Estratosfera (12-50 km), Mesosfera (50-80 km) e Termosfera (acima dos 80 km).

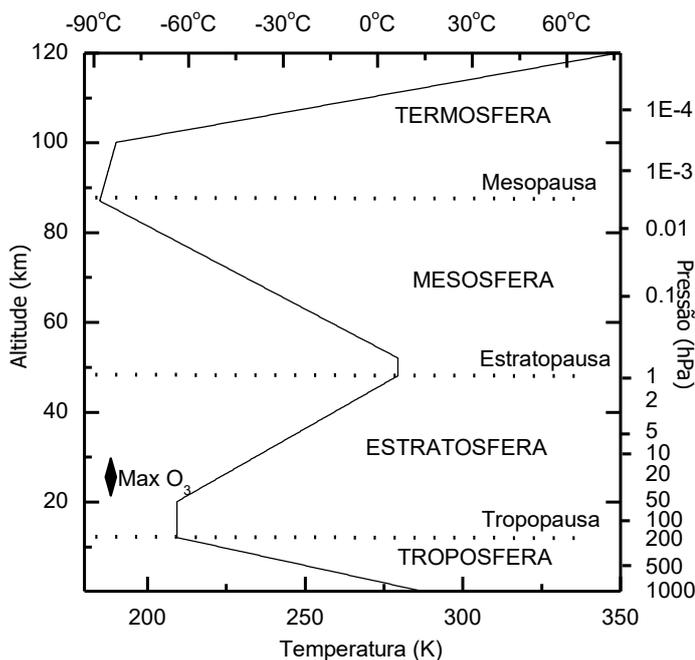


Figura 1.4 – Estrutura térmica da atmosfera.

A taxa de variação da temperatura com a altitude é um parâmetro fundamental porque define a existência, ou não, de *estabilidade estática* na atmosfera (capítulo 4). Por essa razão o movimento vertical é favorecido na Troposfera e na Mesosfera, zonas com menor estabilidade estática, em que a temperatura decresce com a altitude, e dificultado na Estratosfera e na Termosfera, zonas de grande estabilidade.

A radiação solar é a principal fonte de energia do sistema climático. A estrutura térmica da atmosfera, caracterizada por três máximos relativos da temperatura, é o resultado da existência de três zonas de absorção preferencial de radiação solar: a superfície do planeta que absorve grande parte da radiação incidente, a Termosfera, onde tem lugar a absorção de radiação de muito pequeno comprimento de onda (ultravioleta longínquo, radiação X e radiação γ) e a camada de ozônio, onde ocorre absorção de

radiação ultravioleta, com um máximo na zona da Estratopausa. O estudo da radiação na atmosfera será abordado no Capítulo 2.

1.4 Propriedades electromagnéticas da alta atmosfera

Acima dos 60 a 80 km de altitude a composição da atmosfera é caracterizada pela presença de uma concentração elevada de *iões e electrões livres*, isto é, de partículas carregadas electricamente. Estas partículas são produzidas por *fotoionização* dos gases atmosféricos, isto é, pelo arranque de electrões às moléculas desses gases sob acção de radiação solar de muito pequeno comprimento de onda.

A Ionosfera divide-se em várias camadas designadas, de baixo para cima, pelas letras *D, E e F*. A intensidade de ionização de cada camada depende da intensidade da radiação de pequeno comprimento de onda presente na alta atmosfera e por isso, como seria de esperar, observa-se uma significativa variação da estrutura da Ionosfera entre o período diurno e o período nocturno. No período diurno a Ionosfera estende-se até mais perto da superfície da Terra, com a intensificação da camada *D*. Esta camada desaparece quase completamente durante a noite, uma vez que a maior densidade de moléculas aí verificada facilita a ocorrência de choques entre partículas carregadas de sinal contrário, levando a uma redução rápida da concentração de electrões livres mal cessa o processo de fotoionização.

Por outro lado, a Ionosfera é fortemente afectada por variações da *actividade solar*, associadas em particular à variação do número de *manchas solares*, que se traduz por um aumento da radiação de muito pequeno comprimento de onda. Em períodos de grande actividade solar ocorrem, por vezes, *tempestades ionosféricas*, associadas à chegada à alta atmosfera de fluxos excepcionalmente elevados de radiação cósmica oriunda do Sol. Nesta situação, a interacção do vento solar com as moléculas atmosféricas pode dar origem à libertação de luz sob a forma de *auroras boreais* (ou *austrais*).

A existência da Ionosfera traduz-se em diversos efeitos relevantes. Do ponto de vista estritamente meteorológico, a Ionosfera é responsável pela produção de um campo eléctrico permanente na baixa atmosfera, o que tem implicações no mecanismo de formação de trovoadas. Por outro lado, a Ionosfera interfere na propagação de ondas de rádio (ondas curtas), comportando-se como um reflector para essas ondas; por essa razão é possível emitir nesta banda de frequências para receptores longínquos. O ciclo diurno da Ionosfera justifica a diferença de qualidade da transmissão entre os períodos diurno e nocturno e obriga os emissores a fazerem ajustamentos do sinal na transição dia-noite e noite-dia.

Muito acima da Ionosfera, numa região em que a densidade de gases é muito pouco superior à do espaço interplanetário, o espaço é caracterizado

por intensa actividade electromagnética, devida à interacção entre o campo magnético da Terra e o *vento solar*, constituído por partículas electricamente carregadas. Esta região estende-se acima dos 5 000 km até mais de 30 000 km, e constitui a *Magnetosfera*. A deflexão da radiação cósmica na Magnetosfera constitui um elemento fundamental de protecção da superfície da Terra da acção desta radiação fortemente energética.

1.5 Origem e evolução da atmosfera terrestre

As actuais propriedades da atmosfera da Terra são o resultado de uma história de evolução química e física que acompanhou a evolução do planeta. Diversas características do planeta Terra influenciam de forma determinante as características da sua atmosfera: a composição química do planeta e a gravidade condicionam a composição da atmosfera; a sua posição no sistema solar determina o fluxo de radiação solar disponível, condicionando a temperatura média da superfície; as características da sua rotação e translação em torno do Sol determinam os regimes de circulação atmosférica e oceânica observados. A existência de vida na Terra, só possível devido às condições climáticas prevalecentes, é também um componente fundamental na explicação da actual composição atmosférica.

A diferença entre a atmosfera da Terra e as restantes atmosferas planetárias do sistema solar deve-se, pois, em larga medida, à diferença entre os parâmetros astrofísicos dos diferentes planetas, sucintamente referidos na Tabela 1-3.

Tabela 1-3 – Algumas características dos planetas principais do sistema solar

Planeta	Distância média ao Sol (ua)	Raio (km)	Massa (kg)	Excentricidade da órbita	Inclinação do eixo	Temperatura média à superfície (°C)	Período de rotação (dias)	Período de translação (anos terrestres)	Componentes maioritários da atmosfera
Sol	—	695×10^3	1.99×10^{30}	—		5 800	24.6	—	—
Mercúrio	0.39	2440	3.30×10^{23}	0.21	0°	260	58.6	0.24	—
Vénus	0.72	6052	4.87×10^{24}	0.01	-2°	480	243	0.62	CO ₂
Terra	1 ⁽¹⁾	6371	5.97×10^{24}	0.02	23.5°	15	1	1	N ₂ , O ₂
Marte	1.52	3397	6.42×10^{23}	0.09	24°	-60	1.03	1.88	CO ₂
Júpiter	5.2	71492	1.90×10^{27}	0.05	3°	-110	0.41	11.86	H ₂ , He
Saturno	9.54	60268	5.68×10^{26}	0.06	29°	-190	0.45	29.46	H ₂ , He
Urano	19.18	25559	8.68×10^{25}	0.05	98°	-215	-0.72	84.01	H ₂ , CH ₄
Neptuno	30.06	24766	1.02×10^{26}	0.01	29°	-225	0.67	164.79	H ₂ , CH ₄
Plutão	29.44	1137	1.27×10^{22}	0.25	?	-235	-6.39	247.7	?

(1) 1 u.a. $\approx 150 \times 10^6$ km (1 unidade astronómica = distância média Terra-Sol).

A atmosfera inicial da Terra, aquando da sua formação há cerca de 4 500 milhões de anos (4.5 Ga, isto é, 4.5 Giga Anos), era muito provavelmente constituída sobretudo por hidrogénio (H₂) e hélio (He), constituintes maioritários do sistema solar e presentes em larga quantidade nos planetas

“gigantes”. É no entanto fácil mostrar que esses gases muito pouco densos não poderiam ser mantidos por muito tempo sob atracção da gravidade terrestre. Na verdade, sabemos que em qualquer gás as suas moléculas se encontram em movimento incessante, só interrompido pelo choque com as moléculas vizinhas. À medida que decresce a pressão atmosférica aumenta rapidamente o “livre percurso médio” das moléculas do gás, isto é, a distância média percorrida entre choques, que é de alguns μm junto da superfície mas atinge valores superiores aos $100 km$ na Termosfera. Para altitudes acima de cerca de $500 km$ o livre percurso médio é tão elevado que as moléculas se deslocam sob acção do campo gravítico, praticamente sem interacção com as moléculas vizinhas, seguindo trajectórias parabólicas. Nesta zona, geralmente referida com *Exosfera*, as moléculas suficientemente rápidas podem afastar-se definitivamente da atracção da Terra. Chama-se *velocidade de escape* ao valor da velocidade mínima necessária para que uma molécula se possa escapar ao campo gravítico terrestre (ver Exercício 1.1).

Em que condições será atingida a velocidade de escape? Para um dado gás, a velocidade média das moléculas cresce com a temperatura e decresce com a massa molecular do gás, de tal modo que, para um dado valor da temperatura, a velocidade média (quadrática) das moléculas de hidrogénio (H_2) é quase 4 vezes superior à das moléculas de N_2 ou O_2 , e duas vezes superior à das moléculas de oxigénio atómico (O), pelo que se pode demonstrar que, para as temperaturas que se observam na Termosfera existe forte probabilidade de a velocidade de escape ser atingida por moléculas de H_2 ou He, mas muito fraca probabilidade de o mesmo se verificar com qualquer dos outros componentes atmosféricos, incluindo o oxigénio atómico.

Exercício 1.1 – Cálculo da velocidade de escape na Terra (*)

Uma molécula de gás de massa m , à distância r do centro um planeta de massa M , está sujeita à força da gravidade, cujo valor é dado pela *lei da atracção universal*:

$$\vec{F} = -\frac{GMm}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}$$

em que G é a constante universal da gravitação ($G=6.673 \times 10^{-11} m^3 kg^{-1} s^{-2}$). A força gravítica é uma *força conservativa*, sendo possível definir uma *energia potencial gravítica*:

$$E_P = -\frac{GMm}{r}$$

Se desprezarmos outras interacções, a molécula referida terá unicamente uma outra forma de energia, a *energia cinética*, verificando-se que a sua *energia mecânica* total é conservada no seu movimento:

$$E_M = E_P + E_C = -\frac{GMm}{r} + \frac{1}{2}mv^2 = const$$

sendo v a velocidade da molécula em cada instante. Se a molécula se estiver a deslocar de tal modo que se afasta do planeta, verificar-se-á um aumento progressivo da sua energia potencial (aumento de r , notar que $E_P < 0$) e, portanto, uma redução

progressiva da sua energia cinética (visto que a soma das duas é constante), isto é, uma redução da sua velocidade. Para que essa molécula seja capaz de se afastar definitivamente da atracção da Terra é necessário – mas não suficiente – que a sua energia mecânica inicial seja superior ou igual a zero, pois caso contrário a sua velocidade anular-se-á antes de se ter anulado a energia potencial (o que só acontece para $r = \infty$). Assim pode determinar-se a velocidade mínima de escape:

$$E_M = 0 \Rightarrow v_{esc} = \sqrt{2 \frac{GM}{r}} = \sqrt{2gr}$$

em que se introduziu a aceleração da gravidade $g = GM/r^2$. Introduzindo valores apropriados para a Terra, obtém-se: $v_{esc} \approx 11 \text{ km s}^{-1}$. (Nota: o processo de escape descrito corresponde ao escape de Jeans, assim designado por ter sido inicialmente proposto por James Jeans; existem outras formas de escape de gases, envolvendo movimentos colectivos de gases, i.e. *escape hidrodinâmico*, ou interacções com objectos cósmicos, que podem explicar perdas relevantes de gases mais densos).

Após a perda da atmosfera primitiva, a Terra ganhou uma atmosfera de segunda geração, produzida por exalação de gases a partir do Globo. Estes gases tinham possivelmente uma composição comparável com a dos gases emitidos pelos vulcões actuais, ricos em vapor de água, dióxido de carbono e dióxido de enxofre. A comparação entre a composição dos gases vulcânicos e a actual composição da Homosfera, apresentadas na Tabela 1-4, mostra a dimensão do processo de transformação que foi necessário para produzir um ambiente apropriado para a vida.

Tabela 1-4 – Composição típica dos gases emitidos por vulcões, comparada com a composição actual da baixa atmosfera

Gás		Emissões vulcânicas % em vol.	Atmosfera actual % em vol.
Vapor de água	H ₂ O	79.3	0 a 4 (variável)
Dióxido de carbono	CO ₂	11.6	0.035
Dióxido de enxofre	SO ₂	6.5	<0.0001 (variável)
Azoto	N ₂	1.3	78.08 ⁽¹⁾
Hidrogénio	H ₂	0.6	0.00005
Oxigénio	O ₂	—	20.95 ⁽¹⁾
Árgon	A	—	0.93 ⁽¹⁾
Outros		0.7	—
Total		100.0	100.0

(1) % calculadas para o caso do ar seco.

A atmosfera da Terra não tem condições para reter grandes quantidades de vapor de água, dióxido de enxofre ou hidrogénio. No caso do vapor de água, dada a temperatura observada na Terra após o processo de arrefecimento inicial, a água libertada foi condensada dando origem aos oceanos, formados há cerca de 3.3 Ga. O dióxido de enxofre, por sua vez é rapidamente depositado, sob a forma de ácido sulfúrico, reagindo com a superfície (cf. secção 9.3.1) enquanto o hidrogénio atinge facilmente a velocidade de escape (cf. Exercício 1.1), sendo perdido para o espaço.

A atmosfera resultante era, pois, provavelmente, muito rica em CO₂, tal como é actualmente observado em Vénus e Marte. Ao contrário destes dois

planetas a atmosfera de segunda geração não se manteve estável. Dois factores, interligados, actuaram em conjunto para a modificarem radicalmente: a existência de uma abundante reserva de água líquida e, fundamentalmente, o aparecimento e rápido estabelecimento de uma biosfera, isto é, da vida.

A fotoquímica da vida e as reacções que tiveram lugar ao nível da crosta foram responsáveis pela apropriação de grandes reservas de carbono sob a forma de biomassa, isto é, de matéria orgânica, e de rochas carbonatadas acumuladas na crosta em sedimentos. Paralelamente, teve lugar a libertação de quantidades abundantes de oxigénio livre, até se atingirem concentrações semelhantes às actualmente observadas e que se mantêm relativamente estáveis nas últimas centenas de milhões de anos, após o estabelecimento de plantas verdes há cerca de 1 Ga. Por outro lado, mal se atingiram estas concentrações de O₂ iniciou-se o processo de formação da *camada de ozono* (O₃), essencial para filtrar radiação ultravioleta antes de esta atingir a superfície do planeta. Com a formação da camada de ozono estabeleceram-se as condições essenciais para o aparecimento de vida fora do meio aquático, isto é, de vida terrestre.

Finalmente, o facto de o azoto ser um gás muito pouco reactivo explica a elevada concentração actualmente observada na atmosfera, de que é o constituinte dominante, em termos de massa.

1.6 O Clima, o Tempo e o Ambiente Atmosférico

A atmosfera é o único ambiente em que podemos viver e por isso o estudo das suas propriedades e dos fenómenos que nela têm lugar foi desde sempre uma preocupação central da humanidade. A multiplicidade e complexidade aparente dos fenómenos atmosféricos impuseram, progressivamente, uma divisão no estudo da atmosfera: por um lado, estamos interessados no estudo da evolução dia-a-dia do estado da atmosfera, isto é daquilo a que se convencionou chamar o *Tempo*; por outro lado, queremos conhecer as características médias da atmosfera num dado local numa dada estação do ano, de forma a compará-las com outros locais, ou com outras estações, isto é, queremos conhecer o *Clima*. O Clima e o Tempo atmosférico são duas formas complementares de descrever o mesmo sistema, utilizando essencialmente as mesmas variáveis – pressão, temperatura, humidade, precipitação, etc. – mas referindo-se a diferentes *escalas de tempo*.

O Tempo atmosférico pode ser eficazmente estudado com base nas leis fundamentais da Física clássica e constitui o objecto da Meteorologia. A metodologia desenvolvida pela Meteorologia permite actualmente a realização de previsões bem sucedidas do estado do tempo a curto prazo, fundamentais para a organização de inúmeras actividades. É bem sabido, no entanto, que a fiabilidade dessas previsões é ainda bastante variável, apesar

dos avanços verificados nas últimas décadas. Tal é o resultado da grande complexidade da circulação atmosférica.

Durante muito tempo, a metodologia desenvolvida para a previsão do tempo não era directamente aplicável ao estudo da evolução da atmosfera a longo prazo. O estudo do Clima, objecto da Climatologia, evoluiu por essa razão, durante muito tempo, paralelamente à Meteorologia, recorrendo essencialmente a métodos estatísticos e visando fundamentalmente *descrever* o Clima. Nas últimas décadas tornou-se claro que o Clima não é necessariamente estável, trazendo para a ordem do dia a necessidade não só de descrever o Clima como de o compreender e de prever a sua evolução. As dificuldades encontradas pela Meteorologia em encontrar uma resposta para este problema obrigaram ao desenvolvimento de novas metodologias, baseadas nas leis da Física, mas recorrendo a conceitos novos necessários para o estudo de sistemas *não lineares*, susceptíveis de comportamentos aparentemente imprevisíveis ou *caóticos*. Estes desenvolvimentos contribuíram para avanços teóricos com impacto em muitas outras áreas da ciência. Na última década, assistimos a uma convergência da Meteorologia e da Climatologia, com utilização crescente de técnicas estatísticas no processamento de resultados de modelos meteorológicos e com a utilização intensiva de modelos meteorológicos adaptados ao estudo do clima. Essa convergência veio atenuar as fronteiras entre essas duas formas de estudar a atmosfera terrestre.

Tradicionalmente, tanto a Meteorologia como a Climatologia estudam quase exclusivamente as distribuições e evolução de diversos parâmetros físicos da atmosfera, admitindo que a composição atmosférica é constante, excepto no que se refere ao conteúdo em água. Com o aumentar do interesse no estudo do problema das Mudanças Globais, isto é, das variações do próprio Clima, tornou-se necessário considerar a importância de alterações a longo prazo de concentrações de *gases de estufa* e do *aerossol atmosférico*, isto é dos componentes que interferem directamente no balanço energético do planeta. Observações recentes de alterações rápidas dessas concentrações, em grande parte devidas à actividade humana, vieram alertar para o perigo de alterações perigosas e incontroláveis do clima da Terra. Por outro lado, a alteração da composição atmosférica tornou-se um problema por uma razão mais imediata, devido à deterioração da qualidade do ar junto de fontes poluidoras e ao impacto dessa alteração mesmo em zonas distantes das fontes, devido ao transporte atmosférico de gases poluentes e à alteração das características químicas da água da chuva, por *acidificação*. Estas alterações da composição atmosférica média e o aumento do *risco* de catástrofes ecológicas associadas à poluição do ar, nomeadamente em acidentes nucleares ou em incêndios de grande dimensão, vieram a justificar o desenvolvimento de uma nova componente das ciências da atmosfera – o estudo do Ambiente Atmosférico – envolvendo simultaneamente o estudo de parâmetros físicos e químicos, e da sua interacção mútua.

1.7 Observação e previsão

A necessidade de prever a evolução do estado da Atmosfera obrigou ao desenvolvimento de uma rede mundial de observações meteorológicas, seguindo procedimentos de medida e observação cientificamente estabelecidos, de uma rede de troca rápida de informação e de diversos centros de previsão do tempo. Desde os primeiros estudos da circulação global da atmosfera, desenvolvidos em larga medida devido às necessidades do tráfego de longa distância iniciado com o período que se seguiu ao descobrimento do mundo pelos europeus, que se tornou claro que o fluido atmosférico é um fluido global exigindo uma observação constante à escala planetária.

A moderna observação meteorológica inclui um conjunto muito variado de sistemas de observação, constituído fundamentalmente por:

Rede de “estações de superfície”, onde é observado um grande número de parâmetros meteorológicos incluindo a pressão, a temperatura, o vento, a humidade do ar, a precipitação, a nebulosidade, etc.;

Uma rede – menos densa – de “estações de altitude”, onde são lançadas *radiossondas meteorológicas* transportadas por balões, que fazem medidas de pressão, temperatura, humidade e vento, na Troposfera e baixa Estratosfera;

Navios e aviões comerciais que efectuam observações ao longo da sua rota;

Conjunto de *satélites meteorológicos*, incluindo *satélites geostacionários* e *satélites de órbita polar*, que efectuam fotografias periódicas de todos os pontos da Terra, em diversas bandas do espectro electromagnético;

Redes de *radar meteorológico*, que permitem a análise tridimensional do campo da precipitação e, nalguns casos, do vento;

A partir deste conjunto de sistemas de observação, os meteorologistas produzem regularmente, actualmente de 6 em 6 horas, uma estimativa do estado tridimensional da atmosfera. Para obter esta análise, uma grande parte das observações referidas são efectuadas simultaneamente em todo o mundo em horas predefinidas, designadas por *horas sinópticas*, e definidas em *tempo universal coordenado* (TUC, designação equivalente à antiga designação de Tempo Médio de Greenwich – TMG). Assim, às 00 e 12 horas TUC são lançadas sondas em todas as estações da rede de altitude.

Alguns dos sistemas de observação não são sinópticos, isto é, não operam sincronamente em todo o mundo. As observações efectuadas para fins climatológicos, uma ou duas vezes por dia, são realizadas em *horas solares* ou em *horas locais*, uma vez que não seria lícito comparar valores medidos em duas estações se as observações tivessem sido realizadas em momentos diferentes do ciclo diurno. As observações efectuadas nos sistemas de detecção remota (satélites e radares meteorológicos) são quase contínuas, estando unicamente limitadas pelas características de cada instrumento.

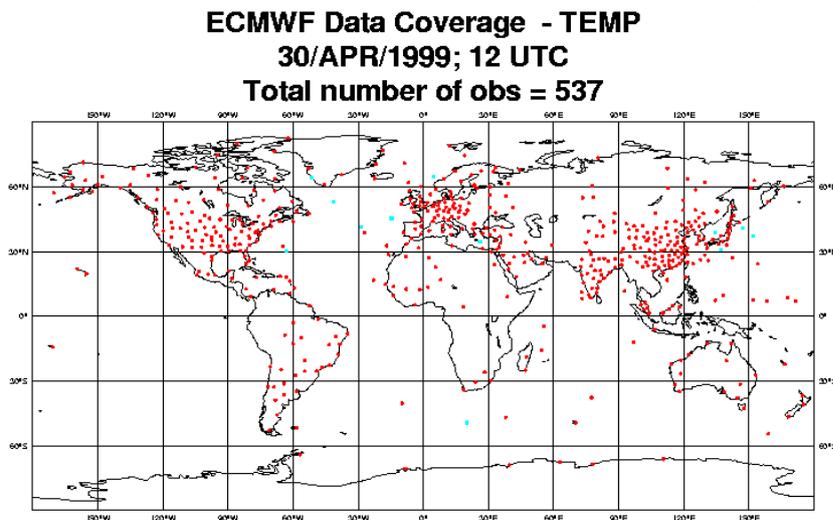


Figura 1.5 – Rede de radiossondagem. Fonte: ECMWF (www.ecmwf.int)

A análise do estado tridimensional da atmosfera é geralmente representada na forma de *cartas meteorológicas* correspondentes a diferentes níveis, onde se representa a distribuição das variáveis mais relevantes, em especial a pressão, a temperatura, a humidade e o vento. A análise é o ponto de partida do processo de *previsão do tempo*. Até meados do século XX a previsão era efectuada empiricamente, por meteorologistas muito experimentados na análise qualitativa de cartas e que, por comparação com situações semelhantes, ou com regras práticas baseadas na experiência, eram capazes de estimar, com uma razoável margem de erro, a evolução futura dos sistemas analisados. Actualmente, a previsão é efectuada com recurso a modelos físico-matemáticos, que representam de forma numérica a evolução do estado da atmosfera, tal como ela é descrita pelas leis da Física. Estes modelos são resolvidos (*integrados*) em supercomputadores, em diversos centros de previsão, e os resultados são disseminados para todo o mundo e interpretados pelos diferentes serviços meteorológicos.

1.8 Autoavaliação

Palavras-chave

Aerossol atmosférico	Ionosfera
Dióxido de carbono	Magnetosfera
Escala de movimento	Mesopausa
Escala planetária	Mesoscala
Escala sinóptica	Mesosfera
Estratosfera	Ozono
Estratopausa	Radiossonda
Exosfera	Termosfera

Gases de estufa	Tropopausa
Heterosfera	Troposfera
Homosfera	Velocidade de escape

Problemas

Problema 1-1 Recorrendo à informação fornecida na Tabela 1-3 determine a velocidade de escape em Marte, Vénus e Júpiter.

Problema 1-2* Qual é o limite superior da atmosfera da Terra? Mostre que a uma certa altitude (qual?) existe equilíbrio entre a força centrífuga e força gravitacional, verificando-se que a força centrífuga se torna dominante acima desse nível.

Problema 1-3 Em que consiste a Turbopausa e a que se deve a sua designação?

Problema 1-4 Se a atmosfera estivesse em "equilíbrio convectivo", o gradiente vertical de temperatura seria próximo de 10°C/km. Nesse caso, a (impossível) temperatura de 0 K (i.e., -273.15°C) seria rapidamente atingida. A que altitude?

Problema 1-5* O livre percurso médio das moléculas de um gás é dado por

$$l = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi d^2 p},$$

em que k é a constante de Boltzmann ($k = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$), T é a temperatura (absoluta) do gás, p a pressão, e d o diâmetro das moléculas. (a) Admitindo que o diâmetro das moléculas vale 0.6 nm ($6 \times 10^{-10} \text{ m}$), calcule o livre percurso médio à superfície, na tropopausa, na estratopausa e na mesopausa, utilizando dados da Figura 1.4; (b) admitindo que a alta atmosfera se encontra à temperatura de 1000 K, estime a pressão à qual o livre percurso médio é igual a 1000 km.

Problema 1-6* De acordo com a lei de Maxwell-Boltzmann a distribuição de velocidades das moléculas de um gás, à temperatura T , é dada por:

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right)$$

onde $f(v)$ representa a densidade de probabilidade de uma molécula de massa m ter a velocidade v , à temperatura T . Para $T=1000 \text{ K}$, calcule a probabilidade de uma molécula de H_2 atingir a velocidade de escape. Repita o cálculo para o O (oxigénio atómico).

2 Radiação

Objectivos

No final do capítulo, o estudante deve:

- *Compreender a relação entre comprimento de onda e energia da radiação electromagnética (lei de Planck), e os mecanismos de absorção e emissão de radiação.*
- *Saber utilizar as diferentes grandezas que caracterizam as propriedades ópticas de corpos reais.*
- *Conhecer e saber utilizar as leis do "corpo negro".*
- *Saber calcular temperaturas de equilíbrio de superfícies reais e de corpos celestes (planetas), utilizando a lei de Stefan-Boltzmann, incluindo, se necessário, o efeito de estufa.*
- *Saber calcular a energia solar disponível numa superfície horizontal.*
- *Conhecer os principais processos de interacção entre a radiação e a atmosfera: absorção (lei de Beer-Lambert) e dispersão (regimes de dispersão).*

A radiação solar constitui a fonte fundamental de energia no sistema climático. Por essa razão, o Clima é, em larga medida, o resultado da distribuição observada de radiação solar, da sua variação de ponto para ponto da Terra, dos seus ciclos diurno e anual. As variações a longo prazo do Clima são também condicionadas pelas oscilações da radiação disponível quer estas resultem de ciclos astronómicos quer de alterações da capacidade do planeta para absorver a radiação incidente. A discussão das leis fundamentais que regem a emissão, absorção e transmissão de radiação na atmosfera, e do seu papel no estabelecimento das condições de equilíbrio energético que são a base do Clima é, por isso, uma boa maneira de começar o estudo das ciências da atmosfera.

2.1 Absorção e emissão de radiação

Todos os corpos emitem e absorvem radiação. Esta radiação consiste numa perturbação ondulatória de natureza electromagnética, caracterizada por um *comprimento de onda*, que se propaga no espaço e em meios materiais, à *velocidade da luz*. As ondas electromagnéticas estão, por outro lado, associadas a um corpúsculo – o *fotão*. A luz visível é um caso particular de radiação electromagnética, directamente acessível aos nossos sentidos, correspondendo a um intervalo de comprimentos de onda entre cerca de $0.4 \mu\text{m}$ e $0.8 \mu\text{m}$. As diferentes bandas do *espectro* electromagnético são geralmente designadas por radiação *gama* (γ), X, *ultravioleta* (UV), *visível*, *infravermelha* (IV), *microondas* e *ondas de rádio* (ver Figura 2.1)

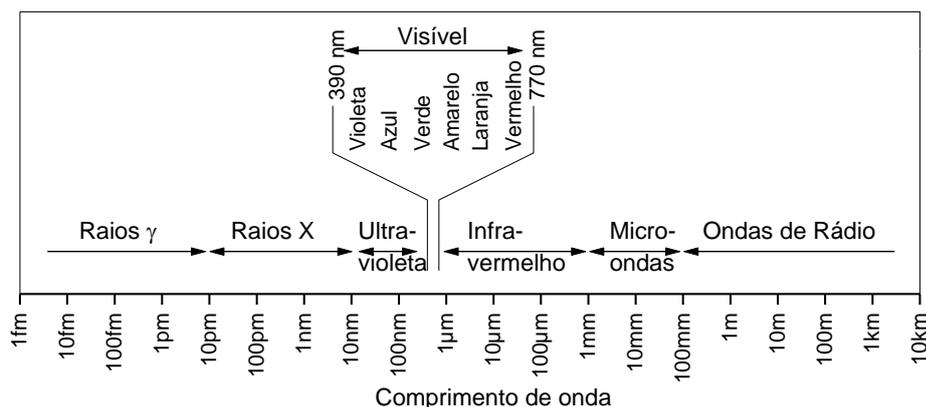


Figura 2.1 – Espectro electromagnético

As características da radiação electromagnética são totalmente definidas pelo seu *comprimento de onda* (λ) ou pela sua *frequência* (ν), relacionadas pela expressão:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (2-1)$$

em que c é a velocidade da luz ($c = 2.997 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$, no vácuo). A energia associada a um fóton é uma função da sua frequência, de acordo com a *Lei de Planck*:

$$W = h \nu \quad (2-2)$$

em que h é a constante de Planck ($h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ Js}$).

A emissão ou absorção de radiação electromagnética está associada a uma transferência de energia, dada por (2-2), e deve respeitar as leis da *física quântica*: o corpo que emite ou absorve o *quantum* de radiação $h\nu$ tem de possuir um estado permitido cuja energia difira da energia inicial na quantidade $h\nu$. No caso de átomos isolados, só são permitidas alterações de energia associadas à transição de electrões entre os orbitais permitidos pela teoria, o que implica que o espectro de emissão/absorção de um átomo seja um *espectro de riscas*, isto é, só alguns comprimentos de onda bem determinados podem ser emitidos ou absorvidos. Mesmo neste caso, no entanto, existe um *limiar energético* a partir do qual a energia fornecida a um dado electrão é suficiente para o arrancar para fora do átomo, produzindo-se o efeito de *fotoionização*, isto é de transformação do átomo neutro num ião electricamente carregado. Para energias acima desse limiar (isto é, para comprimentos de onda abaixo de um valor crítico) toda a radiação será absorvida, observando-se um *espectro contínuo*.

No caso de moléculas isoladas, existem outras formas de energia a considerar, associadas à *vibração* e à *rotação* da molécula. Estas formas de energia também se encontram quantificadas, dando origem a espectros de riscas. Para além disso as moléculas absorverão continuamente radiação acima do limiar de fotoionização ou acima de um segundo limiar, dito de *fotodissociação*, e que corresponde à energia mínima necessária para quebrar as ligações entre os diferentes átomos que constituem a molécula.

No caso de corpos macroscópicos – gases, líquidos ou sólidos – a interacção entre as moléculas constituintes introduz novos estados permitidos o que se traduz num *alargamento* progressivo das riscas de emissão/absorção, à medida que aumenta essa interacção, verificando-se, especialmente no caso dos sólidos e líquidos, que o espectro se torna num espectro contínuo.

Em geral, a radiação emitida (ou absorvida) em cada comprimento de onda por um corpo real, depende da sua temperatura e das *propriedades ópticas* do corpo. A relação entre a radiação emitida (ou absorvida) e o comprimento de onda constitui o *espectro de emissão* (ou o *espectro de absorção*) desse corpo real (cf. Figura 2.4). Apesar de os feixes de radiação reais incluírem um leque variado de comprimentos de onda, é frequentemente útil considerar feixes com um comprimento de onda bem

definido, a que se chama, por extensão da terminologia utilizada para a radiação visível, *feixe monocromático*.

2.2 Balanço radiativo de um corpo real

A Figura 2.2 esquematiza o balanço de radiação de um corpo real, sujeito a um feixe de radiação incidente (E_I), monocromático, de comprimento de onda λ . Dependendo das propriedades ópticas do corpo em questão, uma parte da radiação incidente será reflectida (E_R), uma parte será transmitida através do corpo (E_T) e a parte restante será absorvida (E_A). Os fluxos de radiação por unidade de área, (E_I , E_R , E_T), são designados por *irradiância*, e medem-se na unidade $W m^{-2}$ (ver Caixa 2.1).

A Lei da Conservação da energia obriga a que se tenha:

$$E_I = E_R + E_T + E_A \quad (2-3)$$

Dividindo os dois membros da expressão (2-3) por E_I , obtém-se:

$$1 = r_\lambda + t_\lambda + a_\lambda \quad (2-4)$$

em que r_λ , t_λ e a_λ são, respectivamente, a *reflectividade*, a *transmissividade* e a *absorvidade* do corpo considerado, para o comprimento de onda λ . Num corpo real, o valor destes parâmetros, sujeitos à condição (2-4), varia com λ , de modo que, por exemplo, um corpo que reflecta a maior parte da radiação visível (um espelho, com $r_{vis} \approx 1$, $t_{vis} \approx 0$, $a_{vis} \approx 0$) pode absorver quase totalmente radiação infravermelha que incida sobre ele ($a_{iv} \approx 1$, $r_{iv} \approx 0$, $t_{iv} \approx 0$). Assim, o estudo da interacção da radiação electromagnética com corpos reais – sólidos, líquidos ou gases – é, em geral, muito complicado. Em muitos casos, no entanto, é útil recorrer a um modelo idealizado, constituído pelo *corpo negro*, definido como um corpo que absorve toda a radiação que incida sobre ele, isto é, que tem uma absorvidade igual a 1 em todo o espectro (e portanto reflectividade e transmissividade nulas).

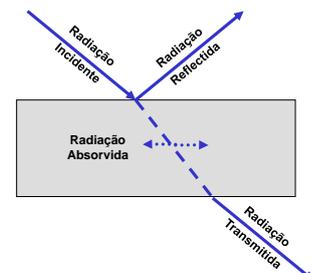


Figura 2.2 – Balanço radiativo de um corpo real

Caixa 2.1 – Grandezas utilizadas em radiação

Se considerarmos uma superfície qualquer num ponto do espaço, ela será atravessada por um fluxo de radiação electromagnética. Esse fluxo de radiação resulta da passagem de fótons, cada um deles com uma direcção de movimento e com um comprimento de onda bem definidos. Em muitas situações, estamos unicamente interessados em conhecer o fluxo total que atravessa a superfície, vindo de todas as direcções num dado hemisfério, por unidade de tempo: a *irradiância total*. A irradiância total tem unidades de Wm^{-2} , é uma medida da potência radiante por unidade de área, e é a grandeza relevante para o cálculo do balanço energético de um corpo.

Nalguns casos, é importante saber a distribuição por comprimentos de onda do fluxo de radiação. Para esse efeito, podemos definir a *irradiância monocromática*, medindo o fluxo de radiação que atravessa a superfície, vindo de todas as direcções de um dado

hemisfério, e com comprimento de onda na vizinhança de um dado valor estabelecido. A irradiância monocromática depende do comprimento de onda e tem unidades $Wm^{-2}nm^{-1}$ ($nm \equiv \text{nanometro} = 10^{-9}m$, unidade geralmente utilizada para medir comprimentos de onda no domínio do visível).

Por vezes, é necessário explicitar a direcção de propagação considerada. A emissão ou dispersão de radiação por um corpo dá sempre origem a feixes divergentes (i.e., não paralelos) em que a intensidade do fluxo depende da direcção. Nesse caso é conveniente recorrer a uma outra grandeza, a *radiância*. A radiância é definida como o fluxo de radiação que atravessa uma dada superfície, na vizinhança de uma direcção de propagação bem determinada, tendo como unidades $Wm^{-2}sr^{-1}$ ($sr \equiv \text{esterradiano}$, unidade de ângulo sólido). A radiância depende da direcção de propagação no espaço, definida por dois ângulos (e.g. o *ângulo de incidência* ψ e o *azimute* ξ , cf. Figura 2.3). Do mesmo modo que para a irradiância, pode definir-se uma *radiância monocromática* ($Wm^{-2}sr^{-1}nm^{-1}$).

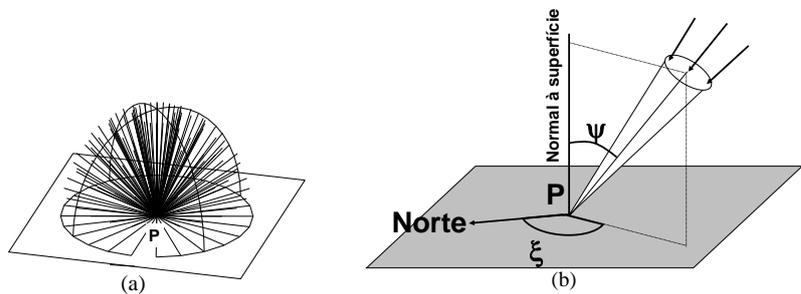


Figura 2.3 – Fluxo de radiação através de uma superfície, no ponto P: (a) irradiância, (b) radiância.

2.3 O corpo negro

A razão pela qual o corpo negro constitui um excelente ponto de partida para o estudo da interacção entre a radiação e a matéria é o facto de, para este corpo, ser válida a **Lei de Planck do Corpo Negro**:

$$B_{\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 (e^{hc/k\lambda T} - 1)} \quad (2-5)$$

Em que B_{λ} é a irradiância monocromática, isto é o fluxo de radiação emitido por unidade de área do corpo negro, à temperatura T , na banda de comprimentos de onda $[\lambda, \lambda + \delta\lambda]$, k é a constante de Boltzmann ($k = 1.38 \times 10^{-23} J K^{-1}$), h (constante de Planck) e c (velocidade da luz) foram definidos anteriormente. Assim, no caso do corpo negro, a irradiância depende exclusivamente da temperatura e do comprimento de onda.

A Figura 2.4 apresenta três exemplos da curva de Planck para três valores da temperatura absoluta de um corpo negro (anotada em graus Kelvin). Estas curvas apresentam duas características notáveis, traduzidas em dois corolários da Lei de Planck:

A irradiância total de um corpo negro (área debaixo das curvas na Figura 2.4) varia com a temperatura de acordo com a **lei de Stefan-Boltzmann**:

$$B(T) = \int_0^{\infty} B_{\lambda}(T) d\lambda = \sigma T^4 \quad (2-6)$$

em que $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ é a constante de Stefan-Boltzmann.

O valor do comprimento de onda a que ocorre o máximo da irradiância monocromática é inversamente proporcional à temperatura, satisfazendo a **lei do deslocamento de Wien**:

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{c_w}{T} \quad (2-7)$$

em que $c_w = 2897 \text{ K } \mu\text{m}$ é a constante de Wien.

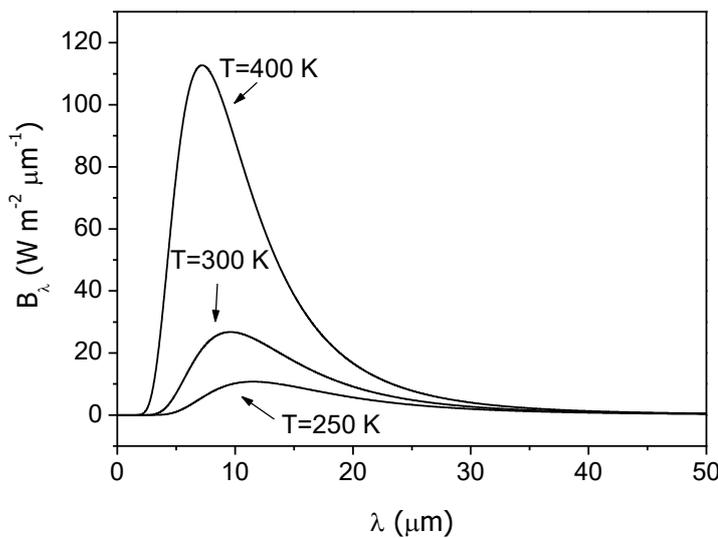


Figura 2.4 – Irradiância do corpo negro para diversos valores da temperatura

A lei de Planck – e, portanto, as leis de Stefan-Boltzmann e de Wien – só é válida para corpos negros. No caso de um corpo real, podemos relacionar as suas propriedades radiativas com a teoria do corpo negro recorrendo a duas metodologias. A primeira consiste em definir um novo parâmetro, a **emissividade** do corpo real, como a razão entre a sua irradiância e a irradiância do corpo negro à mesma temperatura:

$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{E_{\lambda}}{B_{\lambda}(T)} \quad (2-8)$$

A emissividade é um conceito muito importante devido em especial à **lei de Kirchoff**, que estabelece igualdade entre a emissividade de um corpo e a sua absorvidade, para qualquer valor do comprimento de onda.

Por outro lado, pode recorrer-se às leis de Stefan-Boltzmann e de Wien para definir, respectivamente, a *temperatura efectiva* e a *temperatura de cor* de um corpo real:

$$T_{efectiva} = \sqrt[4]{\frac{E}{\sigma}} \quad (2-9)$$

$$T_{cor} = \frac{c_w}{\lambda_{max}} \quad (2-10)$$

onde E é a irradiância emitida pelo corpo real e λ_{max} o comprimento a que ocorre o máximo da irradiância monocromática.

Estas duas “temperaturas” têm muito interesse em situações que envolvam objectos não directamente acessíveis, como é o caso da Astrofísica. No caso do corpo negro tem-se, naturalmente, $T_{efectiva} = T_{cor} = T$.

Exercício 2.1 – Irradiância solar

No interior do Sol ocorrem reacções de fusão nuclear que são responsáveis pela libertação de grandes quantidades de energia e por temperaturas que podem atingir vários milhões de graus. A maior parte da radiação emitida nas camadas profundas, muito quentes, é muito energética (radiação gama) mas não chega ao exterior pois é absorvida nas camadas superiores. A maior parte da radiação que chega efectivamente ao exterior é emitida numa região designada por **Fotosfera solar**, onde a temperatura é muito mais baixa. Sabendo que o fluxo de radiação solar, por unidade de área, através da órbita da Terra é de $S \approx 1366 \text{ Wm}^{-2}$ (**constante solar**), que o raio da Fotosfera tem o valor de $7 \times 10^8 \text{ m}$ e a distância Terra-Sol vale $1.5 \times 10^{11} \text{ m}$ (1 unidade astronómica) determine a temperatura efectiva do Sol.

Solução:

Conservação de energia:

Fluxo de energia através da superfície do Sol $E_{SOL} \cdot 4\pi R_{SOL}^2 = S \cdot 4\pi R_{TERRA}^2$ Fluxo de energia através da superfície esférica que contém a órbita da Terra
 onde S é a Constante Solar. Recorrendo à lei de Stefan-Boltzmann ($E_{SOL} = \sigma T_{SOL}^4$), obtém-se a resposta: $T_{SOL} = 5767 \text{ K}$.

2.4 Equilíbrio radiativo da Terra

A lei de Stefan-Boltzmann (2-6) permite estimar a temperatura de corpos reais em condições de equilíbrio radiativo, isto é de corpos que só trocam energia com o exterior sob a forma de radiação (ausência de fluxos por condução ou convecção) e quando a energia absorvida pelo corpo é idêntica à energia emitida e, em consequência, a sua temperatura é constante. Nesse caso, pode escrever-se:

$$\text{Fluxo de energia absorvida} = \text{Fluxo de energia emitida} \quad (2-11)$$

ou ainda:

$$\text{Irradiância incidente} \times \text{absorvidade} \times \text{Área de incidência} = \text{Irradiância emitida} \times \text{Área de emissão} = \sigma \bar{T}^4 \times \text{Área de emissão} \quad (2-12)$$

em que se notou que as áreas de absorção e de emissão não são necessariamente idênticas, pois o corpo pode ser iluminado parcialmente enquanto a emissão ocorre em todos os pontos da sua superfície. Por outro lado, deve acentuar-se que a expressão (2-12) se aplica ao corpo como um todo e à totalidade dos fluxos radiativos. Assim, a temperatura \bar{T} pode ser considerada uma temperatura efectiva média do corpo em questão. A expressão (2-12) pode aplicar-se a qualquer corpo nas condições estabelecidas e, em particular, à própria Terra, como é exemplificado no Exercício 2.2.

Quando se considera um corpo iluminado pelo Sol, em vez de se definir a sua absorvidade é usual definir a sua reflectividade média para a radiação solar, designada por *albedo*. No caso de um corpo opaco, o albedo (α) e a absorvidade média para a radiação solar (\bar{a}) estão relacionadas por $\bar{a} = 1 - \alpha$.

Exercício 2.2 – Temperatura efectiva da Terra

Considerando o valor da *constante solar* dado no Exercício 2.1 e admitindo que o *albedo* médio da Terra vale 0.3, calcule a temperatura efectiva da Terra.

Solução:

Vai utilizar-se a expressão (2-12). Em cada instante metade da superfície da Terra é iluminada pelo Sol (cf. Figura 2.5). Nessa semi-esfera em que é dia, a radiação incidente em cada metro quadrado da superfície depende do ângulo de incidência dos raios solares e, portanto, da localização do ponto e da hora solar. No entanto, é claro que a radiação total que atinge a esfera em cada instante é muito aproximadamente a radiação que atravessa o círculo perpendicular aos raios solares com raio igual ao raio da Terra. Assim, pode escrever-se, utilizando (2-12):

$$\text{Fluxo de radiação absorvida} = S \times (1 - \alpha) \times \pi R_T^2$$

em que S é a constante solar, R_T o raio da Terra e α o albedo. Por outro lado:

$$\text{Fluxo de radiação emitida} = \sigma \bar{T}^4 \times 4\pi R_T^2$$

Igualando os dois fluxos, obtém-se:

$$\bar{T} = \sqrt[4]{\frac{(1 - \alpha)S}{4\sigma}} \approx 255K$$

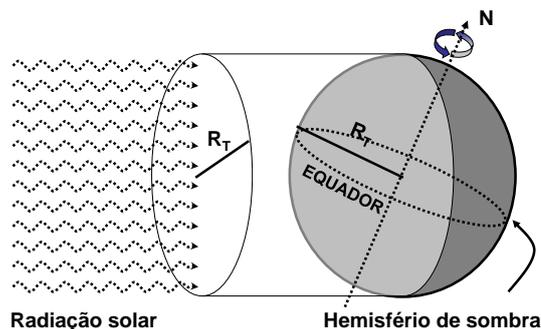


Figura 2.5 – Balanço radiativo da Terra.

A temperatura efectiva da Terra calculada anteriormente (255 K) é bastante inferior à temperatura média observada à superfície do planeta (288 K=15 °C, cf. Tabela 1-3). A diferença deve-se ao chamado *efeito de estufa*, cuja magnitude, no caso da Terra, pode assim ser avaliada em cerca de 33 °C.

2.5 Transferência de radiação através da atmosfera *

O efeito de estufa é uma das mais importantes consequências do processo de interacção entre a radiação e a matéria, que tem lugar na propagação de radiação electromagnética na atmosfera. Na secção 2.1 referiram-se dois processos fundamentais dessa interacção – a *absorção* e a *emissão* – associados a transferências de energia e, em consequência a aquecimento ou arrefecimento dos corpos envolvidos. Existe um outro processo de interacção, não envolvendo directamente trocas de energia, que é extremamente importante no balanço energético da Terra e no estabelecimento das propriedades ópticas da atmosfera: o processo de *dispersão* da luz.

O estudo do processo global de interacção radiação-atmosfera, envolvendo os processos de absorção, dispersão e emissão é muito complexo, saindo fora do âmbito deste curso. Alguns aspectos elementares serão, no entanto, abordados.

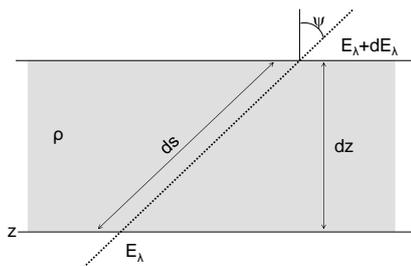


Figura 2.6 – Absorção de radiação solar por uma camada da atmosfera.

O processo de absorção de radiação de pequeno comprimento de onda (i.e., radiação solar) pode ser analisado de forma simplificada, admitindo que o feixe de radiação é um feixe paralelo, com uma direcção de propagação que depende da *altura* do Sol. Nesse caso, se se considerar uma camada da atmosfera, de espessura geométrica dz , pode admitir-se que a absorvidade dessa camada é proporcional à massa por unidade de área da coluna de gás absorvente, sendo a constante de proporcionalidade dependente das propriedades ópticas do gás constituinte. Assim, pode escrever-se (cf. Figura 2.6):

$$\begin{aligned} \text{Absorvidade da camada} &= d a_{\lambda} = \text{massa de absorvente} \\ &\text{atravessado (por unidade de área)} \times \text{coeficiente de absorção} \end{aligned} \quad (2-13)$$

Assim, se no topo da camada incidir um feixe de radiação paralela de irradiância $E_{\lambda} + dE_{\lambda}$, uma parte da energia do feixe (dE_{λ}) será absorvida na camada. A camada, de espessura dz , tem uma massa por unidade de área dada por ρdz . Dado que o feixe de radiação incide com um ângulo de incidência ψ (ângulo zenital), a massa de absorvente atravessada é maior sendo dada por $\rho ds = \rho dz / \cos \psi = \rho \sec \psi dz$ (cf. Figura 2.6). Obtém-se assim a **Lei de Beer-Lambert**:

$$dE_{\lambda} = E_{\lambda} k_{\lambda} \rho \sec \psi dz \quad (2-14)$$

em que k_{λ} – o coeficiente de absorção ($\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$) – depende da composição química da camada, da temperatura e da pressão. Integrando a expressão (2-14) desde o topo da atmosfera até a um nível genérico z , obtém-se:

$$\int_z^{\infty} \frac{dE_{\lambda}}{E_{\lambda}} = \int_z^{\infty} k_{\lambda} \rho \sec \psi dz \Rightarrow E_{\lambda}(z) = E_{\lambda}(\infty) e^{-\sec \psi \int_z^{\infty} k_{\lambda} \rho dz} \quad (2-15)$$

consistindo numa *lei de extinção* da radiação solar na atmosfera (decrécimo exponencial com a espessura percorrida). A expressão (2-15) pode ser escrita nas formas:

$$E_{\lambda}(z) = E_{\lambda}(\infty) e^{-\sigma(z, \lambda)} = E_{\lambda}(\infty) \tau(z, \lambda) \quad (2-16)$$

definindo a *espessura óptica* ($\sigma(z, \lambda)$) e a *transmissividade* ($\tau(z, \lambda)$) da camada (z, ∞) para o comprimento de onda λ .

No que se refere aos dois outros processos de interacção, não iremos estabelecer leis analíticas comparáveis com a lei de Beer-Lambert (2-14). Se for conhecida a emissividade, a emissão satisfará a lei de Stefan-Boltzmann e poderá ser calculada desde que seja conhecida a distribuição de temperatura na atmosfera. No entanto, contrariamente ao que se admitiu no caso da radiação solar, a emissão dará necessariamente origem a um feixe divergente (não paralelo), complicando o seu cálculo.

Finalmente, falta considerar o processo de dispersão. Este processo consiste na alteração da direcção de propagação de um dado fotão sem que ocorra

troca de energia com a atmosfera. O processo de dispersão de radiação depende da relação entre o comprimento de onda da radiação incidente (λ) e o diâmetro das partículas (D) intervenientes. Assim, podem definir-se três regimes de dispersão:

- (1) Se o comprimento de onda da radiação for muito maior que o diâmetro das partículas, ocorre o chamado **regime de Rayleigh**, traduzido no facto de a dispersão ser fortemente favorecida para os pequenos comprimentos de onda. É este o caso da dispersão da luz visível ($\lambda \approx 1\mu m$) por moléculas de ar ($D \leq 1nm$), traduzido na dispersão prioritária do azul. Este processo explica a *cor azul do céu* (secção 5.6.1)
- (2) Se o comprimento de onda da radiação for comparável com o diâmetro das partículas, ocorre o chamado **regime de Mie**, traduzido no facto de a dispersão ocorrer independentemente do comprimento de onda. É este o caso da dispersão da luz visível ($\lambda \approx 1\mu m$) por gotículas de nuvens ($D \approx 1\mu m$), traduzido na cor esbranquiçada das nuvens.
- (3) Se o comprimento de onda da radiação for muito menor que o diâmetro das partículas, a propagação satisfaz as leis da *óptica geométrica*, ocorrendo reflexões e refrações nas interfaces ar-partícula. É este o caso da propagação de radiação visível através de gotas de chuva ($D \approx 1mm$) ou de cristais de gelo (vários *mm* de diâmetro) dando origem a diversos fenómenos ópticos (arco-íris, halos, etc., secção 5.6).

2.6 Radiação solar disponível à superfície *

O fluxo de radiação solar através de uma dada superfície depende da transmissividade atmosférica, acima dessa superfície, e do ângulo de incidência do feixe solar. Em geral, podemos escrever:

$$R_H = R_{\perp} \cos\psi \approx S \tau_{atmos} \cos\psi \quad (2-17)$$

Em que R_{\perp} é o fluxo solar (irradiância solar) através de uma superfície perpendicular aos raios de sol, ψ é o ângulo de incidência e τ_{atmos} é a transmissividade da atmosfera. Se a superfície considerada for uma superfície horizontal, ψ será o *ângulo zenital*.

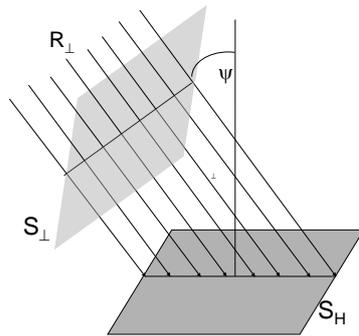


Figura 2.7 – Radiação incidente sobre uma superfície horizontal.

A Figura 2.7 permite justificar a expressão (2-17). O feixe de radiação que delimita a área S_{\perp} , na superfície perpendicular aos raios solares, é o mesmo que vai iluminar uma área S_H , na superfície horizontal. Por conservação de energia, pode escrever-se:

$$R_H S_H = R_{\perp} S_{\perp} \quad (2-18)$$

Donde

$$R_H = R_{\perp} \frac{S_{\perp}}{S_H} = R_{\perp} \cos \psi \quad (2-19)$$

o que justifica a expressão (2-17).

O ângulo zenital depende de três factores: da latitude do local, do dia do ano e da hora solar. Essa dependência é dada por uma relação de trigonometria esférica (que não iremos demonstrar):

$$\cos \psi = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos \omega \quad (2-20)$$

em que ϕ é a *latitude*, δ é a *declinação* (ângulo entre o equador e o plano do movimento diurno aparente do Sol, variando entre -23.5° no solstício de Dezembro e $+23.5^{\circ}$ no solstício de Junho) e ω é o *ângulo horário*, variando entre -180° ($-\pi$) e $+180^{\circ}$ ($+\pi$), valendo 0 ao meio-dia solar:

$$\omega = (t - 12) \frac{360^{\circ}}{24} + \text{longitude} \quad (2-21)$$

em que t é o tempo universal em horas.

Recorrendo às expressões (2-19) e (2-20), é possível calcular a radiação total disponível num dia qualquer do ano, no topo da atmosfera, desde que se obtenha numa tabela o valor da declinação solar correspondente (Figura 2.8).

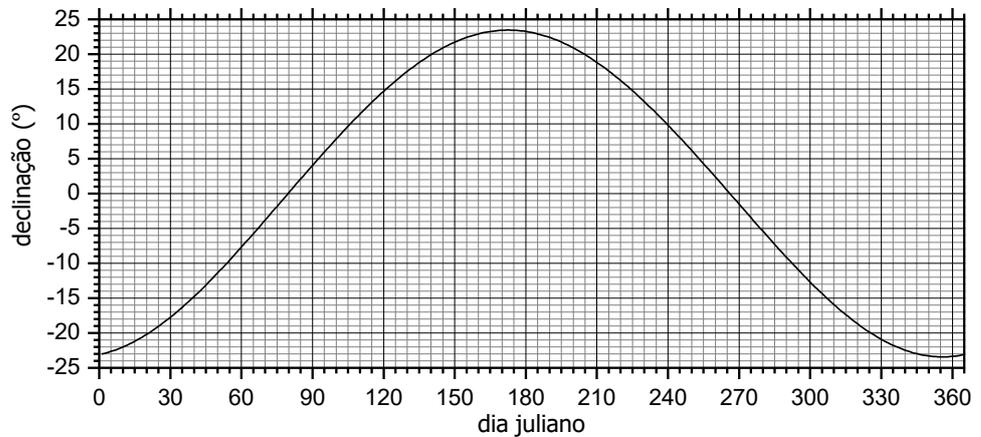


Figura 2.8 – Declinação solar em função do "dia juliano" (número de ordem do dia desde 1 de Janeiro). Os valores são aproximados, dada a variação da data dos equinócios.

Exercício 2.3 – Radiação no topo da atmosfera

Calcule a radiação no topo da atmosfera em Lisboa, no dia do solstício de Inverno. Dados: latitude do local=38°43'N, declinação no dia do solstício de Inverno=-23.5°.

Solução:

a) Equação do ângulo zenital:

$$\cos \psi = \sin \delta \sin \phi + \cos \delta \cos \phi \cos \omega \quad (-90^\circ < \psi < +90^\circ)$$

Ao nascer e pôr-do-sol $\cos \psi = 0$. O comprimento do dia será:

$$\text{Dia} = 2 \cos^{-1}(-\tan \delta \tan \phi) \frac{24}{360} = 139^\circ \times \frac{24h}{360^\circ} \approx 9.28h$$

No solstício $\delta = -23.5^\circ$, logo $\text{Dia}(\text{Inverno}) = 9.28h$. Nota: para a alínea seguinte é necessário converter estes valores em medida angular e os ângulos devem ser convertidos em radianos ($360^\circ = 2\pi \text{ rad}$).

b) Energia total =

$$\int_{-Dia/2}^{+Dia/2} S \cos \psi \frac{dt}{d\omega} d\omega = S \left[\sin \delta \sin \phi \times Dia + \frac{dt}{d\omega} \cos \delta \cos \phi \int_{-Dia/2}^{Dia/2} \cos \omega d\omega \right]$$

em que S é a constante solar. Introduzindo valores ($\frac{dt}{d\omega} = \frac{86400}{2\pi}$) e integrando obtém-se:

$$\text{Energia total} \approx 1.4 \times 10^7 \text{ J m}^{-2}$$

Irradiância média (dia e noite) no solstício de Inverno será = Energia total/24h $\approx S \cdot 0.117 \approx 161 \text{ W m}^{-2}$.

2.7 Efeito de estufa

A existência de *efeito de estufa* traduz-se na diferença entre a temperatura efectiva do planeta e a temperatura observada à superfície. Este efeito depende absolutamente da existência na atmosfera de gases com propriedades ópticas especiais, designados por *gases de estufa* e que, no caso da atmosfera terrestre, são fundamentalmente o vapor de água, o dióxido de carbono, o metano, o ozono e diversos outros poluentes existentes em concentrações muito baixas (N_2O , $CFCs$, etc.). A Figura 2.9 apresenta o espectro de absorção da atmosfera (valor integrado até ao nível do solo), identificando gases de estufa responsáveis pelas diferentes bandas de absorção.

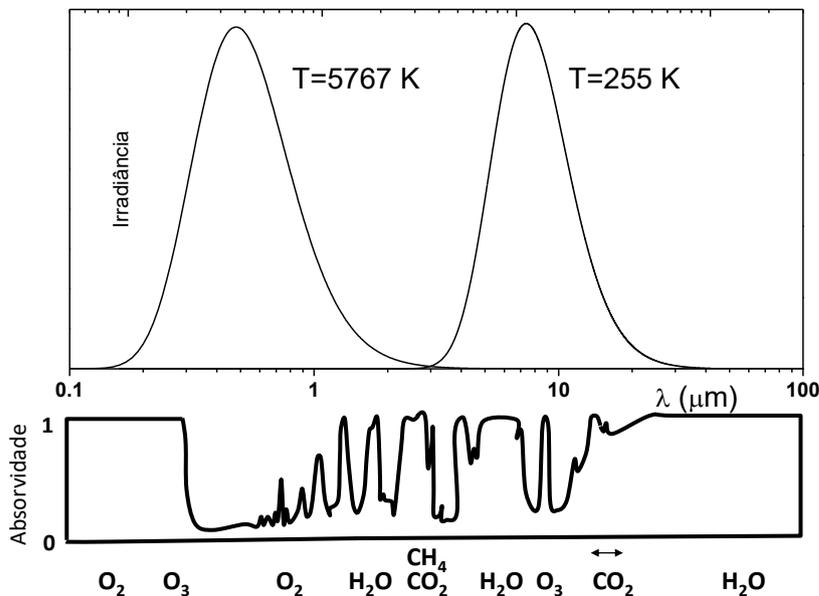


Figura 2.9 – Radiação solar e terrestre. Em cima: espectro de um corpo negro à temperatura efectiva do Sol (aprox.) e da Terra. Em baixo: absorvidade total da atmosfera. Está indicada a localização aproximada das bandas de absorção mais importantes dos principais gases de estufa. Adaptado de Goody e Young (1989), *Atmospheric Radiation*.

O que caracteriza os gases de estufa é o facto de serem essencialmente transparentes para a radiação de pequeno comprimento de onda e absorverem significativamente algumas zonas do espectro infravermelho. Dado que as temperaturas observadas na superfície do globo e na atmosfera ($200K < T < 320K$) são sempre muito mais baixas que a temperatura efectiva do Sol ($\sim 6000 K$) existe uma quase total *separação espectral* entre a radiação solar e a radiação emitida no interior do sistema climático. Neste contexto (cf. Figura 2.9) designa-se geralmente por radiação solar a zona do espectro para $\lambda \lesssim 3\mu m$ e *radiação terrestre* a banda $\lambda \gtrsim 3\mu m$. Esse facto

simplifica muito a análise do balanço energético de um sistema em equilíbrio radiativo.

A Figura 2.10 representa o modelo simplificado de uma estufa ideal, útil para a compreensão do efeito de estufa natural na Terra. Esta estufa ideal é constituída por dois componentes: uma superfície negra (representativa da superfície do globo) e um vidro (representativo da atmosfera). Admite-se o caso limite em que o vidro é completamente transparente para a radiação solar e completamente absorvente para a radiação de grande comprimento de onda. No equilíbrio a superfície negra terá a temperatura T_0 e o vidro a temperatura T_1 . Considerando o fluxo solar incidente E_S e as emissões da superfície negra (ascendente) e do vidro (ascendente e descendente), a condição de equilíbrio radiativo pode então escrever-se:

$$\begin{cases} E_0 = 2E_1 & (\text{vidro}) \\ E_S + E_1 = E_0 & (\text{superfície}) \end{cases} \quad (2-22)$$

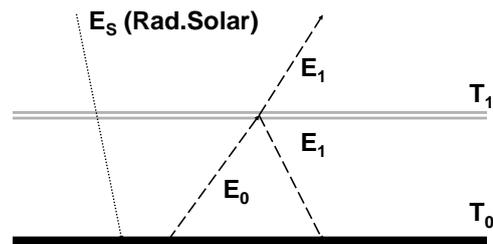


Figura 2.10 – Estufa ideal: superfície negra à temperatura T_0 coberta por vidro à temperatura T_1 .

Substituindo e recorrendo à lei de Stefan-Boltzmann (para a superfície negra) obtém-se:

$$E_S = \frac{1}{2} E_0 \Rightarrow T_0 = \sqrt[4]{\frac{2E_S}{\sigma}} \quad (2-23)$$

Na ausência do vidro (“atmosfera”) ter-se-ia obtido $T_0' = \sqrt[4]{E_S / \sigma}$, o que mostra que a sua presença é responsável por um aumento da temperatura por um factor de $\sqrt[4]{2} \approx 1.19$, isto é de quase 20% (~60 °C se a temperatura sem vidro fosse de 300K=27°C). Por outro lado pode verificar-se facilmente que a temperatura do vidro é exactamente igual a T_0' .

Exercício 2.4 – Cálculo da temperatura de equilíbrio da superfície de um planeta com uma atmosfera simplificada *

Um planeta encontra-se numa zona do espaço sujeita a uma irradiância solar (estelar) de 1000 Wm^{-2} , com um espectro essencialmente no visível. O planeta possui uma atmosfera constituída por uma camada isotérmica com as seguintes propriedades

ópticas: na zona infravermelha absorvidade $a_{iv}=0.8$, transmissividade $t_{iv}=0.2$, na zona visível (espectro solar) absorvidade $a_s=0.2$, transmissividade $t_s=0.8$. A superfície do planeta tem um albedo de 0.3 e comporta-se como um corpo negro na região do infravermelho.

- Esquematize o diagrama de fluxos radiativos do planeta;
- Calcule a irradiância solar média no topo da atmosfera do planeta;
- Calcule os diferentes fluxos de radiação infravermelha;
- Calcule as temperaturas médias de equilíbrio da superfície e da atmosfera;
- Calcule o albedo planetário;
- Calcule a temperatura efectiva do planeta.

Solução:

Nota: a solução proposta poderia aplicar-se (com excepção da alínea b) a um painel solar coberto por um vidro com as propriedades ópticas da atmosfera.

- Diagrama de fluxos radiativos: E_s (Irradiância solar no topo da atmosfera), E_0 (Irradiância emitida pela superfície), E_1 (Irradiância emitida pela atmosfera).
Note que em cada ponto de interacção (círculos) existe conservação de energia.

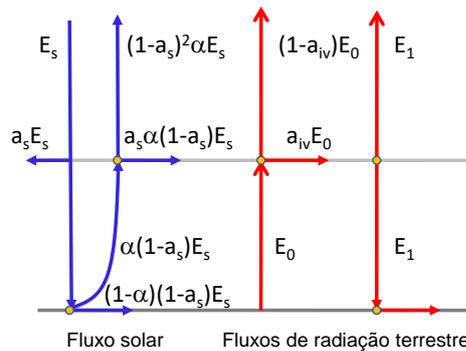


Figura 2.11 – Diagrama de fluxos radiativos. As setas horizontais indicam os fluxos absorvidos.

- Admitindo que o planeta é esférico, a irradiância solar média no topo da atmosfera é $\frac{1}{4}$ da constante solar: $E_s = 250 \text{ Wm}^{-2}$.
- A condição de equilíbrio radiativo aplicada a cada uma das superfícies dá origem ao sistema de 2 equações:

$$\begin{cases} a_s (1 + \alpha(1 - a_s))E_s + a_{iv} E_0 - 2E_1 = 0 \\ (1 - \alpha)(1 - a_s)E_s - E_0 + E_1 = 0 \end{cases}$$

Resolvendo por substituição, obtém-se:

$$\begin{cases} E_0 = 285 \text{ Wm}^{-2} \\ E_1 = 145 \text{ Wm}^{-2} \end{cases}$$

- Utilizando a lei de Kirchoff (absorvidade=emissividade) pode escrever-se

$$\begin{cases} E_0 = \sigma T_0^4 \\ E_1 = a_{iv} \sigma T_1^4 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} T_0 \approx 281.5 \text{ K} \\ T_1 \approx 224.9 \text{ K} \end{cases}$$

- Por definição, o albedo é a razão entre a radiação solar reflectida (retrodifundida) e a radiação incidente. De acordo com a Figura 2.11, tem-se:

$$\alpha_{planet} = (1 - a_s)^2 \alpha = 0.192$$

f) A temperatura efectiva é, por definição, dada por:

$$E = \sigma T_{ef}^4 \Rightarrow T_{ef, planeta} = \sqrt[4]{\frac{(1 - a_{iv})E_0 + E_1}{\sigma}} \approx 244.3 K$$

Alternativamente, poderia escrever-se:

$$T_{ef} = \sqrt[4]{\frac{(1 - \alpha_{planeta})S}{4\sigma}} \approx 244.3 K$$

2.8 Absorção de radiação solar na atmosfera e camada de ozono

Em condições de céu limpo, a atmosfera é quase completamente transparente para a radiação visível, que constitui a maior parte do espectro solar. Na zona dos comprimentos de onda muito pequenos – radiação γ e X – existe energia suficiente para promover a ionização de moléculas de ar, pelo que se observa absorção contínua dessa radiação, totalmente consumida nas camadas mais altas da atmosfera. Para comprimentos de onda ligeiramente maiores – radiação ultravioleta longínquo, UV-B e UV-A – a energia disponível é suficiente para promover a fotodissociação do oxigénio (O_2) ou do ozono (O_3). O conjunto destes processos de absorção de radiação é responsável pela remoção de praticamente todo o espectro solar de comprimentos de onda UV e menores (Figura 2.9). Acima destes comprimentos de onda, existe remoção pontual de radiação solar por diversos componentes, em especial pelo vapor de água. A *Tabela 2-1* apresenta os principais processos de absorção de radiação solar na atmosfera (em céu limpo).

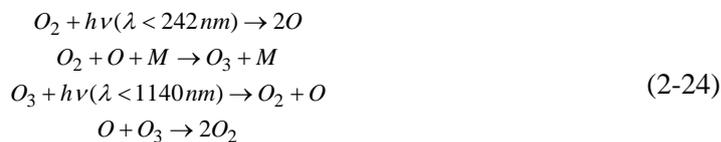
Tabela 2-1 – Absorção de radiação solar na atmosfera

c.d.o. (μm)	Fracção do espectro solar	Camada em que ocorre absorção	Mecanismo	% absorvida
<0.1	3×10^{-6}	90-100 km	Fotoionização	100 %
0.1 a 0.2	1×10^{-4}	50-110 km	Fotodissociação do O_2	100 %
0.2 a 0.31	1.75 %	30-60 km	Fotodissociação do O_3	100 %
>0.31	98 %	0-10 km	Absorção pelo H_2O	17 %

A absorção de radiação UV pelo ozono é um processo especialmente importante em termos climáticos e ambientais, não só porque se trata de um processo responsável pela remoção de uma fracção significativa de radiação perigosa para a vida, mas especialmente porque se trata de um mecanismo de absorção relativamente instável, susceptível de ser perturbado pela acção do homem.

Na verdade, o ozono é um componente muito pouco abundante da atmosfera média (Estratosfera), onde existe em concentrações até 10 ppmv (cf. Tabela 1-2), e praticamente inexistente noutras camadas. O processo de absorção de

radiação UV pelo ozono envolve uma cadeia de reacções fotoquímicas, isto é, de reacções químicas na presença de radiação. A cadeia mais simples pode esquematizar-se:



O esquema (2-24) traduz um ciclo de produção e destruição de ozono, designado por ciclo de *Chapman*, em que intervêm o oxigénio molecular (O_2), o oxigénio atómico (O), radiação ($h\nu$) e um catalisador (M). A concentração de equilíbrio de ozono depende da taxa a que ocorre cada uma das reacções intervenientes, função da temperatura, da disponibilidade de radiação e da disponibilidade de moléculas catalisadoras.

O processo de destruição fotoquímica do ozono descrito na terceira equação de (2-24) pode ser muito intensificado na presença de catalisadores apropriados. Nesse caso pode ocorrer paralelamente à fotodissociação aí descrita, um processo de *destruição catalítica*, descrito esquematicamente por:



em que X é um radical (NO, NO₂, OH, Cl, ClO, etc.).

O processo de destruição de ozono pode ainda ser acelerado na presença de reacções químicas que ocorrem em nuvens estratosféricas, produzidas a temperaturas muito baixas na Estratosfera polar, em condições de Inverno polar. Nesse caso, após o arrefecimento prolongado que ocorre durante o Inverno polar, com total ausência de radiação solar, há formação dessas nuvens e o processo de destruição é intensificado. No caso do Hemisfério Sul, na zona da Antárctica, esse processo é muito eficiente porque a circulação atmosférica aí observada se caracteriza pela existência de um vórtice polar quase simétrico, com grande isolamento do ar existente no núcleo do vórtice, sobre o pólo, durante a maior parte do Inverno. Nessas condições o processo de destruição do ozono pode efectuar-se continuamente até à quase total extinção do ozono, produzindo o **buraco do ozono**. A química do ozono estratosférico será apresentada com mais detalhe na secção 9.4.1.

2.9 Balanço radiativo da Terra

A condição de equilíbrio radiativo utilizada para calcular a temperatura efectiva da Terra só pode ser válida para o planeta como um todo. Localmente, esse equilíbrio não existe. A Figura 2.12 mostra uma avaliação

dos fluxos de radiação solar e terrestre no topo da atmosfera. Na região entre cerca de 30°S e 30°N existe um *superavit* de radiação solar absorvida. Pelo contrário nas duas regiões das latitudes médias e elevadas dos dois hemisférios existe um deficit de radiação. As curvas apresentadas na Figura 2.12 dependem não só da geometria do planeta, como da distribuição do albedo, devido em especial às nuvens. Na zona intertropical, em média ligeiramente a Norte do equador, observa-se uma ligeira redução do fluxo líquido de radiação solar devido à abundância de nuvens de grande desenvolvimento vertical nessa região, que são igualmente responsáveis pela ligeira redução da radiação infravermelha emitida, visto que os topos dessas nuvens são muito frios.

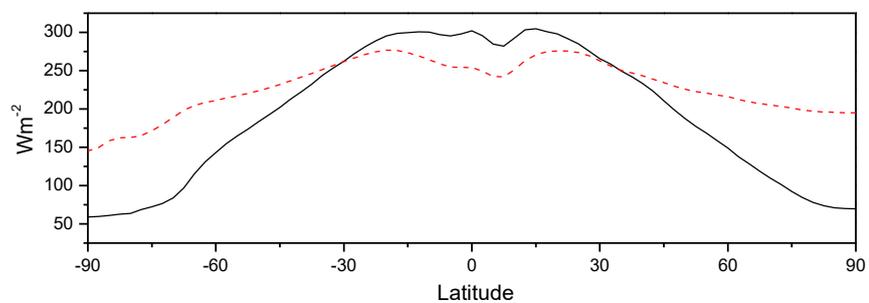


Figura 2.12 – Fluxos de radiação no topo da atmosfera. Linha contínua: radiação solar absorvida; linha tracejada: radiação infravermelha emitida. Média 1990-2000 dos dados ERA-40 (ECMWF).

A falta de balanço radiativo local é a razão primordial para a necessidade de uma circulação global na atmosfera (capítulo 7). Se essa circulação não existisse, a zona intertropical aqueceria e as zonas polares arrefeceriam, até fazer coincidir as duas curvas da Figura 2.12.

2.10 Autoavaliação

Palavras-chave

Absorvidade	Fotodissociação
Albedo	Fotoionização
Altura solar	Irradiância
Ângulo horário	Lei de Beer-Lambert
Ângulo zenital	Lei de Kirchoff
Buraco do ozono	Lei de Planck
Constante solar	Lei de Stefan-Boltzmann
Corpo negro	
Declinação solar	Lei de Wien
Dispersão da luz	Radiância
Efeito de estufa	Reflectividade

Emissividade	Regime de Mie
Espectro de riscas	Regime de Rayleigh
	Transmissividade

Problemas

Problema 2-1 Calcule as variações da constante solar e da temperatura efectiva da Terra, resultantes de uma variação da distância Terra-Sol de 3% (correspondente à variação verificada entre o Afélio e o Periélio).

Problema 2-2 Calcule a temperatura de equilíbrio de uma superfície plana, perpendicular à direcção de propagação da radiação solar, que se encontre a 1 u.a. do Sol e que possua uma absorvidade de 0.1 para os c.d.o. da radiação solar e de 0.8 na região do espectro em que tem lugar a maior parte da radiação emitida por essa superfície.

Problema 2-3 Uma superfície coberta por neve limpa apresenta um albedo de 0.85. Uma superfície florestada apresenta, por sua vez, um albedo de 0.15. Ambas as superfícies se comportam aproximadamente como um corpo negro na zona dos grandes c.d.o. (comprimentos de onda). Admitindo que as duas superfícies são sujeitas a um fluxo de radiação descendente de 200 Wm^{-2} na gama dos grandes c.d.o. e de 200 Wm^{-2} de radiação solar, calcule as suas temperaturas de equilíbrio. Relacione o resultado com o processo de realimentação positiva albedo/radiação.

Problema 2-4 Um painel solar térmico é constituído por uma superfície negra ideal coberta por um vidro. O vidro apresenta um albedo de 0.05 e uma absorvidade de 0.15 para a radiação solar. No infravermelho, o vidro apresenta uma absorvidade de 0.9 e uma transmissividade de 0.1. O painel é sujeito a um fluxo solar de 500 Wm^{-2} e a um fluxo infravermelho (descendente) de 300 Wm^{-2} . (a) Estabeleça o diagrama de fluxos radiativos do painel. (b) Calcule as temperaturas de equilíbrio da superfície negra e do vidro. (c) Calcule a temperatura efectiva do painel.

Problema 2-5* Um planeta recebe uma irradiância solar idêntica à observada na órbita da Terra (constante solar $S=1366 \text{ Wm}^{-2}$). Admita que a sua superfície tem um albedo de 0.3 e se comporta como um corpo negro para a radiação de grande comprimento de onda. A sua atmosfera é constituída por duas camadas isotérmicas com reflectividade nula e absorvidade de 0.2 e 0.7 para os pequenos e para os grandes comprimentos de onda, respectivamente. (a) Estabeleça o diagrama de fluxos de radiação apropriado; (b) Determine as temperaturas de equilíbrio da superfície e das duas camadas da atmosfera; (c) Determine a temperatura efectiva e o albedo do planeta.

Problema 2-6 Uma nave espacial cilíndrica, cujo eixo é perpendicular ao plano da eclíptica, realiza uma viagem entre a Terra e Marte. A nave tem um raio de 2 m e uma geratriz de 8 m, tem um albedo de 0.3 e comporta-se como um corpo negro na região infravermelha do espectro. (a) Admitindo que não existem fontes internas de calor, calcule a temperatura de equilíbrio da nave dos dois extremos da viagem (cf. Tabela 1-3); (b) Repita o cálculo anterior admitindo que a nave precisa de dissipar 20 kW de potência resultante dos equipamentos a bordo e da actividade metabólica dos seus ocupantes.

Problema 2-7 Recorrendo aos dados do Exercício 2.3 determine a duração do dia em Lisboa nos dias do solstício de Verão e do Equinócio, as horas do nascer e do por do sol e a radiação total disponível durante o dia.

Problema 2-8 Um feixe de radiação paralela atravessa uma camada gasosa com 100 m de espessura e de densidade média 0.1 kg m^{-3} . O ângulo de incidência é de 60° . Calcule a espessura óptica, a transmissividade e a absorvidade para os c.d.o. l_1 , l_2 e l_3 para os quais os coeficientes de absorção valem 10^{-3} , 10^{-1} e $1 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$, respectivamente.

Problema 2-9* Um construtor tem a opção de colocar painéis fotovoltaicos numa superfície inclinada fixa, numa casa à latitude de Lisboa ($38^{\circ}40'N$). (a) Calcule a elevação e azimute a que deve colocar o painel para maximizar a energia produzida anualmente, admitindo que a transmissividade atmosférica é constante e igual a 0.7; (b) Repita o cálculo maximizando a energia produzida durante os dias dos solstícios de Junho e Dezembro, e no dia de equinócio.

Problema 2-10* Repita os cálculos do Problema 2-9 para um painel capaz de seguir o Sol.



3 Termodinâmica da atmosfera



Objectivos

No final do capítulo, o estudante deve:

- *Compreender as definições de "ar seco" e de "ar húmido".*
- *Compreender e saber utilizar a lei dos gases ideais, em especial no caso de misturas de gases.*
- *Conhecer a 1ª e 2ª leis da Termodinâmica.*
- *Compreender o conceito de calor específico e saber resolver problemas simples de transferência de calor.*
- *Compreender o processo de expansão/compressão adiabática e saber utilizar a lei de Poisson.*
- *Saber utilizar o diagrama de fases da água, na resolução de problemas simples de saturação e condensação, e conhecer as diferentes grandezas associadas ao conteúdo em vapor do ar húmido.*
- *Saber utilizar o tefigrama, tanto na análise do estado de uma partícula de ar (leitura de valores) como na análise de processos de compressão/expansão adiabática seca ou saturada.*



O ar seco e a água são os principais componentes activos do sistema climático. A importância do seu papel no funcionamento desse sistema resulta de algumas propriedades notáveis de cada um destes dois fluidos e, em especial, do fluido constituído pela mistura de ar seco e água: o *ar húmido*. Neste capítulo vamos descrever as propriedades físicas do ar seco, do vapor de água e da sua mistura.

3.1 O ar

A atmosfera é uma mistura de gases, com uma pequena quantidade de gotículas e partículas em suspensão (cf. secção 1.2). Abaixo dos 100 km de altitude (*Homosfera*) a concentração dos componentes mais abundantes é essencialmente constante, excepto no que se refere ao conteúdo em vapor de água. Por essa razão, é útil considerar a atmosfera, nesta zona, como uma mistura, em partes variáveis, de *ar seco* e *vapor de água*.

O ar seco é uma mistura de gases em proporções constantes. Do ponto de vista físico ele pode ser considerado como um único componente, sendo cada uma das suas propriedades uma média pesada das propriedades dos seus constituintes (aproximadamente 78% de N₂, 21% de O₂ e 1% de argón, em volume). Para definir essas propriedades vamos recorrer à Termodinâmica e ao modelo do *gás ideal*.

3.2 Termodinâmica dos Gases ideais

Se se quisesse utilizar as leis da Mecânica para estudar a evolução de um sistema aparentemente tão simples como um gás homogéneo no interior de um recipiente, seria necessário resolver, em simultâneo, as equações da Dinâmica ($\vec{F} = m\vec{a}$) para cada uma das partículas constituintes do gás, o que é manifestamente impossível, considerando que 22.4 litros de gás, à temperatura de 0°C e à pressão de 1 atmosfera, contém cerca de 6.022×10^{23} moléculas (*Lei de Avogadro*).

A experiência indica-nos, no entanto, que a evolução de um gás nas condições descritas não é tão imprevisível como se poderia esperar, considerando o número de partículas constituinte. Isto é, a experiência indica-nos que o comportamento daquele gás como um todo é relativamente simples, no sentido em que existem algumas variáveis globais como por exemplo a pressão, a temperatura ou a massa volúmica, cuja evolução pode ser prevista quando se mudam de algum modo as condições do recipiente.

O ramo da Física que se ocupa do estudo global de sistemas complexos, com um número virtualmente infinito de constituintes (partículas), é a Termodinâmica. A Termodinâmica não procura conhecer a evolução microscópica de tais sistemas, mas somente a evolução de alguns

parâmetros globais que caracterizam o seu estado como um todo (*variáveis de estado*). Para o fazer, a Termodinâmica utiliza diversos conceitos e variáveis importados da Mecânica (força, trabalho, massa, etc.) mas precisa de introduzir alguns conceitos novos que não têm contrapartida na Mecânica: em particular uma redefinição do conceito de energia (energia interna), o conceito de temperatura, o invulgar (do ponto de vista da Mecânica) conceito de *entropia* e a correspondente noção de *irreversibilidade*.

3.2.1 Sistema e equilíbrio

Na Mecânica é quase sempre muito claro o que constitui o sistema a ser estudado. Tal não é muitas vezes o caso da Termodinâmica e uma grande parte dos problemas fica bastante clarificada se forem bem definidos os limites do sistema físico em estudo e as condições impostas à sua interacção com o exterior, isto é, com outros sistemas, ou, num sentido mais genérico, com o seu Ambiente.

Um *sistema* é uma parcela qualquer do *Universo*. Aquilo que separa o sistema do resto do Universo (i.e., do seu *Ambiente*) recebe genericamente a designação de *parede*. A parede não precisa de ter existência física, pode ser, por exemplo, uma superfície fechada imaginária que delimita o sistema. A interacção do sistema com o Ambiente, ou com outros sistemas, depende naturalmente das propriedades da parede. No caso limite, a parede pode impedir qualquer interacção com o resto do Universo e o sistema diz-se *isolado*.

Um sistema isolado, abandonado à sua sorte durante um intervalo de tempo suficientemente longo, tende para um estado estacionário, isto é, em que as suas variáveis macroscópicas (pressão, temperatura, etc.) se mantêm constantes. Este estado designa-se como estado de *equilíbrio*. Na verdade é neste contexto que o conceito de *temperatura* é introduzido na Termodinâmica, em estreita associação com o conceito de equilíbrio (térmico), naquilo que constitui a chamada *Lei Zero da Termodinâmica*.

Os conceitos de isolamento (propriedade da parede) e de equilíbrio (propriedade do sistema) estão pois intrinsecamente ligados, havendo uma certa recursividade nas duas definições. Essa é a situação característica de todas as leis da Termodinâmica (e não só).

Em rigor, o estado de equilíbrio só seria atingido ao fim de um tempo infinito. Na prática, o tempo necessário para um dado sistema se aproximar, a menos de um erro "aceitável" (por exemplo a resolução dos instrumentos de medida) do equilíbrio, depende da sua dimensão. Por outro lado, só no estado de equilíbrio tem sentido definir as variáveis termodinâmicas, e o essencial da termodinâmica refere-se ao estudo das relações entre aquelas variáveis (em estados de equilíbrio) ou à sua evolução entre dois estados de equilíbrio.

3.2.2 Variáveis de estado

No equilíbrio, um sistema macroscópico é caracterizado por um certo número de variáveis físicas, isto é de grandezas mensuráveis. Estas variáveis chamam-se *variáveis de estado*. O valor de todas essas variáveis num dado momento define o *estado* do sistema.

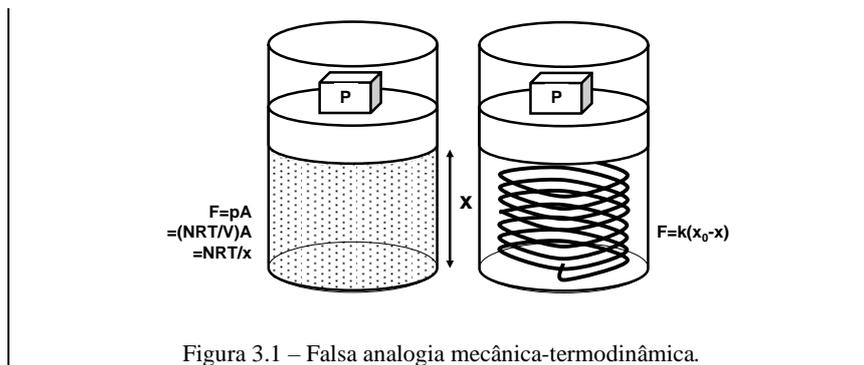
As variáveis de estado podem ser de dois tipos: variáveis *extensivas* (como o volume, a massa, a energia ou a entropia) e *intensivas* (como a pressão e a temperatura). As variáveis extensivas são aditivas, i.e., o volume do sistema união de dois subsistemas é igual à soma dos volumes dos dois subsistemas constituintes. Tal não é o caso das variáveis intensivas. Assim, se se juntarem dois sistemas à mesma temperatura, a temperatura do sistema resultante é a mesma da de cada um dos sistemas iniciais (e não a sua soma); se os dois sistemas tiverem temperaturas diferentes a temperatura de equilíbrio é uma temperatura intermédia.

A partir das variáveis extensivas é sempre possível definir variáveis não aditivas, por divisão pela massa (ou por outra variável extensiva), obtendo-se assim, por exemplo, o *volume específico* (mássico), a *energia específica* (mássica), etc. Estas variáveis pseudo-intensivas são por vezes designadas por densidades.

Quanto mais complexo o sistema, maior é o número de variáveis necessário para definir completamente o seu estado. O sistema termodinâmico mais simples concebível é completamente definido pelo valor de duas variáveis de estado: uma variável mecânica (por exemplo o Volume) e uma variável termodinâmica (por exemplo a temperatura). Um sistema nestas condições designa-se como um *sistema elementar*. Um exemplo desse sistema é dado por um gás ideal encerrado no interior de um cilindro limitado por um êmbolo (Figura 3.1).

Caixa 3.1 – Mecânica e Termodinâmica

Na Figura 3.1 apresentam-se dois sistemas aparentemente análogos. O sistema (b) é um sistema mecânico unidimensional: a força exercida pela mola, a sua energia potencial e quaisquer outras grandezas relevantes são uma função exclusiva da posição do êmbolo (i.e. da deformação da mola). O trabalho realizado pelo sistema (b) entre quaisquer duas posições é uma função exclusiva dessas posições (é dado pela diferença entre os valores da energia potencial da mola entre essas duas posições). Considere-se agora o sistema termodinâmico elementar (a): a força exercida pelo gás sobre o êmbolo (pressão \times área do êmbolo) não é agora uma função exclusiva da posição (volume), dependendo também da temperatura do gás (ver equação de estado na Figura). Assim, no caso do sistema (a) o trabalho realizado num deslocamento do êmbolo será uma função exclusiva das posições inicial e final se o sistema evoluir com temperatura constante (processo isotérmico), dependendo portanto das propriedades da parede do recipiente.



3.2.3 Processos

Um sistema que não está em equilíbrio está em *evolução* (para o equilíbrio). A sucessão de estados seguida nessa evolução designa-se por *processo termodinâmico*.

Um sistema isolado evolui até atingir um estado de equilíbrio. Se houver de seguida uma interacção com o exterior (i.e. com outro sistema) ele pode ser posto fora do equilíbrio. Em consequência, ele vai sofrer uma nova evolução, i.e., as suas variáveis de estado vão mudar de valor, até atingir eventualmente um novo estado de equilíbrio compatível com os novos constrangimentos.

Entre dois estados, um inicial e outro final, existem diferentes caminhos, isto é diferentes processos. Esse é o resultado do facto de o sistema termodinâmico ser definido pelos valores de, pelo menos, duas variáveis de estado. No caso do sistema elementar, em que existem unicamente duas variáveis de estado independentes, o estado do sistema pode ser representado por um ponto num plano e cada processo é representado por uma linha nesse mesmo plano. Geometricamente (Figura 3.2) é fácil de verificar que entre dois pontos se podem traçar um número infinito de linhas diferentes.

Contrariamente ao que passa com sistemas mecânicos elementares o estado de um sistema termodinâmico não depende unicamente da sua geometria macroscópica. Assim, no caso do sistema elementar representado na Figura 3.1a, o estado do sistema não é completamente definido pela posição do êmbolo, sendo necessário conhecer simultaneamente, por exemplo, a temperatura do gás. Neste caso, no diagrama da Figura 3.2, X e Y poderiam ser a temperatura e o volume (proporcional à posição do êmbolo).

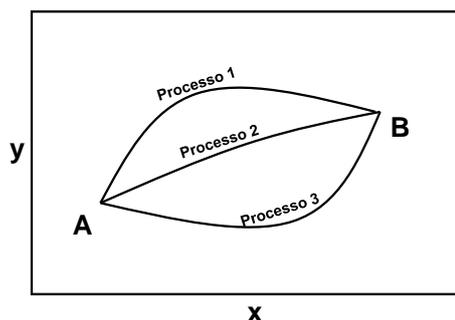


Figura 3.2 – Processos termodinâmicos

Dado um estado inicial, como é então definido qual o processo que vai ser seguido na evolução? Por intermédio dos constrangimentos impostos, isto é, o tipo de interacção permitida entre o sistema considerado e outros sistemas exteriores. Dito por outras palavras, o *processo vai depender das propriedades da parede*. Os processos mais interessantes estão associados à imposição de valores fixos de determinadas propriedades. A Tabela 3.1 indica alguns desses processos.

Tabela 3-1 – Processos termodinâmicos

Processo	Constrangimento	Parede
Isotérmico	Temperatura Constante	Diatérmica
Isocórico	Volume Constante	Rígida
Isobárico	Pressão Constante	Móvel
Adiabático	Sem Transferência de Calor	Adiabática

É fundamental notar que evolução implica *interacção*, isto é *transferência de propriedades através da parede*. Este conceito é fundamental na abordagem científica de problemas como o *impacto ambiental* da actividade humana.

3.2.4 Energia, Trabalho e Calor

Historicamente, a introdução do conceito de energia interna está directamente associada ao problema da "equivalência" entre calor e trabalho, isto é ao problema da conservação de energia em processos dissipativos. No quadro da Termodinâmica, a introdução desse conceito é feita de forma postulacional, naquilo que constitui a *1ª Lei da Termodinâmica*:

"Num sistema termodinâmico existe uma variável de estado designada por energia interna. Entre dois estados do sistema a variação da sua energia interna é dada pela soma do trabalho e do calor recebidos pelo sistema:

$$\text{Variação da energia interna} = \text{Calor recebido} + \text{Trabalho recebido} "$$

Assim, num sistema isolado (que não recebe trabalho nem calor do exterior) a energia interna é constante (conserva-se). Simbolicamente pode escrever-se:

$$\Delta U = W + Q \quad (3-1)$$

Existem diversas formulações alternativas da 1ª Lei, que são naturalmente equivalentes entre si. No caso da formulação anterior nota-se que ela pressupõe a aceitação de dois conceitos prévios: o conceito de *trabalho*, já conhecido da Mecânica, e o conceito de *calor*, admitido como intuitivo. É fundamental ter presente que trabalho e calor *não são variáveis de estado*, isto é, não se pode medir quais as quantidades de trabalho ou calor contidas num sistema. A variável de estado é a *energia interna* e o trabalho e calor são as duas formas possíveis de *transferência de energia* entre sistemas, isto é, são *energia em trânsito*. É claro, no entanto, que trabalho, calor e energia têm as mesmas dimensões físicas e portanto as mesmas unidades (Joule no sistema internacional, SI).

Num determinado processo, entre dois estados inicial e final, a quantidade total de energia transferida entre o sistema em estudo e o seu ambiente depende unicamente dos estados inicial e final (a energia interna é uma variável de estado!). Mas a partição dessa energia entre trabalho e calor depende de qual o caminho seguido pelo sistema entre aqueles dois estados. Muitas vezes interessa maximizar o trabalho realizado e minimizar as transferências (perdas) de calor. Existe, no entanto, uma restrição fundamental ao modo como se dá a partição entre trabalho e calor, que é imposta pela 2ª Lei da Termodinâmica.

3.2.5 Calor e Temperatura

Na linguagem comum confundem-se muitas vezes os conceitos de calor e temperatura. O texto anterior não deixa margem para dúvidas acerca da profunda diferença entre eles. Na verdade, a única relação fundamental entre calor – *forma particular de transferência de energia entre dois sistemas* – e temperatura – *variável de estado de um sistema* – consiste no facto de dois sistemas em contacto diatérmico (i.e. por intermédio de uma parede condutora de calor) equilibrarem a sua temperatura mediante a troca de energia sob a forma de calor. Nesse contexto define-se a *capacidade calorífica* de um sistema (“corpo”) como a razão entre a quantidade de energia absorvida (ou cedida) por esse sistema sob a forma de calor e a variação de temperatura correspondente, isto é chama-se capacidade calorífica à grandeza *C* na expressão:

$$Q = C \Delta T \quad (3-2)$$

Deve notar-se que a capacidade calorífica depende, em geral, do processo termodinâmico seguido pelo sistema quando se dá a absorção (ou emissão) de calor. Assim, nos gases, é muito diferente o valor da capacidade calorífica para processos a pressão constante e a volume constante. Por

outro lado a capacidade calorífica não é, em geral, constante, dependendo, nomeadamente, da temperatura. Dividindo a capacidade calorífica pela massa do sistema obtém-se uma capacidade calorífica mássica, mais conhecida pela designação de *calor específico*.

3.2.6 Equação de estado do gás ideal

O sistema termodinâmico, não trivial, mais simples que se pode conceber corresponde ao modelo do *gás ideal* (cf. Caixa 3.1). Do ponto de vista da Física Estatística um gás ideal consiste num conjunto muito numeroso de partículas materiais, pontuais e sem forças de interacção mútua. Estas partículas interagem umas com as outras (e com as paredes do recipiente que as contém) unicamente no momento de eventuais choques. Do ponto de vista da Termodinâmica, o gás ideal é um sistema que satisfaz a *equação de estado dos gases ideais*:

$$pV = NkT \quad (3-3)$$

em que p é a pressão, V é o volume, N é o número de moléculas, T é a temperatura (absoluta) e k é a constante de Boltzmann ($k = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$).

A expressão (3-3) pode ser escrita noutra forma recorrendo à definição de *mole*: quantidade de uma substância contendo o *número de Avogadro* ($N_A = 6.022 \times 10^{23}$) de moléculas. Multiplicando e dividindo o segundo membro de (3-3) por N_A , obtém-se:

$$pV = nRT \quad (3-4)$$

em que $n (=N/N_A)$ é o número de moles do gás e $R (=kN_A)$ é a *constante dos gases ideais* ($R = 8.314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

De quantas variáveis precisamos para caracterizar o estado de um gás ideal? Pode demonstrar-se que no caso mais geral precisamos de 3 variáveis independentes, mas se estivermos interessados numa unidade de massa do gás, isto é, se nos bastar conhecer o valor das diferentes propriedades por unidade de massa, bastam duas variáveis independentes. Em comparação, o sistema mecânico não trivial mais simples que se pode conceber, pode ser completamente descrito por uma única variável independente (cf. Caixa 3.1).

Apesar de só duas das variáveis de estado que caracterizam uma unidade de massa de um gás ideal serem independentes, o número de possíveis variáveis de estado é muito mais elevado, verificando-se, é claro que, se forem conhecidos os valores de duas delas (independentes) as outras poderão ser calculadas, recorrendo à equação de estado (3-4) e às leis da Termodinâmica.

A forma (3-4) da equação de estado é absolutamente geral, aplicando-se sem qualquer modificação a qualquer gás ideal. O preço a pagar por essa

generalidade é o facto de ser necessário medir a massa do gás em *mol*, o que nem sempre é conveniente. Se se considerar um gás particular, pode converter-se o número de moles n numa massa m (medida em *kg*) recorrendo ao valor da massa molar do gás (M_g):

$$pV = nM_g \frac{R}{M_g} T = m R_g T \quad (3-5)$$

Em que R_g é a “constante” dos gases ideais para o gás considerado.

No caso de um gás ideal, os termos da 1ª lei da Termodinâmica (3-1) podem ser desenvolvidos. Por um lado, por se tratar de um gás, o fluxo de trabalho pode ser escrito:

$$\text{Trabalho} = \text{Força} \times \text{deslocamento} \Rightarrow W = -p \Delta V \quad (3-6)$$

em que ΔV é a variação de volume do gás. O sinal “-” significa que quando um gás é comprimido (diminuição de volume) a sua energia interna aumenta.

Por outro lado, uma vez que num gás ideal não existem forças de interacção entre as suas moléculas, isso significa que o único reservatório de energia interna disponível é a energia cinética das moléculas, cujo valor médio é proporcional à temperatura do gás. Assim, em boa aproximação, pode escrever-se:

$$\Delta U = C_v \Delta T = m c_v \Delta T \quad (3-7)$$

em que c_v é o *calor específico a volume constante* do gás ideal considerado.

3.2.7 Entropia e a 2ª Lei

A 2ª Lei da Termodinâmica está directamente associada ao conceito de *entropia*. Este conceito apresenta, porém, a dificuldade de não ter contrapartida na Mecânica e de não ser intuitivo (como a temperatura e, até certo ponto, o calor). No entanto existe uma família de processos termodinâmicos, designados por processos quase-estáticos reversíveis, para os quais as variações de entropia podem ser directamente relacionadas com os fluxos de calor de e para o sistema. Nesse caso pode escrever-se:

$$\text{Aumento da Entropia} = \frac{\text{Calor recebido}}{\text{Temperatura}}$$

ou, designando a entropia do sistema por S :

$$\Delta S = \frac{Q}{T} \quad (3-8)$$

Em processos que não sejam garantidamente reversíveis, a igualdade anterior deverá ser substituída pela relação \geq . Uma vez introduzido o

conceito de entropia, a 2ª Lei da Termodinâmica pode ser expressa da seguinte forma:

"A entropia de um sistema isolado não pode diminuir".

Existe um conceito estreitamente relacionado com a 2ª Lei e que tem uma forte base na experiência prática, que é o conceito de *irreversibilidade*, geralmente associado à existência de *dissipação calorífica*. Um processo irreversível é um processo em que se dá aumento de entropia num sistema isolado. Em resultado da 2ª Lei, é claro que um sistema que sofre um processo irreversível não pode voltar, pelos seus próprios meios, ao estado anterior.

3.3 Ar seco

Dado que o ar seco é uma mistura de gases ideais em proporções constantes é fácil verificar que ele satisfaz a lei dos gases ideais. De facto, numa mistura cada um dos gases ocupa a totalidade do volume disponível e pode definir-se, para cada um dos componentes, uma *pressão parcial* desse componente, como a pressão que se observaria se aquele se encontrasse isolado no recipiente. A *Lei de Dalton* estabelece que a pressão total da mistura é a soma das pressões parciais. Assim, no caso do ar seco, que em boa aproximação é uma mistura de oxigénio, azoto e árgon, pode escrever-se:

$$\begin{aligned} p_{N_2} V &= m_{N_2} R_{N_2} T \\ p_{O_2} V &= m_{O_2} R_{O_2} T \\ p_{Ar} V &= m_{Ar} R_{Ar} T \end{aligned} \quad (3-9)$$

$$\begin{aligned} p &= p_{N_2} + p_{O_2} + p_{Ar} \\ m &= m_{N_2} + m_{O_2} + m_{Ar} \end{aligned} \quad (3-10)$$

o que permite escrever a equação de estado para o ar seco:

$$pV = m R_d T \quad (3-11)$$

em que R_d é a “constante” dos gases ideais para o ar seco:

$$R_d = \frac{R}{\bar{M}_d} \quad (3-12)$$

sendo \bar{M}_d a massa molar média do ar seco (d de “dry air”, utiliza-se como identificador de propriedades do ar seco):

$$\bar{M}_d = f_{N_2} M_{N_2} + f_{O_2} M_{O_2} + f_{Ar} M_{Ar} \quad (3-13)$$

e f_X a *fracção volúmica* do componente respectivo (igual à *fracção molar* no caso dos gases, de acordo com a *lei de Avogadro*).

Exercício 3.1 – Constante dos gases ideais para o ar seco

Calcule o valor da constante R_d .

Solução:

Utiliza-se a expressão (3-12). Tem-se:

$$\bar{M}_d = 0.78 \times 28 + 0.21 \times 32 + 0.01 \times 40 \cong 28.9 \text{ g mol}^{-1}.$$

$$\text{Logo: } R_d = \frac{R}{\bar{M}_d} \cong 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}.$$

A Tabela 3-2 apresenta alguns parâmetros que caracterizam as propriedades do ar seco, comparadas com outras substâncias comuns.

Tabela 3-2 – Algumas propriedades do ar seco e de outras substâncias

Material	Massa volúmica kg m^{-3}	Calor específico $\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$	Condutividade térmica $\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Ar seco (0°C)	1.293	1005 (c_p) 717 (c_v)	0.024
Água líquida (0°C)	1000	4218	0.6
Asfalto	2.11×10^3	0.92×10^3	0.75
Cobre (300 K)	8.96×10^3	385	401
Cortiça	0.16×10^3	1.80×10^3	0.05
Gelo (0°C)	917	2106	2.1

3.4 Expansão adiabática do ar seco *

Uma simples consulta da Tabela 3-2 permite concluir que o ar é muito mau condutor. Isso significa que, se se puser uma massa de ar em contacto com uma superfície a diferente temperatura (mais quente ou mais fria que o ar), a temperatura do ar varia lentamente. Esse facto é extremamente importante em meteorologia.

Por outro lado, no entanto, é possível fazer variar rapidamente a temperatura do ar recorrendo a processos de *expansão* ou *compressão adiabática*. Neste tipo de processo, não existe troca de calor com o exterior (cf. Tabela 3-1) e a variação de temperatura deve-se inteiramente ao fluxo de trabalho associado ao processo de expansão ou compressão. No caso adiabático ($Q=0$), a 1ª lei (3-1) pode escrever-se, para um gás (3-6):

$$\Delta U = -p\Delta V \quad (3-14)$$

Recorrendo a (3-7) e considerando um processo em que ocorre uma variação infinitesimal de volume, tem-se:

$$m c_v dT = -m p d\alpha \quad (3-15)$$

em que se definiu o volume específico ($\alpha=V/m$) e se substituíram as variações finitas (Δ) por diferenciais (d). Utilizando a equação de estado, diferenciada:

$$d(p\alpha) = p d\alpha + \alpha dp = d(R_d T) = R_d dT \quad (3-16)$$

pode escrever-se em vez de (3-15), eliminando m :

$$c_v dT = -R_d dT + \alpha dp = -R_d dT + \frac{R_d T}{p} dp \quad (3-17)$$

em que se utilizou a equação de estado. Agrupando:

$$\frac{(c_v + R_d)}{R_d} \frac{dT}{T} = \frac{dp}{p} \quad (3-18)$$

Na expressão anterior (3-18) pode substituir-se (relação de Mayer):

$$c_p = c_v + R_d \quad (3-19)$$

Integrando entre um estado inicial (T_0, p_0) e um estado final (T, p) , obtém-se:

$$\frac{c_p}{R_d} \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) = \ln\left(\frac{p}{p_0}\right) \Rightarrow T p^{-\kappa} = T_0 p_0^{-\kappa} \quad (3-20)$$

A expressão (3-20) constitui a **Lei de Poisson** e $\kappa = R_d / c_p$ é a **constante de Poisson** para o ar seco. A lei de Poisson indica que no processo de expansão/compressão adiabática existe conservação de uma quantidade (o produto $Tp^{-\kappa}$). Em consequência, tem-se que num processo de expansão adiabática (p diminui) existe arrefecimento (T diminui) e inversamente no processo de compressão.

Dado que a pressão varia muito rapidamente com a vertical (cf. Secção 1.3) o movimento vertical na atmosfera é sempre acompanhado por grandes variações de pressão, implicando, no caso adiabático, grandes variações de temperatura. Assim, o movimento de subida (descida de pressão) dará origem a arrefecimento e o movimento de descida implicará aquecimento. Voltaremos a este assunto no Capítulo 4.

Existem outras formas de escrever a lei de Poisson. Em Meteorologia, em vez de utilizar o produto $Tp^{-\kappa}$, é usual proceder à definição de uma grandeza, a **temperatura potencial**, definida por:

$$\theta = T \left(\frac{p}{p_{00}} \right)^{-\kappa} \quad (3-21)$$

em que $p_{00}=1000$ hPa. Comparando (3-20) com (3-21), é claro que θ se conserva num processo adiabático seco. Por outro lado, dada uma partícula de ar com temperatura T e pressão p , podemos definir a sua temperatura potencial como “a temperatura que essa partícula atingiria se fosse deslocada adiabaticamente até à pressão de 1000 hPa”. Esta pressão é muito próxima da pressão atmosférica à superfície (1 atm=1013.25 hPa é a pressão média ao nível do mar).

Caixa 3.2 – Entropia do ar seco *

Num processo genérico (não necessariamente adiabático) a variação da energia interna do ar é a soma dos fluxos de calor e trabalho. Utilizando a expressão (3-8), válida para processos reversíveis, para calcular o fluxo de calor, pode escrever-se, para uma unidade de massa:

$$du = Tds - pd\alpha$$

ou ainda, incluindo (3-7):

$$c_v dT = Tds - pd\alpha$$

Utilizando a equação de estado pode obter-se, por integração, uma expressão para a entropia específica do ar seco:

$$s - s_0 = c_p \ln \frac{T}{T_0} - R_d \ln \frac{p}{p_0}$$

Donde se conclui que, no caso do ar seco:

$$s = c_p \ln(\theta) + const$$

i.e., no processo adiabático seco tanto θ como s mantêm-se constantes.

3.5 Vapor de água

A água existe em pequena quantidade no ar, sendo, em geral, responsável por menos de 1% da massa total. No entanto, a sua presença é extremamente importante, dadas as propriedades notáveis do componente água e, muito especialmente, a possibilidade desta ocorrer naturalmente em três fases distintas (sólida, líquida e vapor) e, portanto, terem lugar transições de fase. Na fase vapor, de longe a mais abundante na atmosfera, pode aceitar-se que a água se comporta como um gás ideal, satisfazendo a equação de estado:

$$eV = m_v R_v T \quad (3-22)$$

em que e representa a pressão parcial do vapor, geralmente designada por **tensão de vapor**, m_v a massa de vapor contida no volume V , $R_v (=R/M_{H2O})$ a “constante dos gases ideais para o vapor de água” e T a temperatura.

É claro que, quando o vapor se aproxima do ponto de transição de fase, a expressão (3-22) deixa necessariamente de ser válida. Verifica-se, no entanto, que o comportamento não ideal do vapor só tem significado muito perto da transição e pode admitir-se a validade da lei dos gases ideais sempre que a água se encontra na fase gasosa, mesmo na vizinhança da transição de fase.

Quando se dá a transição de fase e a água condensa na fase líquida ou sólida, ocorre uma alteração brusca muito importante das propriedades físicas do componente água (cf. Tabela 3-2). Por outro lado, o próprio processo de transição é acompanhado pela libertação ou absorção de energia sob a forma de **calor latente de transição de fase**, que terá de ser absorvido

ou fornecido pelo ar circundante. Estes calores latentes de transição de fase resultam do facto de diferentes fases serem caracterizadas por diferentes forças de ligação inter-molecular e, portanto, por diferentes reservatórios de energia potencial: na fase vapor, as forças de ligação são nulas e a energia interna encontra-se totalmente na forma cinética (movimento); na fase líquida, existem forças de ligação implicando um reservatório de energia potencial de sinal negativo; na fase sólida essas forças são mais intensas. Para garantir a conservação de energia no processo de transição de fase, os desníveis de energia interna associadas aos reservatórios de energia potencial, obrigam ao aparecimento de fluxos de compensação sob a forma de calores latentes.

Assim, no caso da condensação do vapor, a transição para a fase líquida obriga à libertação de calor latente de condensação, observando-se o fenómeno oposto (absorção de calor latente) no processo de evaporação. Tratando-se de um processo *reversível*, o calor latente de condensação é igual e de sinal contrário ao calor latente de evaporação. A Tabela 3-3 indica as principais transições de fase da água.

Tabela 3-3 – Transições de fase da água

Processo	Transição	Calor latente
Evaporação/Condensação	Líquido $\begin{matrix} \rightarrow \\ \leftarrow \end{matrix}$ Vapor	$l_v = \pm 2.5 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$
Fusão/Congelação	Sólido $\begin{matrix} \rightarrow \\ \leftarrow \end{matrix}$ Líquido	$l_f = \pm 3.34 \times 10^5 \text{ J kg}^{-1}$
Sublimação / Sublimação	Sólido $\begin{matrix} \rightarrow \\ \leftarrow \end{matrix}$ Vapor	$l_s = l_v + l_f$

Para um dado valor da pressão e temperatura, uma partícula de água em equilíbrio termodinâmico encontra-se numa fase bem determinada. Para certos valores particulares dessas variáveis de estado ocorre uma transição de fase, verificando-se aí possibilidade de coexistência de duas fases. O processo de transição de fase ocorre mantendo-se constante a pressão (tensão do vapor) e temperatura. O *diagrama de fases da água* (Figura 3.3) indica a fase em que se encontra a água para cada valor de pressão e temperatura (e, T) e a localização dos pontos de transição de fase (linha cheia). Note-se que existe, no diagrama representado, um único ponto de coexistência das três fases da água, designado por *ponto triplo da água*, a cerca de 0.15°C.

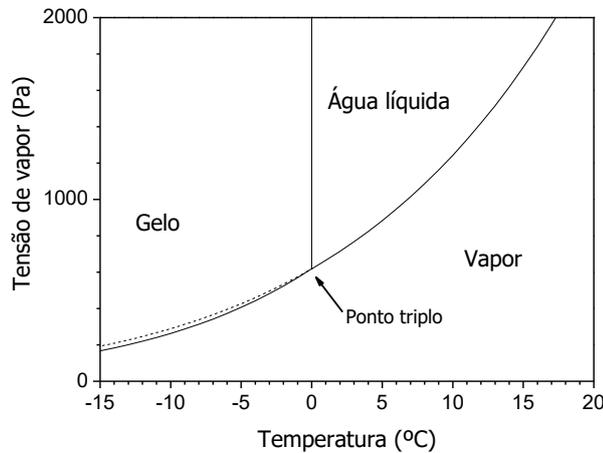


Figura 3.3 – Diagrama de fases da água. A linha tracejada corresponde à saturação em relação à água líquida de vapor sobressaturado em relação ao gelo (cf. Figura 5.4 e Tabela 3-4).

Problema 3-4 Pressão de saturação do vapor de água

T (°C)	Tensões (Pa)	
	$e_w^{(1)}$	$e_i^{(2)}$
-20	126	103
-10	287	259
0	611	611
10	1227	—
20	2337	—
30	4346	—
40	7395	—

Em relação à água líquida
Em relação ao gelo

Caixa 3.3 – Determinação da curva de saturação *

O diagrama representado na Figura 3.3 foi calculado recorrendo à equação de Clausius-Clapeyron. Esta equação da Termodinâmica é uma consequência da igualdade de temperatura (equilíbrio térmico) e pressão (equilíbrio mecânico) de duas fases em coexistência, i.e., nas condições de saturação. Em geral, a equação de Clausius-Clapeyron pode escrever-se na forma:

$$\frac{de^{sat}}{dT} = \frac{\Delta s}{\Delta \alpha}$$

em que e^{sat} representa a tensão de saturação, e Δs e $\Delta \alpha$ são, respectivamente, a diferença entre a entropia específica e o volume específico das duas fases. Enquanto a temperatura e a pressão são, devido à existência de equilíbrio, idênticas nas duas fases, quer a entropia específica quer o volume específico apresentam descontinuidades. A descontinuidade da entropia está directamente associada ao calor latente pela expressão (3-8), i.e. $T\Delta s = l$. No caso de uma das fases ser gasosa, o volume específico dessa fase é muito maior que o da fase condensada (notar que o volume específico é o inverso da massa volúmica, sendo o volume específico do vapor de água cerca de 1000 vezes maior que o da água líquida), podendo o volume específico da fase condensada ser desprezado. Assim tem-se para a curva de saturação do vapor em relação ao líquido, utilizando a equação de estado para eliminar o volume específico do vapor:

$$\frac{de^{sat}}{dT} \approx \frac{l_v}{T \alpha_{vapor}} = \frac{l_v e^{sat}}{R_v T^2}$$

Se admitirmos que l_v é constante (de facto varia cerca de 1% em cada 10°C de variação de temperatura), a equação anterior pode ser integrada, dando origem a uma aproximação da curva de saturação (cf. Problema 3-11).

6 Ar húmido

mistura de ar seco e vapor de água é designada por ar húmido. Na ausência de água condensada (líquida ou sólida) o ar húmido é uma mistura

de gases ideais. No entanto, dado que a proporção dos componentes não é fixa (como no ar seco) não é possível definir uma constante dos gases ideais para o ar húmido. Repetindo o procedimento utilizado para a dedução da equação de estado do ar seco, obtém-se neste caso:

$$pV = m \frac{R}{(1 - f_{H_2O})\bar{M}_d + f_{H_2O}M_{H_2O}} T \quad (3-23)$$

em que f_x representa a fracção volúmica do componente x (ar seco ou vapor) e M_x a correspondente massa molar (Nota: $f_d + f_{H_2O} = 1$). Uma vez que as fracções volúmicas são variáveis não é possível calcular de uma vez por todas a razão no segundo membro de (3-23).

A equação de estado do ar húmido (3-23) indica claramente que as suas propriedades dependem do conteúdo em água, dado pela fracção volúmica (percentagem de vapor de água, em volume ou em número de moléculas). Multiplicando e dividindo o segundo membro de (3-23) pela massa molar do ar seco, pode obter-se:

$$pV = m \frac{R}{\bar{M}_d} \frac{\bar{M}_d}{(1 - f_{H_2O})\bar{M}_d + f_{H_2O}M_{H_2O}} T = mR_d \frac{1}{(1 - f_{H_2O}) + \varepsilon f_{H_2O}} T \quad (3-24)$$

em que $\varepsilon = M_{H_2O} / M_d \approx 0.622$ é a densidade do vapor em relação ao ar seco.

A fracção volúmica (ou molar) não é, em muitos casos, uma medida conveniente da concentração de vapor de água. Em vez dela utilizam-se outros parâmetros, como por exemplo a **razão de mistura**, definida como a razão entre a massa de vapor e a massa de ar seco, de um dado volume de ar húmido:

$$r = \frac{m_v}{m_d} \quad (3-25)$$

Recorrendo à definição da razão de mistura e notando que

$$f_{H_2O} = \frac{n_{H_2O}}{n_{H_2O} + n_d} = \frac{\frac{m_v}{M_{H_2O}}}{\frac{m_v}{M_{H_2O}} + \frac{m_d}{M_d}} = \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon}{r}} \quad (3-26)$$

a equação de estado (3-24) pode rescrever-se:

$$pV = mR_d \frac{1}{\left(1 - \frac{1}{1 + \varepsilon/r}\right) + \varepsilon \frac{1}{1 + \varepsilon/r}} T = mR_d \frac{r + \varepsilon}{\varepsilon r + \varepsilon} T = mR_d \frac{1 + \frac{r}{\varepsilon}}{1 + r} T \quad (3-27)$$

ou ainda:

$$pV = mR_d T_v \quad (3-28)$$

em que T_v , assim definida, é a *temperatura virtual*. A expressão (3-28) mostra que o ar húmido não saturado (isto é a mistura de ar seco e vapor de água) satisfaz a equação de estado do ar seco, desde que se substitua a sua temperatura pela temperatura virtual. Por essa razão pode definir-se a temperatura virtual do ar húmido como “a temperatura a que seria necessário aquecer uma massa de ar seco para que ela tivesse a mesma densidade que o ar húmido”. Deve notar-se que $T_v > T$ (em boa aproximação $T_v = (1 + 0.61r)T$, cf. Problema 3-2) e que a massa volúmica do ar húmido é dada por:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{p}{R_d T_v} \quad (3-29)$$

o que implica que o ar húmido é sempre menos denso que o ar seco, como seria de esperar, visto que a densidade do vapor de água é cerca de 62% da densidade do ar seco.

A presença de vapor altera não só a densidade do ar húmido mas a generalidade das suas propriedades, em particular os calores específicos (a pressão ou volume constante). No entanto, como a concentração de vapor é sempre muito pequena na atmosfera natural (variando entre 0 e 0.04), essas alterações podem ser frequentemente desprezadas.

Exercício 3.2 – Mostre que

$$r \cong \varepsilon \frac{e}{p} \quad (3-30)$$

Solução:

Partimos da definição de r (3-25) e das equações de estado para o ar seco e para o vapor.

$$\begin{cases} p_d = R_d \rho_d T \\ e = R_v \rho_v T \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} p_d = \frac{R}{M_d} \rho_d T \\ e = \frac{R}{M_{H_2O}} \rho_v T \end{cases} \Rightarrow r = \frac{\rho_v}{\rho_d} = \frac{M_{H_2O}}{M_d} \frac{e}{p_d} = \frac{\varepsilon e}{p_d} \cong \frac{\varepsilon e}{p}.$$

3.7 Arrefecimento isobárico do ar húmido e condensação

Em geral, o ar húmido contém unicamente ar seco e vapor de água. Por vezes, no entanto, a pressão parcial do vapor é suficientemente elevada, ou a temperatura suficientemente baixa, para a ocorrência das fases líquida ou sólida. Nesse caso, pode formar-se uma nuvem e, eventualmente, precipitação. Se a condensação ocorrer à superfície, a fase condensada pode depositar-se directamente sobre aquela, sob a forma de orvalho ou geada.

O vapor de água contido numa partícula de ar húmido pode ser levado até à condensação por diversos processos. Na Figura 3.4 representa-se uma parte do diagrama de fases da água. O ponto *A* representa o estado do vapor de água contido numa partícula de ar, à temperatura *T*, cuja tensão de vapor vale e_A . O facto do ponto *A* se encontrar abaixo da curva de saturação (em relação à água líquida) indica que a partícula de ar só contém ar seco e vapor. Os pontos *B*, *C* e *D* representam, por sua vez, estados saturados, a diferentes temperaturas e tensões de vapor. Assim, as linhas *AB*, *AC* e *AD*, representam possíveis processos termodinâmicos capazes de levar a partícula do estado *A* a um estado saturado.

Os processos *AB*, *AC* e *AD* constituem três processos especiais, importantes em meteorologia. No primeiro caso, a saturação é atingida a temperatura constante, por adição de vapor; a tensão de saturação atingida no ponto *B* é uma função exclusiva da temperatura da partícula. A razão entre a tensão da partícula no estado *A* e a sua tensão de saturação à mesma temperatura define a **humidade relativa** da partícula:

$$H_r = \frac{e}{e_{sat}} \quad (3-31)$$

A humidade relativa é uma grandeza sem dimensões cujo valor pode variar entre 0 (ar seco) e 1 (ar húmido saturado), sendo geralmente indicada em %. Uma vez que a presença de água na atmosfera se torna muito relevante no momento de transições de fase, a humidade relativa é uma forma muito conveniente de quantificar a concentração de vapor.

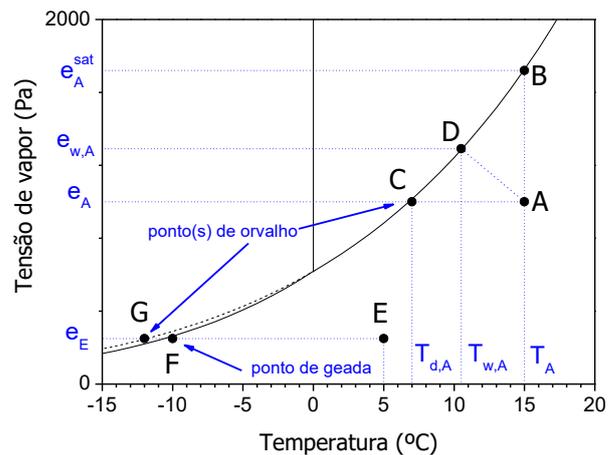


Figura 3.4 – Processos de condensação. Detalhes no texto.

O segundo processo (*AC*) consiste num processo de arrefecimento em que se mantém constante a tensão de vapor. Uma massa de ar húmido, a pressão constante, sujeita a arrefecimento sem alteração da quantidade de vapor,

segue um processo deste tipo até à saturação. Por essa razão o processo AC é designado por **processo de arrefecimento isobárico**. Este processo de arrefecimento ocorre durante o período nocturno, à superfície. A temperatura a que ocorre a condensação (T_d) é designada por **temperatura do ponto de orvalho** (*dew-point* em inglês), pois essa será a temperatura a que se inicia a formação de orvalho. No caso de a saturação ocorrer abaixo de 0°C (caso do arrefecimento isobárico a partir do ponto E), haverá sublimação e a temperatura a que se inicia a formação de gelo designa-se por **temperatura do ponto de geada** (ponto F na figura).

O terceiro processo representado na Figura 3.4 (AD) é um processo muito importante, porque ele é utilizado nas estações meteorológicas como forma indirecta, mas muito precisa, de medição da humidade atmosférica. O instrumento em que se realiza este processo designa-se por **psicrómetro** (Caixa 3.1) e consiste num termómetro vulgar envolvido numa gaze molhada. Devido à circulação de ar na vizinhança do psicrómetro dá-se evaporação da água o que implica um arrefecimento do termómetro molhado. Assim, neste processo há simultaneamente diminuição de temperatura e adição de água, mas não existe, ao contrário do processo AC, transporte de calor para o exterior, pois o arrefecimento é totalmente produzido pela absorção de calor latente necessária ao processo de evaporação. A temperatura atingida em condições de equilíbrio (T_w , na Figura 3.4) designa-se por **temperatura do termómetro molhado**. Conhecendo T e T_w , a Figura 3.4 (ou uma tabela correspondente) permite calcular a tensão de vapor ou, por exemplo, a humidade relativa.

Caixa 3.4 – Psicrómetro *

O psicrómetro (Figura 3.5) é o instrumento preferido para a medição da humidade atmosférica. Este instrumento é constituído por um par de termómetros idênticos, colocados à sombra num local muito bem ventilado ou sob ventilação forçada. O elemento sensível de um dos termómetros encontra-se simplesmente em contacto com o ar – **termómetro seco** – enquanto o outro – **termómetro molhado** – se encontra envolvido por um tecido permanentemente molhado. O termómetro seco mede a temperatura do ar (T). O termómetro molhado indica uma temperatura mais baixa (T_w), visto que é arrefecido pela evaporação da água na sua superfície. Quanto mais seco estiver o ar maior será a taxa de evaporação e, portanto, maior será a diferença entre as temperaturas do termómetro seco e do termómetro molhado. A relação entre ($T - T_w$) e a humidade do ar pode ser estabelecida analiticamente ou recorrendo a uma tabela.

De facto, se admitirmos que o processo de arrefecimento do ar junto do termómetro resulta unicamente da absorção de calor latente no processo de evaporação, ou seja, se admitirmos que não existem trocas de calor com o ambiente (processo adiabático), pode escrever-se para uma partícula de ar com m_d kg de ar seco e m_v kg de vapor:

$$\begin{aligned} \text{Calor perdido pelo ar seco} &= m_d c_p \Delta T = \text{Calor latente absorvido} = -l_v \Delta m_v \\ \Rightarrow c_p \Delta T &= -l_v \Delta r \Rightarrow c_p (T - T_w) = -l_v (r - r_w) \end{aligned}$$

em que r_w é a razão de mistura de saturação à temperatura T_w , função conhecida de T_w e da pressão (diagrama de fases da água). Assim, conhecendo T , T_w e a pressão, pode determinar-se a razão de mistura r , e a partir dela qualquer outro parâmetro equivalente (humidade relativa, tensão de vapor, etc.).

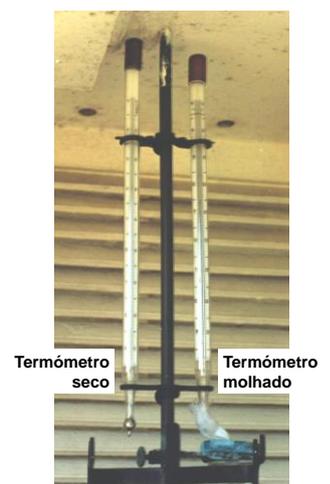


Figura 3.5 – Psicrómetro. (Estação meteorológica do Instituto Geofísico do Infante D. Luiz, fotografia J. Cristina).

Quando o ar húmido atinge o ponto de saturação pode começar o processo de condensação (ou sublimação, se se tratar de saturação a temperaturas abaixo de 0°C). Nesse processo há lugar à libertação de calor latente, o que vai dificultar o arrefecimento. Assim, se se considerar uma partícula de ar não saturada que é arrefecida isobaricamente (processo AC, na Figura 3.4), o calor perdido por essa partícula num dado intervalo de tempo é proporcional à sua massa e à variação de temperatura, sendo a constante de proporcionalidade, por definição, o calor específico a pressão constante do ar húmido:

$$Q = m c_p \Delta T \quad (3-32)$$

A expressão anterior só é válida antes da saturação. Depois daquela ter lugar, o calor perdido Q será parcialmente compensado por libertação de calor latente, e o arrefecimento ocorrerá mais devagar. Desprezando a capacidade calorífica da água já condensada, pois esta é em geral uma fracção diminuta da massa total de água, pode então escrever-se:

$$Q = m c_p \Delta T + l_v \Delta m_v \quad (3-33)$$

Em que m_v representa a massa total de vapor ($\Delta m_v < 0$ é a massa de água condensada). Dados os valores de c_p (Tabela 3-2) e l_v (Tabela 3-3) pode concluir-se que a condensação de 1g de água num kg de ar exigirá um arrefecimento de 2.5°C. Por essa razão é “difícil” à atmosfera arrefecer até muito abaixo do ponto de orvalho (ou do ponto de geada, no caso do ar ser muito seco). As expressões (3-32) e (3-33) permitem estimar temperaturas mínimas ou concentrações em nevoeiros formados por arrefecimento isobárico.

Exercício 3.3 – Nevoeiro de radiação

Suponha que uma massa de ar, à temperatura de 17.5°C, à pressão de 1000 hPa e com uma razão de mistura de 6 g/kg, sofre um processo de arrefecimento durante a noite, no decorrer do qual perde calor à taxa de 2 kJ/kg/h. (a) Calcule a taxa de diminuição de temperatura dessa massa de ar se não houver saturação. (b) Estime qual a quantidade de energia que seria libertada para a produção de um nevoeiro com uma razão de mistura de 0.001 (1g/kg) de água líquida.

Solução:

(a) Trata-se de um processo a pressão constante, logo:

$$\frac{1}{m} \frac{Q}{\Delta t} = c_p \frac{\Delta T}{\Delta t} \Rightarrow \frac{\Delta T}{\Delta t} \cong -2K/h$$

(b) Na produção do nevoeiro é necessário retirar calor por duas razões: para arrefecer (isobaricamente) a massa de ar e para realizar a condensação. Logo, pode utilizar-se a expressão (3-33). Dividindo ambos os membros pela massa de ar seco, fica:

$$\frac{Q}{m} = c_p \Delta T + l_v \Delta r, \text{ pois } \frac{\Delta m_v}{m} \cong \frac{\Delta m_v}{m_{as}} = \Delta r. \Delta r \text{ é dado (a diminuição da razão de}$$

mistura do vapor é igual à razão de mistura da nuvem – conservação da massa de água). Falta calcular ΔT . Para o efeito, utiliza-se o diagrama de fases da água (

), em que se incluiu, para facilitar o cálculo, um segundo eixo de ordenadas representando a razão de mistura para $p=1000$ hPa.

O ponto A indica o estado inicial ($T=17.5^{\circ}\text{C}$, $r=6.2\text{g/kg}$), o ponto B indica o estado em que se atinge a saturação ($T=T_d$, $r=r^{sat}$), o ponto C representa o estado final e é localizado porque sabemos a razão de mistura final ($r_{final}=r_{inicial}-1$ g/kg) e sabemos que o ar se encontra saturado (logo está sobre a curva de saturação). Assim:

$$\frac{Q}{m} \cong c_p \Delta T + l_v \Delta r \cong 1005 \times (4 - 17.5) + 2.5 \times 10^6 \times (-0.001) = -16 \text{kJ kg}^{-1}$$

em que o sinal negativo indica arrefecimento.

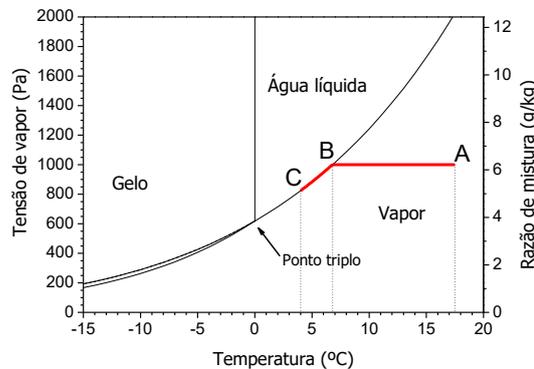


Figura 3.6 – Formação de nevoeiro por arrefecimento isobárico (Exercício 3.3). Nota os valores de r (eixo das ordenadas do lado direito) foram calculados para $p=1000$ hPa, usando (3-30).

3.8 Expansão adiabática do ar húmido e condensação

Dado que o ar é muito mau condutor de calor, os processos de aquecimento/arrefecimento diabático (i.e., envolvendo trocas de calor) são em geral muito lentos. Por essa razão, o arrefecimento isobárico é frequentemente responsável pela formação de nevoeiros, mas não se traduz na produção de grandes concentrações de água líquida e, em geral, não dá origem a precipitação. No entanto, como vimos na secção 3.4, a atmosfera dispõe de um processo muito mais eficiente de variação de temperatura: o processo de compressão/expansão adiabática.

No caso do ar seco, o processo de expansão adiabática traduz-se pela descida de cerca de 10°C da temperatura do ar por cada km de subida de uma partícula de ar (cf. capítulo 4) e inversamente no caso da compressão (descida). Antes de atingir a saturação, o ar húmido comporta-se do mesmo modo, satisfazendo a equação de Poisson (3-20), com uma pequena alteração nos coeficientes termodinâmicos (e.g. do calor específico) que se pode, em geral, desprezar, dada a pequena concentração de vapor permitida em “temperaturas meteorológicas” ($\lesssim 1\%$). Arrefecimentos desta ordem de grandeza levam frequentemente o ar húmido a condições de saturação.

A partir do momento em que ocorre saturação e começa a condensação, o ar húmido comporta-se de modo completamente diferente do ar seco, devido à libertação de quantidades muito significativas de calor latente de condensação. Este facto implica uma redução da taxa de arrefecimento na expansão adiabática, que terá valores sempre inferiores à taxa do processo adiabático seco. Enquanto a taxa de arrefecimento no processo adiabático seco é constante ($\sim 10^\circ\text{C}/\text{km}$), no processo saturado ela é uma função da taxa de condensação, que por sua vez depende da temperatura. Valores típicos, na Troposfera média, são da ordem dos $6^\circ\text{C}/\text{km}$ (cf. Tabela 4.1).

Dado que a tensão de saturação varia muito rapidamente com a temperatura (cf. Figura 3.4) a maior parte da condensação ocorre relativamente perto do nível de saturação (*nível de condensação por ascensão*, isto é, da base da nuvem no caso de esta se formar). Assim, à medida que a massa de ar sobe (e se expande adiabaticamente) vai-se reduzindo a taxa de libertação de calor latente e o processo adiabático saturado aproxima-se cada vez mais (*assimptoticamente*) de um processo adiabático seco.

3.8.1 Tefigrama

A descrição do processo de expansão adiabática do ar húmido, incluindo os processos de condensação e eventualmente de precipitação, pode ser feita de forma conveniente recorrendo a um *diagrama termodinâmico* muito utilizado em meteorologia – o *tefigrama*. Um diagrama termodinâmico consiste num gráfico cujas coordenadas são variáveis termodinâmicas. O diagrama de fases da água (Figura 3.4) é um exemplo de um diagrama termodinâmico, em que as coordenadas são a temperatura e a tensão de vapor. No caso do tefigrama, as coordenadas são a temperatura e a entropia. Conhecendo os valores destas duas variáveis de estado, é possível determinar todas as variáveis de estado do ar seco, em particular a pressão. Por outro lado, para cada valor da temperatura e da pressão é possível determinar o valor da razão de mistura de saturação. Assim, é possível traçar no tefigrama várias famílias de curvas. Em cada ponto do tefigrama passam 5 linhas: uma isotérmica ($T=\text{const}$), uma adiabática seca (entropia= const ou $\theta=\text{const}$), uma isobárica ($p=\text{const}$), uma linha de igual razão de mistura de saturação (r^{sat}) e a linha que traduz o processo adiabático saturado (nesta curva é constante a *temperatura potencial do termómetro molhado*, θ_w , que será a temperatura atingida por uma partícula que é levada por um processo adiabático saturado até à pressão dos 1000 hPa). Apesar de as coordenadas fundamentais serem a temperatura e a entropia, é conveniente rodar o diagrama de 45° , de forma que as isobáricas fiquem quase horizontais (cf. Figura 3.7).

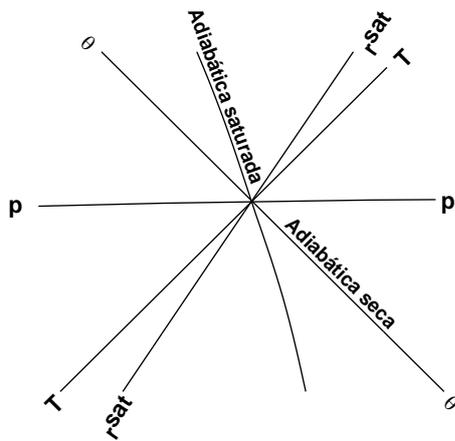


Figura 3.7 – Principais linhas no Tefigrama

O tefigrama pode ser utilizado para representar o estado de uma partícula de ar húmido (ou seco) e para representar processos termodinâmicos. No primeiro caso é necessário recordar que o estado de uma partícula de ar húmido não saturado tem 3 graus de liberdade, isto é, é completamente descrito pelo valor de 3 variáveis de estado independentes (*e.g.*: temperatura, pressão e razão de mistura). Dado que um ponto num diagrama bidimensional é completamente descrito por 2 variáveis (por exemplo temperatura e pressão na Figura 3.7) pode concluir-se que o estado de uma partícula de ar húmido não saturado não pode ser representado por um único ponto no tefigrama, necessitando de 1.5 pontos, isto é, de dois pontos com uma variável comum. Convencionalmente essa variável comum é a pressão. Assim, o estado de uma partícula de ar húmido caracterizada pelas variáveis (p, T, r) será representado pelos dois pontos (p, T) e (p, r) . Mas como marcar o ponto (p, r) se no tefigrama só é conhecido valor de r^{sat} ? Recordando a Figura 3.4, é fácil verificar que $r=r^{sat}(p, T_d)$, isto é a tensão de vapor será a tensão de saturação se a temperatura for reduzida isobaricamente até atingir o ponto de orvalho. Em conclusão: o estado de uma partícula de ar húmido não saturado é representado num tefigrama pelo par de pontos $\{(p, T), (p, T_d)\}$. No caso em que essa partícula atinge a saturação $T=T_d$ e ficamos com um único ponto no tefigrama.

No tefigrama, um processo termodinâmico é representado por um par de curvas, indicando a evolução dos dois pontos representativos $\{(p, T), (p, T_d)\}$. Dada a abundância de curvas no tefigrama, é fácil representar processos em que existe conservação de diversas propriedades. Este diagrama é, no entanto, particularmente indicado para estudar processos de expansão/compressão adiabática.

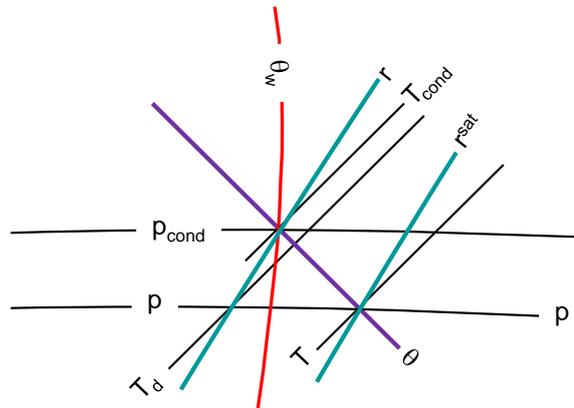


Figura 3.8 – Representação do estado de uma partícula de ar húmido no Tefigrama e dos processos de expansão adiabática seca e saturada.

Considere-se então o processo de expansão adiabática de uma partícula de ar húmido não saturado (Figura 3.8):

Inicialmente, o estado do ar húmido é representado pelos dois pontos (p, T) e (p, T_d) .

Quando se inicia o processo de expansão, o ar húmido comporta-se quase como o ar seco, arrefecendo a uma taxa constante por cada km de subida. No tefigrama, dado que existe conservação da entropia (processo adiabático reversível) o ponto (p, T) desloca-se ao longo da isentrópica ($\theta = const$), enquanto o ponto (p, T_d) se desloca ao longo da linha de igual razão de mistura (r), o que traduz a conservação do vapor de água da partícula.

Quando o ponto (p, T) encontra o ponto (p, T_d) dá-se a saturação, no ponto (p_{cond}, T_{cond}) . A pressão correspondente define o nível de condensação por ascensão.

Acima do nível de condensação, a partícula segue um processo de expansão adiabática saturada. Nesse processo há diminuição da razão de mistura do vapor, devida à condensação. Simultaneamente existe libertação de calor latente, implicando uma atenuação do processo de arrefecimento. No tefigrama, o ponto representativo $(p, T=T_d)$ desloca-se ao longo da curva adiabática saturada. Conhecendo o nível máximo atingido no processo de ascensão pode determinar-se, por leitura no diagrama, o estado final e a concentração em água líquida da nuvem condensada. Note-se que o tefigrama não considera o processo de congelação da água.

Exercício 3.4 – Expansão adiabática

Uma massa de ar à temperatura de 20°C e com 7 g/kg de razão de mistura, é obrigada a expandir-se desde a pressão de 1000 hPa até à pressão de 450 hPa, devido a um processo de ascensão. Calcule: (a) O nível e temperatura a que se dá a condensação; (b) A temperatura atingida pela massa de ar aos 450 hPa; (c) A quantidade de água condensada na expansão.

Solução:

Vamos utilizar o Tefigrama (Figura 3.9). Primeiro marcamos o ponto (p,T) e o ponto $(p,r)=(p,T_d)$. Em segundo lugar, marcamos o processo de expansão até à condensação: o ponto (p,T) evolui ao longo da adiábica seca ($\theta=20^\circ\text{C}$), o ponto (p,T_d) evolui ao longo da linha $r=7\text{g/kg}$. Quando estas linhas se encontram temos o nível de condensação. Acima deste nível a atmosfera está sempre saturada e evolui ao longo da adiábica saturada ($\theta_w\approx 13.5^\circ\text{C}$). Utilizando o diagrama, podem ler-se os valores pretendidos:

- (a) $p_{\text{cond}}\approx 840\text{ hPa}$, $T_{\text{cond}}\approx 6^\circ\text{C}$; (b) $T_{450\text{hPa}}\approx 25^\circ\text{C}$; (c) água condensada= $T_{\text{inicial}}-T_{\text{final}}\approx (7-1.1)\text{g kg}^{-1}=5.9\text{ g kg}^{-1}$.

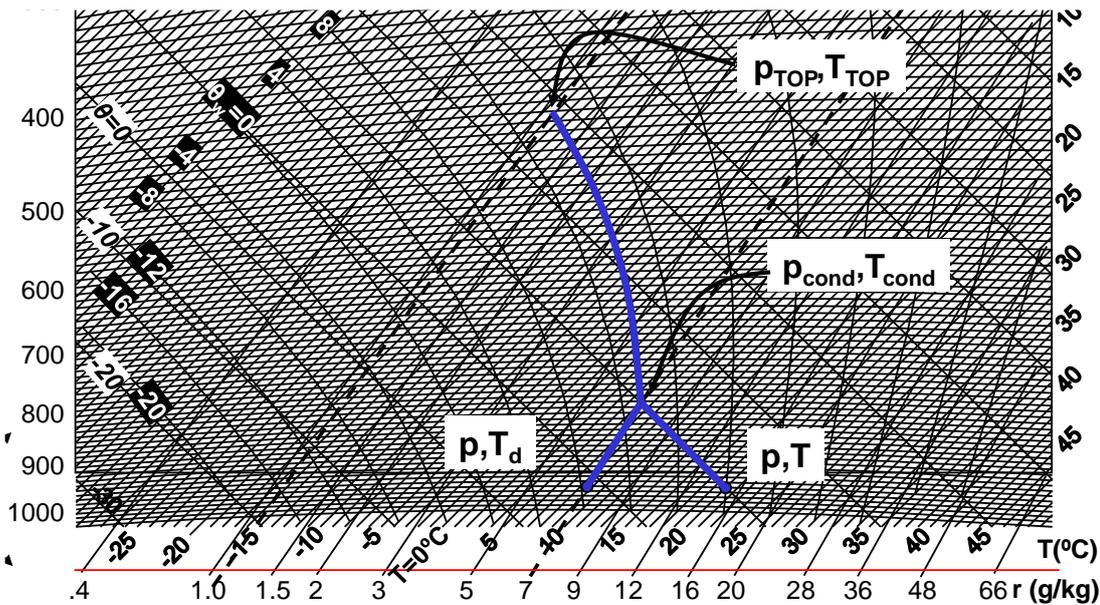


Figura 3.9 – Expansão adiabática (seca e saturada) no Tefigrama (Exercício 3.4).

3.9 Parâmetros utilizados para medir a concentração de vapor

Ao longo deste capítulo foram introduzidos diversos parâmetros utilizados para medir a concentração de vapor de água. O vapor de água é seguramente o mais importante constituinte do sistema climático, mas a medição da sua concentração é bastante difícil, sendo necessário recorrer a métodos indirectos, de que é exemplo o psicrómetro. O recurso a um ou outro dos parâmetros disponíveis para representar a concentração de vapor depende da situação. A *Tabela 3-5* apresenta alguns dos parâmetros utilizados.

Tabela 3-5 – Alguns parâmetros utilizados para medir a concentração de vapor de água

Nome	Símbolo	Unidades	Definição
tensão de vapor	e	Pa	pressão parcial do vapor
razão de mistura	r	adimensional	m_w/m_d
humidade relativa	H_r	adimensional	$e/e^{sat}=r/r^{sat}$
massa volúmica	ρ_v	kg m ⁻³	m_w/V
Temperatura do ponto de orvalho	T_d	K, °C	ver texto
Temperatura do termómetro molhado	T_w	K, °C	ver texto

3.10 Aquecimento radiativo

O facto de a atmosfera ser bastante transparente para a radiação visível implica que podemos frequentemente desprezar a absorção de radiação solar como uma fonte de aquecimento do ar. De facto, quando tratamos o movimento vertical numa nuvem como um processo adiabático, admitimos que quer a radiação solar quer a radiação terrestre contribuem muito pouco para o aquecimento ou arrefecimento do ar, uma aproximação que se aplica a processos rápidos, com escalas de tempo de segundos a minutos, mas não de horas ou dias.

Na alta atmosfera a aproximação adiabática não se aplica com a mesma facilidade. A radiação solar de pequeno comprimento de onda, nomeadamente a radiação UV mais energética, é absorvida eficientemente pelo oxigénio no processo de fotodissociação. Nessa região existe aquecimento radiativo muito significativo, responsável pela existência da Termosfera, i.e., de um máximo de temperatura.

Exercício 3.5 – Cálculo do perfil de aquecimento numa atmosfera isotérmica *

Considere uma atmosfera isotérmica em que existe uma única espécie química opticamente activa. Admita que, na zona do espectro solar, a única forma de interacção entre a radiação e a atmosfera é o processo de absorção. Recorrendo à lei de Beer-Lambert, em condições de Sol no zénite: (a) Determine o perfil vertical de irradiância solar; (b) Determine o perfil vertical da taxa de aquecimento radiativo. (c) Trace gráficos dos resultados anteriores, admitindo que $k=0.2 \times 10^{-4}$, $\rho_0=1.2 \text{ kg m}^{-3}$, $H=8.8 \text{ km}$, $E_\infty=100 \text{ W m}^{-2}$ para $z \in [0, 200 \text{ km}]$.

Solução

(a) Tratando-se de uma atmosfera isotérmica, pode mostrar-se que se tem (substituir a equação de estado em (4-5)):

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{gz}{R_d T}\right) = \rho_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right)$$

com $H = R_d T / g$. Logo, substituindo em (2-15):

$$E(z) = E(\infty) \exp\left[-\sec\psi \int_z^\infty k \rho_0 e^{-z/H} dz\right]$$

O integral é facilmente calculado, levando ao resultado:

$$E(z) = E(\infty) \exp \left[-\sec \psi k \rho_0 H \exp \left(-\frac{z}{H} \right) \right]$$

A expressão anterior (a exponencial de uma exponencial) indica que a irradiância pode decrescer muito rapidamente no caso de comprimentos de onda que a atmosfera seja capaz de absorver eficientemente. É o que se passa com a radiação de pequeno comprimento de onda na Termosfera.

- (b) O processo de aquecimento do ar resulta da absorção de radiação. No perfil de irradiância, a absorção traduz-se por uma redução da irradiância à medida que o fluxo solar atravessa a atmosfera. O processo de arrefecimento radiativo é um processo isobárico. Pode escrever-se:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{d}{dz} E_\lambda(z)$$

Logo:

$$\dot{Q} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{d}{dz} E(z) = E(\infty) \sec \psi k \rho_0 \exp \left(-\frac{z}{H} \right) \exp \left[-\sec \psi k \rho_0 H \exp \left(-\frac{z}{H} \right) \right]$$

- (c) Substituindo nas fórmulas anteriores obtém-se a Figura 3.10. Notar a queda rápida da irradiância entre os 150 e os 100km, zona em que se concentra o aquecimento radiativo. Este resultado mostra, qualitativamente, o impacto do processo de fotodissociação do O₂, com produção de O e aquecimento da Termosfera.

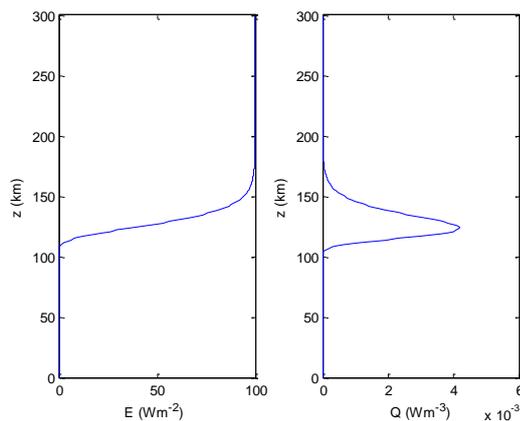


Figura 3.10 – Exercício 3.5: (a) Irradiância, (b) Taxa de aquecimento radiativo.

3.11 Temperatura, humidade e conforto humano

Entre o corpo humano e o ambiente existem trocas de energia. Essas trocas são condicionadas pelas condições externas – temperatura, humidade, vento e radiação – e são controladas, dentro de certos limites, pelo próprio corpo, mediante, por exemplo, modificações automáticas no ritmo de transpiração, ou, de forma premeditada, pela alteração do tipo de roupas utilizado.

Todas as actividades desenvolvidas pelo corpo implicam a libertação de calor interno. A taxa de produção de calor – *taxa metabólica* – varia de pessoa para pessoa e depende da actividade desenvolvida. A Tabela 3-6 apresenta alguns valores típicos dessa taxa, no caso de um adulto. Para manter constante a temperatura interna do corpo, é necessário estabelecer

uma transferência de calor para o exterior exactamente igual à taxa metabólica.

Tabela 3-6 – Taxa metabólica típica, em adultos, em função da actividade

Actividade	Taxa metabólica W m ⁻²
Sono	40
Sentado	60
De pé	70
Andar num plano a 3.2 km/h	115
Tarefas domésticas	115-200
Desporto	200-500

Fonte: Linacre e Geerts, 1997, *Climates and Weather Explained*.

De que depende a taxa de perda de calor do corpo? Existem essencialmente três processos de troca de calor entre o corpo humano e o ambiente: trocas de **calor sensível** (por condução/convecção), trocas de **calor latente** (por evaporação/condensação) e trocas **radiativas**. As trocas de calor sensível dependem da diferença entre a temperatura do corpo e a temperatura ambiente e da velocidade do vento. No caso de um corpo desprotegido, pode escrever-se, em boa aproximação:

$$Q_{sens} = -K(T_{corpo} - T_{ar}) \quad (3-34)$$

em que K é um coeficiente de transferência que depende da velocidade do vento (com unidades $Wm^{-2}K^{-1}$). Se a temperatura do corpo for superior à temperatura ambiente, o que é normalmente o caso, $Q_{sens} < 0$, ou seja, o corpo perde calor para o exterior.

As perdas de calor latente dependem da taxa de evaporação ou, se for caso disso, condensação. Para existir transpiração (evaporação de suor sobre a pele) é necessário que a atmosfera esteja subsaturada, isto é, que a humidade relativa seja inferior a 100%. Nesse caso, a evaporação implica uma perda de calor dada por:

$$Q_{lat} = -l_v E \quad (3-35)$$

em que l_v é o calor latente de vaporização (unidades de $J kg^{-1}$) e E é a taxa de evaporação (unidades de $kg m^{-2} s^{-1}$). Finalmente, no que se refere às trocas radiativas o corpo recebe do exterior um fluxo de grande comprimento de onda (Q_{iv}) e, sobretudo se estiver ao Sol, um fluxo de pequeno comprimento de onda (Q_{sol}) e emite um fluxo de grande c.d.o. (Q_{emi}). Admitindo que a temperatura do corpo é constante, tem-se:

$$Q_{metab} + Q_{sens} + Q_{lat} + Q_{iv} + Q_{sol} + Q_{emi} = 0 \quad (3-36)$$

Na expressão anterior, Q_{metab} , Q_{iv} e Q_{sol} são sempre positivos e Q_{emi} é sempre negativo. O fluxo de calor sensível (Q_{sens}) será negativo se a temperatura ambiente for inferior a 37°C. O fluxo de calor latente (Q_{lat}) será também negativo, desde que a atmosfera não esteja saturada.

O sistema de termóstato do corpo funciona, fundamentalmente, pelo controle dos fluxos de calor sensível e latente. Esse controle é efectuado ao nível da pele, envolvendo principalmente o mecanismo da transpiração – intensificado ou diminuído em função das necessidades – e com muito menor eficácia, a cobertura de pelos.

Considerando as expressões anteriores, é fácil concluir que o conforto de um corpo à sombra depende fundamentalmente da temperatura e humidade ambientes e, indirectamente, da velocidade do vento. A velocidade do vento é importante porque aumenta tanto a taxa de evaporação como o coeficiente de transferência de calor (K em (3-34)). No caso do ar em repouso, à sombra, os parâmetros relevantes para o conforto climático ficam limitados à temperatura e humidade. Em qualquer caso, no entanto, dados os valores da temperatura e humidade ambientes, o nível de conforto varia de indivíduo para indivíduo e depende do tipo de actividade desenvolvida (i.e., da sua taxa metabólica). Existem diversas tabelas de conforto, efectuadas por testes com voluntários em condições de ambiente controlado, utilizando roupas e actividades padronizadas.

3.12 Autoavaliação

Palavras-chave

1ª lei da Termodinâmica	Lei de Poisson
2ª lei da Termodinâmica	Lei zero da termodinâmica
Adiabática saturada	Nevoeiro de radiação
Adiabática seca	Nível de condensação
Ar húmido	Número de Avogadro
Ar seco	Pressão
Arrefecimento isobárico	Pressão parcial
Calor	Processo adiabático
Calor específico	Processo isobárico
Calor latente	Processo isocórico
Capacidade calorífica	Processo isotérmico
Condensação	Processo termodinâmico
Conforto	Psicrómetro
Constante dos gases ideais	Razão de mistura
Diagrama de fases da água	Sistema termodinâmico
Energia interna	Sublimação
Entropia	Tefigrama
Equação de estado	Temperatura
Equilíbrio termodinâmico	Temperatura do ponto de geada
Evaporação	Temperatura do ponto de orvalho
Expansão adiabática	Temperatura potencial
Fusão	Temperatura virtual
Gás ideal	Tensão de vapor
Humidade relativa	Trabalho
Impacto ambiental	Variáveis de estado
Lei de Avogadro	Variáveis extensivas
Lei de Dalton	Variáveis intensivas

Problemas

Problema 3-1 O interior de um recipiente fechado encontra-se à pressão de 1 atmosfera e à temperatura de 15°C. Calcule a sua densidade no caso de esse gás ser constituído por: (a) Oxigénio; (b) Azoto; (c) Dióxido de carbono; (d) Ar seco; (e) Ar húmido com 2% (em volume) de vapor de água.

Problema 3-2* Mostre que $T_v \approx T(1 + 0.61r)$.

Problema 3-3 Considere uma partícula de ar à pressão de 1 atm, temperatura de 20°C e cuja razão de mistura é de 12 g kg⁻¹. Calcule: a sua temperatura virtual; a sua densidade. (Nota: não se esqueça que as fórmulas só são válidas em temperaturas absolutas).

Problema 3-4 Um balão com 0.2 m³ encontra-se cheio de hidrogénio. O ar ambiente encontra-se à pressão de 1000 hPa e à temperatura de 20°C. Admitindo que o invólucro do balão tem uma massa de 100g, calcule a força de flutuação (lei de Arquimedes, cf. secção 4.1) e a aceleração do balão.

Problema 3-5 Uma casa encontra-se numa zona em que a temperatura exterior é igual a -10°C, a humidade relativa 50% e a pressão 1000 hPa. Utilize o diagrama de fases (pág. 318). (a) Admitindo que a temperatura no interior da casa vale 25°C e é obtida por simples aquecimento, qual será a sua humidade relativa? (b) Admitindo que a casa tem um volume interior de 75 m³, calcule qual a quantidade de água que será necessário evaporar para elevar a sua humidade relativa para 80% (à mesma temperatura de 25°C). (c) Qual a energia que deve ser fornecida para criar as condições descritas em b.

Problema 3-6 Às 19h observa-se uma temperatura de 10°C e uma humidade relativa de 85%. Às 6h do dia seguinte observou-se um nevoeiro com 1 g/kg de água líquida. A pressão manteve-se constante nos 1000 hPa. (a) Represente o processo seguido pela massa de ar no diagrama de fases da água. (b) Calcule a perda total de calor de cada kg de ar nesse processo, e a taxa de arrefecimento em W/kg.

Problema 3-7 Uma massa de ar à pressão de 1020 hPa e com uma humidade relativa de 80% e uma temperatura de 12°C sofre um processo de arrefecimento isobárico, que a leva aos 3°C, devido a uma perda radiativa de 1 Wkg⁻¹. Utilizando o diagrama de fases: (a) Calcule o tempo decorrido até à formação de nevoeiro; (b) Calcule o estado final da massa de ar e a razão de mistura de água líquida; (c) Calcule o tempo total decorrido.

Problema 3-8 Uma partícula de ar seco sofre um processo de ascensão rápido na atmosfera, deslocando-se entre a superfície, em que a pressão vale 1000 hPa, e o nível em que a pressão vale 900 hPa. Se for 15°C a sua temperatura inicial, qual será a temperatura atingida após a ascensão?

Problema 3-9 Calcule o trabalho realizado na expansão descrita no exercício anterior. Indique claramente o seu sinal.

Problema 3-10* Num abrigo meteorológico fizeram-se as seguintes observações: $T=10^\circ\text{C}$, $T_w=5^\circ\text{C}$ e $p=1010$ hPa. Recorrendo à fórmula psicrométrica e ao diagrama de fases, calcule o valor da razão de mistura.

Problema 3-11* Numa estação meteorológica foi feita a seguinte observação: $T=15^\circ\text{C}$, $p=1010$ hPa, $T_d=10^\circ\text{C}$. Calcule, analiticamente: e , r , RH . Utilize a equação de Clausius-Clapeyron, com $l_v=\text{const}=2.5\times 10^6$ J kg⁻¹, e a Tabela 3-4.

Problema 3-12 Admitindo que a temperatura de uma partícula de ar à superfície é de 16°C e que o nível de condensação por convecção se encontra a $p_c=840$ hPa, $T_c=0^\circ\text{C}$, determine os valores de p, r, T_d . Utilize o tefograma (pág. 317).

Problema 3-13 Uma massa de ar à temperatura de 17°C, pressão de 1000 hPa e humidade relativa de 75% sofre um processo de expansão adiabática até aos 400 hPa. Nesse processo ocorre precipitação de 70% da água condensada, após o que se dá uma compressão

adiabática que traz o ar de volta à pressão inicial. (a) Marque o processo descrito no tefigrama. Leia o estado inicial da massa de ar, o seu estado aos 400 hPa e o estado final (p, T, Td, HR, r); (b) Como variou a temperatura potencial nesse processo? (c) Como variou a temperatura potencial do termómetro molhado? E a temperatura potencial equivalente.

4 Estática da Atmosfera



Objectivos

No final do capítulo, o estudante deve:

- *Compreender o conceito de equilíbrio hidrostático e saber utilizar a equação correspondente.*
- *Saber calcular "pressões reduzidas ao nível médio do mar" e utilizar a "fórmula hipsométrica"*
- *Compreender os conceitos de "instabilidade estática", "instabilidade condicional" e "instabilidade latente" e a sua importância em meteorologia.*
- *Compreender, qualitativamente, o conceito de CAPE.*
- *Saber utilizar o tefigrama na análise dos diferentes tipos de instabilidade referidos.*



A grande eficiência do processo de expansão adiabática no arrefecimento do ar seco ou húmido torna o movimento vertical no ingrediente fundamental para a produção de condensação, isto é, no principal motor do desenvolvimento de nuvens e precipitação. Zonas de movimento vertical ascendente são zonas de expansão adiabática, favoráveis à formação de nuvens. Inversamente, nas zonas de subsidência (movimento descendente) ocorre compressão, favorecendo a evaporação das nuvens, isto é condições de céu limpo. Se for conhecido o valor da velocidade vertical, os métodos introduzidos na secção 3.8 permitem avaliar taxas de arrefecimento e aquecimento e, eventualmente, de condensação. A questão fulcral é pois a localização das zonas favoráveis ao movimento vertical.

A resposta a esta questão envolve a discussão do problema do equilíbrio de forças existente na atmosfera, no que se refere às duas forças fundamentais com componente vertical: a gravidade e a impulsão. Por outro lado, a análise a efectuar permitirá determinar o perfil vertical de pressão na atmosfera, em função da sua estrutura térmica, justificando resultados apresentados na secção 1.3.

4.1 Equilíbrio hidrostático

O movimento vertical de uma partícula de ar, inicialmente em repouso, resulta do efeito conjugado da gravidade e da impulsão. A força da gravidade é aquilo que em Física se designa por *força volúmica*, pois resulta da acção à distância da Terra sobre a partícula, e o seu ponto de aplicação é o *centro de massa* da partícula. A impulsão, por sua vez, é a resultante de uma distribuição contínua de *forças superficiais*: resulta do facto de a pressão exercida pelo ar circundante sobre a partícula variar ligeiramente de ponto para ponto da superfície da partícula. De facto, numa atmosfera em repouso é válida a *lei de Pascal* da hidrostática (também designada por *lei fundamental da hidrostática*): “a diferença de pressão entre dois pontos no interior de um fluido em repouso é igual ao peso, por unidade de área, da coluna de fluido compreendida entre os níveis desses pontos.”

A Figura 4.1 esquematiza a distribuição de forças superficiais num elemento de fluido em repouso. Admitindo que esse elemento tem área A e altura Δz e notando (cf. Figura 4.1) que a pressão exercida nas paredes laterais tem resultante nula, a condição de equilíbrio pode escrever-se:

$$|\text{Impulsão}| = |\text{Peso}| \Rightarrow A(p_{base} - p_{topo}) = \rho A(z_{topo} - z_{base})g \quad (4-1)$$

ou ainda (admitindo que a pressão só depende de z):

$$\Delta p = -\rho g \Delta z \Rightarrow \frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (4-2)$$

o que constitui a condição de *equilíbrio hidrostático*. A expressão (4-2) traduz a lei de Pascal na forma diferencial.

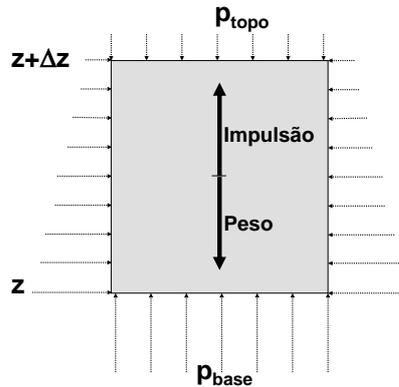


Figura 4.1 – Equilíbrio hidrostático

Exercício 4.1 – Cálculo da massa da atmosfera

A pressão atmosférica média à superfície vale $1 \text{ atm} = 101325 \text{ Pa}$. Calcule a massa total da atmosfera.

Solução:

De acordo com (4-2) a massa de uma coluna de altura Δz e com uma base A é dada por: $M = \rho \Delta z A = \frac{\Delta p}{g} A$. Aplica-se esta expressão a toda a atmosfera substituindo

Δp por $p_{\text{superfície}} - p_{\text{topo}} = p_{\text{superfície}}$ e A pela área do globo. Assim, obtém-se:

$$M = \frac{p_{\text{superfície}}}{g} 4\pi R_T^2 \cong \frac{101325}{9.8} 4\pi (6340 \times 10^3)^2 \cong 5.22 \times 10^{18} \text{ kg}.$$

4.2 O perfil vertical da pressão numa atmosfera em equilíbrio *

A condição de equilíbrio hidrostático (4-2) pode ser integrada para obter o perfil vertical de pressão na atmosfera. Recorrendo à equação de estado (3-28), pode escrever-se:

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{p}{R_d T_v} g \quad (4-3)$$

em que $T_v = T$, no caso da atmosfera seca. Separando variáveis e integrando entre um nível de referência z_0 , onde a pressão vale p_0 , e o nível genérico z , onde a pressão vale p , obtém-se:

$$\int_{p_0}^p \frac{1}{p} dp = - \int_{z_0}^z \frac{g}{R_d T_v} dz \quad (4-4)$$

O integral do primeiro membro é elementar. O integral do segundo membro depende do perfil vertical da temperatura virtual (da temperatura no caso da atmosfera seca). No caso de uma atmosfera isotérmica seca tem-se:

$$\ln(p) - \ln(p_0) = -\frac{g}{R_d T} (z - z_0) \Rightarrow p = p_0 e^{-\frac{g}{R_d T} (z - z_0)} \quad (4-5)$$

isto é, numa atmosfera isotérmica a pressão decresce exponencialmente com a altitude. No caso de uma atmosfera não isotérmica húmida, a expressão (4-4) pode ser aproximada por:

$$\begin{aligned} \ln(p) - \ln(p_0) &= -\frac{g}{R_d \bar{T}_v} (z - z_0) \Rightarrow \\ (z - z_0) &= \frac{R_d \bar{T}_v}{g} \ln\left(\frac{p_0}{p}\right) \end{aligned} \quad (4-6)$$

em que \bar{T}_v é a temperatura virtual média dessa atmosfera. A expressão (4-6) constitui a **fórmula hipsométrica**, relacionando variações de pressão com desníveis altimétricos. Esta última expressão pode ser utilizada com muito boa precisão no caso de um perfil real da atmosfera, desde que se decomponha esse perfil em camadas nas quais a temperatura e humidade variem quase linearmente e se aplique a fórmula hipsométrica, sucessivamente, a cada uma das camadas. Este foi o método utilizado para calcular a Figura 1.3, dado o perfil vertical médio de temperatura.

A importância da humidade na determinação da densidade atmosférica é aparente nas expressões anteriores. O seu impacto é no entanto relativamente pequeno, normalmente inferior a 1%.

4.3 Altimetria *

A fórmula hipsométrica é a base da altimetria barométrica. Apesar do desenvolvimento de sistemas de posicionamento por satélite (GPS), a utilização de um barómetro para o cálculo de diferenças de nível entre dois pontos ainda é um método muito utilizado, em particular em aeronáutica, dada a sua simplicidade e robustez.

Exercício 4.2 – Altimetria barométrica

Um alpinista, ao iniciar uma escalada mede a pressão e temperatura do ar obtendo os valores $p_0=900\text{mb}$ e $T_0=10^\circ\text{C}$. No topo da montanha regista os valores $p_1=810\text{mb}$ e $T_1=2^\circ\text{C}$. Estime a diferença de altitude entre os dois pontos, desprezando o efeito da humidade.

Solução:

Usa-se a expressão (4-6), fazendo $\bar{T}_v = \bar{T} = \frac{T_{base} + T_{topo}}{2} = 279\text{K}$ (Notar a conversão para graus K!). Assim:

$$\Delta z = \frac{R_d \bar{T}_v \ln(p_{base} / p_{topo})}{g} \cong \frac{287 \times 279 \times \ln(900/810)}{9.8} \cong 861\text{m}.$$

4.4 Taxa de arrefecimento na expansão adiabática *

Quando uma partícula de ar sobe (desce) na atmosfera, sofre um processo de expansão (compressão), arrefecendo (aquecendo) de acordo com a lei de Poisson (3-20). Esta última relaciona a temperatura com a pressão num processo adiabático seco. Recorrendo à condição de equilíbrio hidrostático, é possível relacionar directamente a variação da temperatura com a variação de altitude. De facto, substituindo (4-2) em (3-18), e utilizando a equação de estado, obtém-se:

$$\frac{c_p}{R_d} \frac{dT}{T} = \frac{-\rho g dz}{p} \Rightarrow -\left(\frac{dT}{dz}\right)_{ad} = \frac{g}{c_p} \quad (4-7)$$

o que implica que a taxa de variação da temperatura com a altitude no processo adiabático seco é constante (igual a cerca de $10^\circ\text{C}/\text{km}$). No caso do processo adiabático saturado, tal como foi referido na secção 3.8, a taxa de arrefecimento depende da temperatura e da pressão, pois é uma função da taxa de condensação. A Tabela 4.1 apresenta alguns valores da taxa de arrefecimento no processo adiabático saturado, mostrando, como esperado, que os valores dessa taxa se aproximam do valor adiabático seco ($\sim 10^\circ\text{C}/\text{km}$) no limite das baixas temperaturas.

Tabela 4.1 – Taxa de arrefecimento no processo adiabático saturado ($^\circ\text{C}/\text{km}$)

Pressão (mb)	Temperatura ($^\circ\text{C}$)				
	-40	-20	0	20	40
1000	9.5	8.6	6.4	4.3	3.0
800	9.4	8.3	6.0	3.9	2.8
600	9.3	7.9	5.4	3.5	2.6
400	9.1	7.3	4.6	3.0	2.4
200	8.6	6.0	3.4	2.5	2.0

4.5 Estabilidade estática

A manutenção do estado de repouso na atmosfera, no que se refere ao movimento vertical, depende do equilíbrio entre a força da gravidade e a impulsão. Na falta desse equilíbrio ocorrerá uma aceleração vertical, iniciando-se o movimento de *convecção* na atmosfera. De que depende a manutenção do equilíbrio estático da atmosfera? A Figura 4.2 apresenta uma analogia mecânica do problema do equilíbrio atmosférico. Nos três primeiros casos considerados (a-c) uma esfera inicialmente em equilíbrio sobre uma superfície é perturbada, isto é sofre um pequeno deslocamento. Na posição perturbada a esfera pode estar numa de três situações: (a) sujeita a uma força no sentido oposto ao deslocamento; (b) sujeita a uma força no mesmo sentido do deslocamento; (c) sujeita a uma força nula. Estas três situações definem condições de equilíbrio (a) estável, (b) instável e (c) indiferente. A situação descrita na Figura 4.2d corresponde a uma situação em que existe equilíbrio estável para pequenas perturbações, mas que se

revela instável para perturbações de maior amplitude. Esta situação é designada como de equilíbrio metastável.

Uma atmosfera em repouso encontra-se em equilíbrio hidrostático. Podemos estudar a estabilidade desse equilíbrio admitindo que é possível perturbar uma partícula da atmosfera, isto é, deslocá-la verticalmente (para baixo ou para cima), sem perturbar o resto da atmosfera. Para além disso, vamos aceitar que em cada instante essa partícula tem exactamente a mesma pressão que o ar circundante, no nível para onde foi deslocada. Assim, se a partícula for deslocada para cima sofre um processo de expansão adiabática, arrefecendo, se for deslocada para baixo, sofrerá um processo de compressão adiabática, aquecendo.

Inicialmente, existia equilíbrio entre a impulsão e a gravidade. Depois de deslocada a partícula, a força resultante depende da diferença entre a densidade da partícula e a densidade do meio circundante: se a partícula for menos densa que o meio (mais quente) será impulsionada para cima; se for mais densa (mais fria) será impulsionada para baixo. No caso de uma atmosfera seca, a temperatura da partícula varia conforme estabelecido pelo processo adiabático seco, à taxa de $10^{\circ}\text{C}/\text{km}$ e, portanto, a existência de estabilidade depende unicamente do perfil vertical de temperatura do meio.

A Figura 4.3 representa 2 perfis verticais de temperatura, na vizinhança de um ponto, e a evolução da temperatura de uma partícula de ar deslocada, a partir desse ponto, num processo adiabático seco. No caso do perfil A, a partícula quando sobe fica mais fria que o meio, sendo impulsionada para baixo, e quando desce fica mais quente que o meio, sendo impulsionada para cima: seja qual for o sentido da perturbação, a força resultante ($\vec{P} + \vec{I}$, designada por *flutuação*) “puxa-a” de volta para o ponto de partida. Por essa razão, o perfil A é um perfil *estaticamente estável*. Inversamente, o perfil B é *estaticamente instável*.

O efeito do processo adiabático saturado é considerado na Figura 4.4. Neste caso, apresenta-se três possíveis perfis atmosféricos (A, B e C) e os dois processos adiabático seco e adiabático saturado. Tal como no exemplo anterior, representam-se os perfis como lineares em torno do ponto de referência. Para o processo adiabático saturado tomou-se o valor de $-(dT/dz)_{sat} = 6\text{K}/\text{km}$, correspondente a um nível de partida à pressão de 800 hPa e à temperatura de 0°C (273K) (cf. Tabela 4.1). Nestas condições o perfil A é *absolutamente estável* (quer a partícula esteja ou não saturada, é “devolvida” ao seu nível de partida, pelo que existe estabilidade), o perfil B é *absolutamente instável* e o perfil C é *condicionalmente instável* (será estável para um processo adiabático seco e instável para um processo adiabático saturado). Na atmosfera a instabilidade absoluta é pouco frequente mas a instabilidade condicional é frequente.



Figura 4
estável,
indiferen

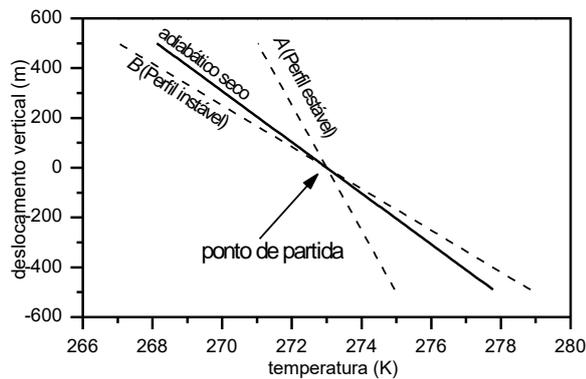


Figura 4.3 – Estabilidade estática na atmosfera seca.

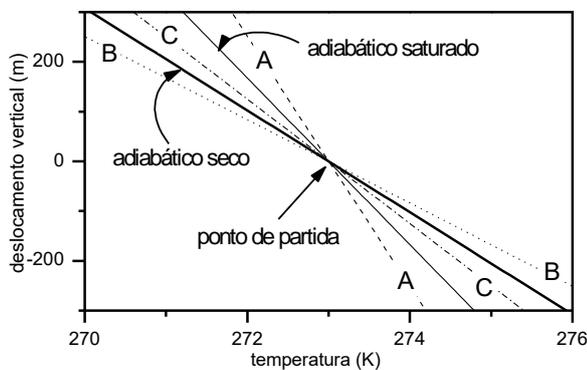


Figura 4.4 – Instabilidade condicional.

Zonas de instabilidade absoluta ou condicional são zonas favoráveis à ocorrência de movimento vertical. Nessas zonas, uma partícula perturbada para baixo será acelerada no sentido descendente e uma partícula perturbada para cima será acelerada no sentido ascendente: a instabilidade favorece o movimento vertical em qualquer dos sentidos. Na zona em que exista instabilidade tenderá a estabelecer-se uma organização do movimento, com zonas de corrente ascendente, frequentemente marcadas pela presença de nuvens convectivas, e zonas de corrente descendente.

Em média, a atmosfera é estaticamente estável. Na Troposfera, o gradiente vertical médio de temperatura é de cerca $6.5^{\circ}\text{C}/\text{km}$ (cf. Figura 1.4), bastante menor que a taxa de arrefecimento no processo adiabático seco ($10^{\circ}\text{C}/\text{km}$). No entanto esse valor é muitas vezes próximo da taxa de arrefecimento no processo adiabático saturado (cf. Tabela 4.1). Assim, tal como se mostra na Figura 4.4, é muito mais fácil atingir condições de instabilidade condicional do que de instabilidade absoluta, o que permite concluir que a presença de água na atmosfera favorece de forma significativa a instabilidade estática.

Exercício 4.3 – Instabilidade estática no tefigrama *

Uma sondagem atmosférica forneceu o seguinte perfil vertical:

Pressão (hPa)	1000	900	800	700	600	500
Temperatura (°C)	28	21	21	16	-3	-17
Temperatura do ponto de orvalho (°C)	25	15	9	7	-10	-25

(a) Marque o perfil no tefigrama; (b) classifique quanto à estabilidade as diferentes camadas: 1000/900, 900/800, 800/700, 700/600 e 600/500; (c) estime a umidade relativa em cada nível.

Solução:

(a)

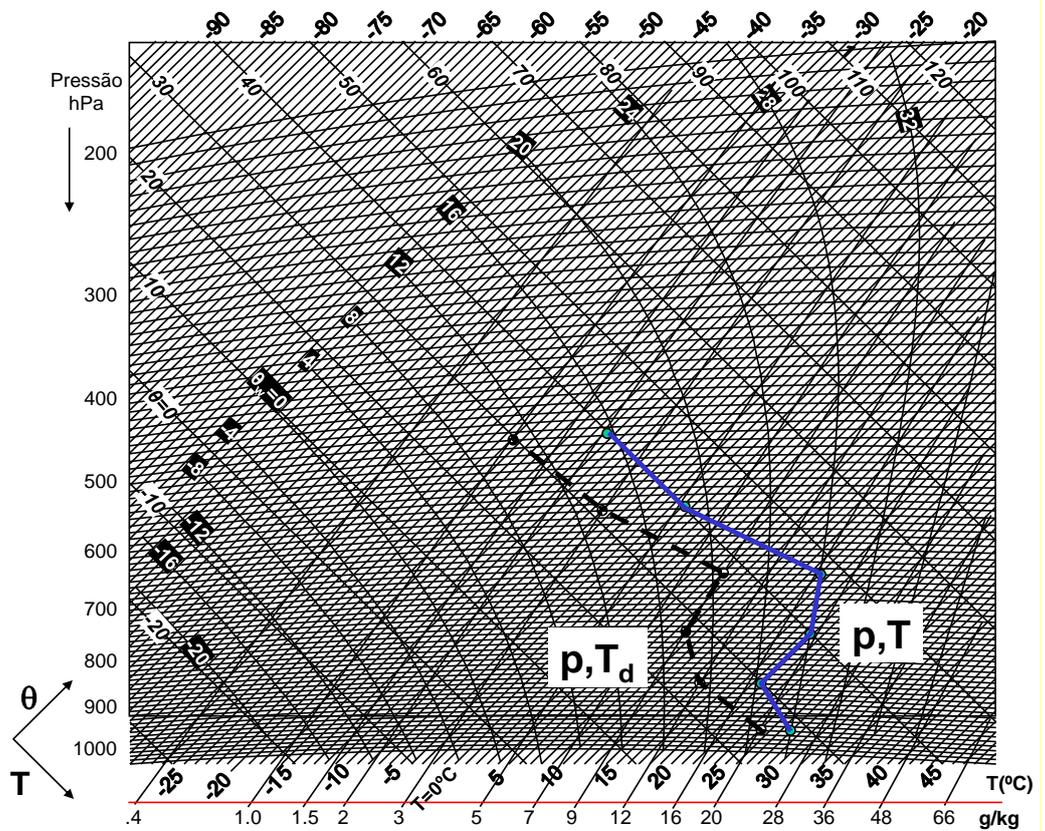


Figura 4.5 – Exercício 4.3 –.

(b)

Camada	1000/900	900/800	800/700	700/600	600/500
Estabilidade	Condicionamente instável	Estável	Condicionamente neutra	Instável	Cond. instável
Explicação	Figura 4.4 (C)	Figura 4.4 (A)	(p,T)≡ adiab. saturada	Figura 4.4 (B)	(p,T)≡ adiab. Seca

(c) Valores aproximados, lidos no diagrama (Nota: r^{sat} lê-se no ponto (p,T) e r no ponto (p, T_d):

Pressão (hPa)	1000	900	800	700	600	500
Razão de mistura (g/kg)	20	12	9	9	3	1
Razão de mistura de saturação (g/kg)	25	16.5	19	16.5	5.5	2
Humidade relativa (%)	80	73	47	55	55	50

4.6 Instabilidade latente e convecção profunda

A análise de estabilidade efectuada permite-nos concluir se uma dada camada da atmosfera vai entrar espontaneamente em movimento vertical, devido exclusivamente à flutuação. Ela não nos permite, no entanto, avaliar a extensão do movimento produzido ou as características das nuvens que poderão resultar do movimento ascendente. Por outro lado, existem situações em que o movimento vertical na atmosfera pode ser iniciado por razões independentes da flutuação e dar origem a nuvens e precipitação muito significativa: tal é o caso, nomeadamente da *precipitação orográfica*, resultante da subida de ar forçada por montanhas, ou das correntes ascendentes devidas à existência de convergência de ar à superfície.

Na secção anterior, introduzimos o conceito de instabilidade estática, recorrendo à análise do comportamento de uma partícula *ligeiramente* afastada da sua posição de equilíbrio (Figura 4.2). Para fazer análise das situações referidas no parágrafo anterior é necessário generalizar o conceito de estabilidade atmosférica a *movimentos profundos* de uma partícula de ar. Quando uma partícula de ar é obrigada a um movimento ascensional importante ela vai começar por arrefecer adiabaticamente (no tefigrama segue a recta adiabática seca, Figura 3.8) até atingir o nível de condensação, a partir desse nível a sua temperatura vai decrescer mais lentamente, seguindo a curva adiabática saturada. Ao longo do seu movimento ascensional, a partícula vai ter, em cada nível, uma temperatura (e, portanto, uma densidade) diferente do meio. Se a camada inferior for estaticamente estável, a partícula vai começar por se encontrar mais fria que o meio, sendo acelerada para baixo pela flutuação (resultante do peso+impulsão). No entanto, pode acontecer que a situação se inverta a um dado nível, passando a partícula a ser mais quente – menos densa – que o meio envolvente, sendo acelerada para cima.

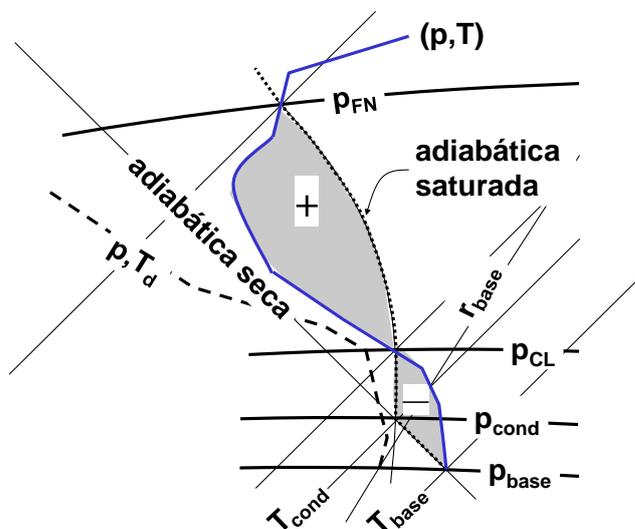


Figura 4.6 – Instabilidade latente.

A Figura 4.6 exemplifica a situação: as curvas (p,T) e (p,T_d) representam o estado da atmosfera; a partícula em ascensão arrefece até ao nível de condensação (p_{cond} , T_{cond} , que será a base da nuvem) seguindo a adiabática seca e, a partir desse nível, a adiabática saturada. A partir do nível p_{CL} (nível de convecção livre) a partícula encontra-se mais quente que o meio até ao nível p_{FN} (nível de flutuação nula).

Uma das grandes vantagens da utilização do tefigrama é o facto de as áreas marcadas nesse diagrama terem dimensão de energia, podendo ser, neste caso, interpretadas como as variações da energia cinética da partícula, em resultado da aceleração fornecida pela resultante do peso+impulsão =flutuação. Assim, a área "-" na figura representa a perda de energia cinética da partícula até atingir o nível de convecção livre e a área "+" o ganho subsequente. No caso apresentado, é claro que o ganho energético é muito superior à perda, pelo que, se existir um forçamento que inicie o processo de convecção, poderá iniciar-se um sistema *energeticamente viável*, isto é, um *cumulonimbus* eficiente. Neste caso tem-se uma *instabilidade latente*. A energia fornecida à partícula entre o nível de convecção livre e o nível de flutuação nula (área "+" na figura) é designada por *Energia Potencial Disponível para Convecção*, ou pelo acrónimo inglês *CAPE* (*Convective Available Potential Energy*). A existência de valores significativos de *CAPE* é uma condição indispensável para a formação de sistemas convectivos intensos como trovoadas e tornados.

A instabilidade latente corresponde, frequentemente, a uma condição de equilíbrio metastável (Figura 4.2d), na medida em que a sua realização exige um fornecimento de energia externo, representado pela área negativa na Figura 4.6 (designada por *CIN* – *Convective INhibition*).

4.7 Movimento vertical *

Quando a atmosfera é estaticamente estável a força de flutuação opõe-se ao movimento vertical. Isso quer dizer que, nesse caso, a flutuação funciona como uma *força restauradora* em relação a perturbações verticais do escoamento. Na presença de perturbações, por exemplo de movimentos verticais induzidos por obstáculos topográficos ou por convecção em camadas inferiores, a atmosfera vai comportar-se como um *oscilador*, dando origem a ondas designadas por *ondas gravíticas internas*. Caso contrário, i.e. se a atmosfera for estaticamente instável, qualquer perturbação vertical será prontamente amplificada pela flutuação, dando origem a *convecção*.

O movimento de uma partícula de ar que se desloca sem perturbar o meio envolvente (secção 4.5) é descrito pela lei de Newton $\vec{F} = m\vec{a}$, em que \vec{F} representa a resultante das forças aplicadas. No caso do movimento vertical, a lei de Newton pode escrever-se como uma equação escalar para a aceleração vertical, $F_z = ma_z$. Resolvendo para a aceleração, tem-se:

$$a_z = \frac{F_z}{m} \Rightarrow \frac{dw}{dt} = \frac{m_{amb}g - mg}{m} = \frac{\rho_{amb} - \rho}{\rho} g \quad (4-8)$$

em que $m = \rho V$ representa a massa da partícula de volume V e $m_{amb} = \rho_{amb} V$ representa a massa de fluido ambiente deslocado. $m_{amb}g$ é a força de impulsão (peso do volume de fluido deslocado), $-mg$ é o peso da partícula, a sua soma é a força de flutuação. Utilizando a equação de estado do ar seco (3-5), pode escrever-se a aceleração vertical em função da diferença entre a temperatura da partícula em movimento e o ambiente:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\frac{p}{R_d T_{amb}} - \frac{p}{R_d T}}{\frac{p}{R_d T}} g = \frac{T - T_{amb}}{T_{amb}} g \quad (4-9)$$

Na expressão (4-9) admitiu-se que, em cada instante, a pressão da partícula iguala a pressão ambiente no mesmo nível, o que é uma condição de equilíbrio mecânico. No entanto, admitiu-se que podem existir diferenças de temperatura entre a partícula e o meio, i.e. não existe equilíbrio térmico, pois o ar é muito mau condutor, sendo o processo de movimento vertical adiabático.

Se a partícula for perturbada a partir de um nível de referência a que atribuímos a posição $z=0$, podemos calcular a sua temperatura numa posição arbitrária z utilizando a expressão (4-7):

$$T(z) = T(0) + \left(\frac{dT}{dz} \right)_{adiab} z \quad (4-10)$$

em que $(dT/dz)_{adiab} = -g/c_p$ (secção 4.4). Por sua vez, a temperatura ambiente nesse mesmo nível depende do gradiente de temperatura do meio, i.e.:

$$T_{amb}(z) = T(0) + \left(\frac{dT}{dz}\right)_{amb} z \quad (4-11)$$

Logo tem-se, em vez de (4-9):

$$\frac{dw}{dt} = \frac{g}{T_{amb}} \left[\left(T_0 + \left(\frac{dT}{dz}\right)_{adiab} z \right) - \left(T_0 + \left(\frac{dT}{dz}\right)_{amb} z \right) \right] z \quad (4-12)$$

ou ainda

$$\frac{d^2z}{dt^2} + N^2 z = 0 \quad (4-13)$$

em que

$$N = \sqrt{\frac{g}{T} \left[-\left(\frac{dT}{dz}\right)_{adiab} + \left(\frac{dT}{dz}\right)_{amb} \right]} \quad (4-14)$$

é a frequência de Brunt-Väisälä e a taxa de arrefecimento no processo adiabático é dada por (4-7). Se N^2 for positivo (i.e. se N for real) a equação (4-13) descreve um **oscilador harmónico**, i.e. um sistema que executa uma oscilação periódica com frequência angular N .

Exercício 4.4 – Oscilações numa atmosfera estável *

Determine a frequência de Brunt-Väisälä média da troposfera e o correspondente período de oscilação.

Solução

Utilizam-se as expressões (4-14) e (4-7), com $\left(\frac{dT}{dz}\right)_{amb} = -6.5 \text{ K km}^{-1}$:

$$N \approx 1.08 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}, \text{ Período} = \frac{2\pi}{N} \approx 581 \text{ s} \approx 10 \text{ min}$$

Se $N^2 < 0$ a equação tem uma solução exponencial, i.e. a partícula é rapidamente acelerada para longe do seu ponto de partida, e temos um movimento convectivo. No caso de um movimento ascendente vertical, em regime estacionário, uma vez que a força de flutuação por unidade de massa de ar exercida sobre a corrente ascendente é dada por (4-9), tem-se que a variação da sua energia cinética é o trabalho realizado por essa força. Assim:

$$\frac{1}{2} (w_{z_1}^2 - w_{z_0}^2) = \int_{z_0}^{z_1} g \frac{T - T_{amb}}{T_{amb}} dz \quad (4-15)$$

(4-15) é equivalente à área representada na Figura 4.6. Se z_0 for o nível de convecção livre e z_1 o nível de flutuação nula, (4-15) define a CAPE.

4.8 Autoavaliação

Palavras-chave

Altimetria barométrica	Lei de Pascal
CAPE (Energia potencial disponível para convecção)	Nível de condensação por ascensão
Convecção	Nível de convecção livre
Equilíbrio hidrostático	Nível de flutuação nula
Flutuação	Precipitação orográfica
Fórmula hipsométrica	Taxa de arrefecimento adiabática saturada
Frequência de Brunt-Väisälä	Taxa de arrefecimento adiabática seca
Impulsão	
Instabilidade absoluta	
Instabilidade condicional	
Instabilidade estática	
Instabilidade latente	

Problemas

Problema 4-1 Considere uma estação meteorológica, à altitude de 1000m, na qual se fez a seguinte observação: $T=15^{\circ}\text{C}$, $p=900\text{mb}$. (Neste exercício despreza-se o efeito da humidade). Calcule a pressão reduzida ao nível médio do mar utilizando as seguintes estruturas verticais (entre os dois níveis): (a) Atmosfera isotérmica; (b) Atmosfera com gradiente vertical de temperatura constante igual a $6.5^{\circ}\text{C}/\text{km}$;

Problema 4-2 Repita a alínea (a) do exercício anterior, no caso de uma atmosfera húmida com 10 g/kg de vapor de água.

Problema 4-3 Considere uma camada da atmosfera entre os 1000 hPa e os 800 hPa, adiabática, com uma temperatura de 0°C aos 1000 hPa. Determine a sua temperatura no topo. Estime o gradiente vertical de temperatura, utilizando a fórmula hipsométrica. Compare com o valor exacto (4-7).

Problema 4-4 Considere a sondagem:

Pressão (hPa)	1000	800	700	500	400	300	200
Temperatura ($^{\circ}\text{C}$)	28	17.5	10	-7	-25	-35	-40
Razão de mistura (g/kg)	16	9	9	0.4	0.4	-	-

Marque-a no tefigrama. (b) Determine o nível de condensação por ascensão, o nível de convecção livre e o nível de flutuação nula

Problema 4-5 Classifique as diferentes camadas do perfil anterior quanto à estabilidade. Existe instabilidade latente? Justifique.

Problema 4-6 Represente a seguinte sondagem no tefigrama:

p (hPa)	910	850	770	745	660	555	500	400	300	200
T ($^{\circ}\text{C}$)	23.5	17.0	10	10	2	-10	-13	-24.5	-39.5	-35
T_d ($^{\circ}\text{C}$)	14.5	12.5	6	-1.5	-10	-13	-18	-30.5	-	-

Para o ar junto da superfície calcule: (i) temperatura potencial; (ii) razão de mistura; (iii) humidade relativa. (b) Considere a ascensão adiabática de ar a partir da base da sondagem. Calcule: (i) pressão do nível de condensação; (ii) conteúdo em água líquida aos 500 hPa; (iii) calor latente libertado entre a base e os 500 hPa; (iv) localização do nível de convecção livre; (v) localização do topo da nuvem. (c) Com base em estimativas efectuadas sobre o tefigrama, avalie a velocidade vertical aos 500 hPa, desprezando o atrito e os processos de mistura lateral. Indique as hipóteses utilizadas.

Problema 4-7 Represente a seguinte sondagem no tefigrama:

$p(\text{mb})$	920	850	800	700	600	500	400	300	250	200
$T(^{\circ}\text{C})$	24	20	15.8	6	0	-8	-19.5	-33	-38	-45
$T_d(^{\circ}\text{C})$	18.1	17.2	13.0	0.6	-14.3	-12	-24.7	—	—	—

(a) Classifique o perfil quanto à estabilidade latente, para uma ascensão a partir da superfície. Justifique; (b) Considere uma partícula que ascende a partir da superfície. Explique, qualitativamente como varia a sua velocidade vertical (identifique camadas em que se espera redução e aumento de velocidade); (c) Admita que a corrente ascendente atinge uma velocidade de 1ms^{-1} aos 750hPa. Estime, justificando, velocidades aos 900 hPa e aos 300 hPa; (d) Estime a frequência de Brunt-Väisälä na camada 900-850.

Problema 4-8 Considere a camada

$p(\text{mb})$	1000	800
$T(^{\circ}\text{C})$	25	18
$T_d(^{\circ}\text{C})$	21	5

(a) Represente-a no tefigrama; (b) Classifique a camada quanto à estabilidade estática; (c) Estime a temperatura potencial do termómetro (θ_w) molhado nos dois níveis; (d) Verifique que se a camada for obrigada a subir adiabaticamente até ocupar a zona 600-400 hPa, se tornará condicionalmente instável. Neste caso diz-se que a camada estava numa situação de instabilidade potencial, devido ao facto de $\theta_{w,base} > \theta_{w,topo}$.

Problema 4-9 O ar que ascende num cumulonimbus atinge os 850 hPa, aos 0°C , saturado, com uma velocidade ascendente de 0.5ms^{-1} . Entre os 850 hPa e os 500 hPa a temperatura do meio segue a linha $\theta_w=12^{\circ}\text{C}$. Consulte o tefigrama. (a) Estime a espessura da camada 850-500; (b) Estime a flutuação aos 850 hPa; (c) Estime a velocidade vertical aos 500 hPa.

5 Nuvens, Precipitação e Óptica Atmosférica

Objectivos

No final do capítulo, o estudante deve:

- *Conhecer os principais tipos de nuvens.*
- *Compreender o conceito de "nucleação heterogénea" e de "núcleo de condensação" e a sua importância na condensação de água na atmosfera.*
- *Conhecer, qualitativamente, os principais mecanismos de crescimento de gotículas.*
- *Compreender a relação entre convecção e precipitação e os diferentes regimes de precipitação.*
- *Conhecer qualitativamente os processos de formação de arco-íris e halos e o regime de dispersão de Rayleigh.*

A influência da água na atmosfera faz-se sentir de forma dramática quando ocorrem transições de fase. Dois factores contribuem fundamentalmente para o seu impacto nas propriedades da atmosfera: por um lado, o processo de transição de fase envolve transferências de energia muito importantes, sob a forma de *calor latente*; por outro lado, as fases condensadas – líquida ou sólida – têm *propriedades ópticas* completamente diferentes da fase gasosa. Por essas razões, a condensação de água na atmosfera, dando origem à formação de nuvens, é acompanhada por fenómenos extremamente importantes em meteorologia, originando, por vezes, sistemas meteorológicos de especial intensidade. A condensação da água constitui um passo crucial no *ciclo global da água*, criando as condições indispensáveis à precipitação sobre os continentes. Neste capítulo, falaremos ainda brevemente sobre alguns fenómenos de óptica atmosférica que, não sendo à primeira vista importantes em termos energéticos, merecem a nossa atenção dada a sua beleza.

5.1 Processos de saturação

A quantidade total de água que pode permanecer na fase vapor é limitada. Quando esse limite é atingido dá-se a saturação e tem início o processo de condensação. O valor da tensão de vapor de saturação (ou da concentração de vapor se a pressão total for constante) é uma função crescente da temperatura. Em consequência, uma parcela da atmosfera pode ser levada à saturação se (cf. Figura 3.4):

a) For arrefecida.

e/ou

b) For aumentada a sua concentração de vapor de água;

Os processos de arrefecimento susceptíveis de levar à saturação de uma partícula de ar podem, ou não, envolver trocas de calor com o seu ambiente. No primeiro caso – *processo diabático* – as trocas de calor podem ser devidas, nomeadamente, a emissão de radiação (de grande comprimento de onda) pela partícula ou a transferência de calor para uma superfície mais fria, por condução. No segundo caso – *processo adiabático* – o arrefecimento resulta da expansão da partícula, i.e., resulta da transferência de energia para o exterior sob a forma de trabalho, processo que ocorre sempre que existe movimento vertical ascendente.

O *arrefecimento adiabático* do ar húmido é o mecanismo fundamental de saturação e condensação de vapor de água. Assim, é de esperar a formação de nuvens em situações em que o movimento ascendente seja favorecido. Em particular, salientam-se:

As *superfícies frontais*, como se verá em capítulo posterior;

Zonas com *orografia* significativa;

Situações de **convecção** intensa.

As situações convectivas traduzem o resultado de um processo de *feedback* (realimentação) entre o movimento de ascensão e o próprio processo de condensação. Trata-se de uma situação em que o movimento vertical pode ser iniciado pela convergência de ar **condicionalmente instável** à superfície e intensificado pela libertação de calor latente no nível de condensação.

É possível, no entanto, produzir condições de saturação sem movimento vertical significativo desde que ocorra perda de calor ou aumento da concentração de vapor. São exemplos:

O **arrefecimento nocturno** associado à emissão de radiação. Em condições de céu limpo, a perda de calor, por radiação, do ar à superfície pode ser suficiente para que o seu arrefecimento leve a temperatura a diminuir até à **temperatura do ponto de orvalho**, ou até à **temperatura do ponto de geada**. Nesse caso dá-se a condensação, que se traduzirá no aparecimento de orvalho ou geada e, por vezes, no desenvolvimento de um nevoeiro (**nevoeiro de radiação**);

Nas **zonas costeiras**, ou em outras zonas de grande contraste horizontal das características da superfície (por exemplo na fronteira de massas de gelo), as massas de ar não se encontram em equilíbrio térmico e de humidade com a superfície. Nessas condições vão ocorrer fluxos de calor e de vapor de água entre a atmosfera e a superfície que podem favorecer a condensação.

Finalmente é, por vezes, possível produzir saturação por *mistura* de massas de ar não saturadas. Este fenómeno resulta directamente da curvatura da curva de saturação e só ocorre quando as massas de ar que se misturam se encontram ambas próximas da saturação. A Figura 5.1 exemplifica o processo: as massas (1) e (2), ambas quase saturadas, misturam-se, dando origem ao estado intermédio (1)+(2); este estado é sobressaturado e evolui (adiabaticamente) para o estado final, após condensação do excesso de vapor. No Exercício 5.1 considera-se o processo semelhante de mistura vertical, no qual uma camada inicialmente subsaturada dá origem a uma camada misturada na qual se forma uma nuvem, acima do nível de condensação por mistura.

Os diferentes processos de saturação/condensação, quando não depositam água líquida ou sólida na superfície (caso do orvalho e da geada), levam à produção de gotículas de água ou cristais de gelo em suspensão no ar, formando as nuvens. A sua zona de formação, morfologia e história estão directamente associadas ao processo da sua produção.

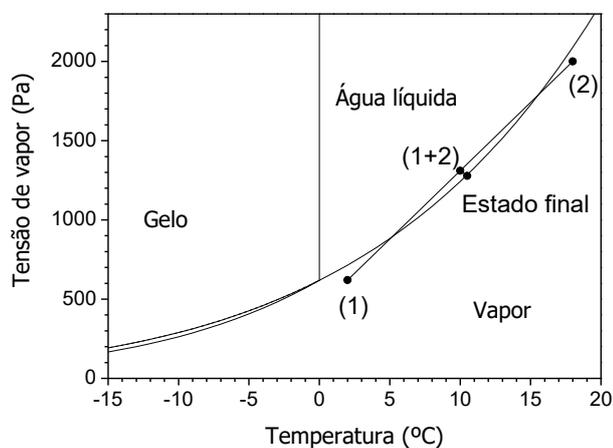


Figura 5.1 – Mistura de massas de ar com condensação: as partículas subsaturadas (1) e (2) misturam-se dando origem a uma partícula sobressaturada (1+2). Nesta partícula ocorre condensação, atingindo-se um estado de equilíbrio, com vapor saturado e gotículas em suspensão (nevoeiro de mistura).

Exercício 5.1 – Mistura vertical

Uma camada da atmosfera entre os 1000 e os 700 hPa encontra-se num estado isotérmico, a 17°C. A humidade relativa dessa camada é constante e igual a 75%. (a) Marque o estado dessa camada num tefígrama. (Marque o estado aos 1000hPa, aos 850hPa e aos 700 hPa e una por segmentos de recta). (b) Considere o processo de mistura vertical dessa camada. Estime o estado final. No caso de existir formação de uma nuvem indique a base da nuvem e a distribuição vertical de água líquida. Justifique o perfil final.

Solução

Estado inicial curva (p,T) coincide com a isotérmica dos 17°C, curva (p,T_d) coincide com a linha $r=12\text{g/kg}$. A mistura dá-se conservando r e θ . Assim $\bar{r}=12\text{g/kg}$, $\bar{\theta} \approx 32^\circ\text{C}$ (média das temperaturas potenciais na base e no topo, lidas no tefígrama). Como estas duas curvas se cruzam, existe um nível de condensação por mistura ($p \approx 800\text{ Pa}$) e acima desse nível a atmosfera está saturada. No topo da nuvem a adiabática saturada cruza a linha $r \approx 10\text{ g/kg}$, pelo que existirão 2 g/kg de água líquida, admitindo que não existiu precipitação.

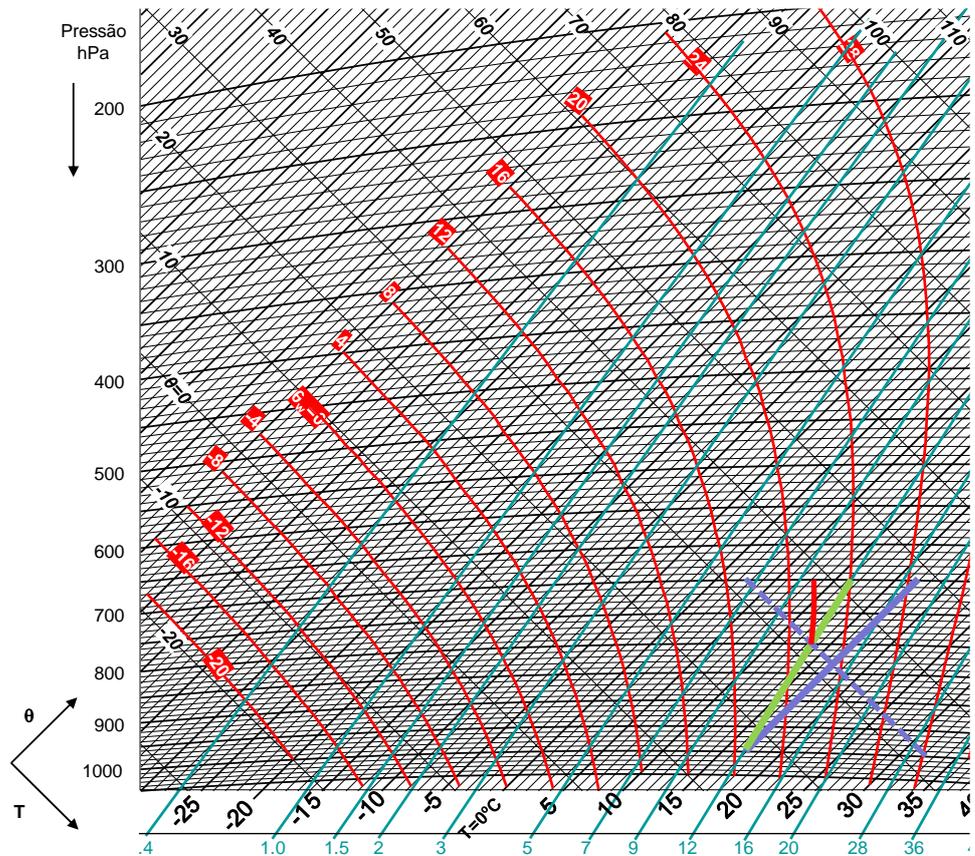


Figura 5.2 – Mistura vertical de massas de ar.

5.2 Condensação de gotículas

A curva de saturação apresentada na Figura 3.4 refere-se à saturação do vapor de água na presença de uma superfície plana e infinita de água líquida, e resulta de um equilíbrio entre um fluxo de evaporação e um fluxo de condensação. Quando a superfície de água líquida é curva, como numa esfera, o processo de evaporação é facilitado e a saturação ocorre para valores que podem ser muito mais elevados da tensão de vapor (340% de humidade relativa para $R=0.001 \mu\text{m}$, pouco mais de 100% para $R=1 \mu\text{m}$). Este facto é verificado em laboratório. Na atmosfera, no entanto, nunca se observam valores de humidade relativa muito superiores a 100%. Esta constatação levanta um problema: se as gotículas de maiores dimensões se desenvolvem por crescimento de gotículas menores e estas requerem valores extremamente elevados de humidade relativa, como é possível iniciar o processo de condensação?

Caixa 5.1– Curva de Kelvin *

O processo de transição de fase envolve uma libertação ou absorção de calor latente, devida à diferença entre as energias de ligação nas duas fases envolvidas. No caso da

condensação (transição vapor → líquido) não existe energia de ligação na fase gasosa e na fase líquida existe uma energia de ligação, que tem um valor negativo. Assim, a condensação dá lugar à *libertação* de calor latente. No entanto, quando a fase condensada existe sob a forma de gotículas de muito pequenas dimensões, há que contar com uma outra força de ligação que actua ao nível da superfície da gotícula – a *força de tensão superficial da água*. A importância relativa desta força depende da razão entre a área da gota e o seu volume pelo que, dado que a área é proporcional a R^2 e o volume a R^3 , se verifica que ela só é relevante no caso de gotículas muito pequenas, de raio inferior a $1 \mu m$. Recorrendo à Termodinâmica, é possível demonstrar que a tensão de vapor de saturação em relação a uma gotícula de água pura é dada pela *fórmula de Kelvin*, apresentada graficamente na Figura 5.3.

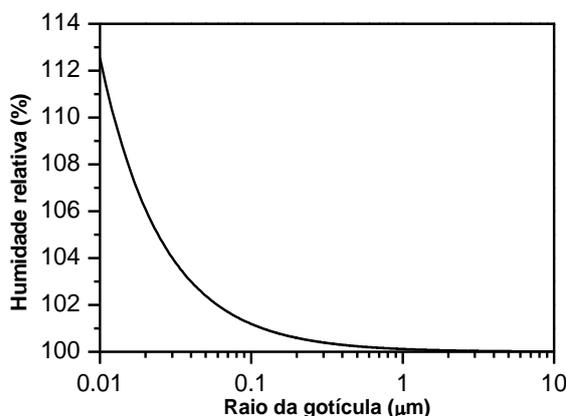


Figura 5.3 – Curva de Kelvin. Variação da humidade relativa de saturação com o raio da gotícula.

A resposta a esta questão está na existência de partículas em suspensão no ar (o *aerossol* atmosférico). Algumas dessas partículas são suficientemente grandes ($R > 1 \mu m$) e *higroscópicas*, permitindo a condensação com valores muito baixos de *sobressaturação* (1%, acima dos 100%); outras são *hidrossolúveis*, permitindo a condensação para valores da humidade relativa abaixo dos 100%. Estas partículas são referidas como *núcleos de condensação*. A sua concentração na atmosfera é bastante variável, apresentando valores mais elevados sobre os continentes, sendo um valor típico de concentração 10 000 núcleos por cm^3 . A origem dos núcleos de condensação é igualmente variável, incluindo processos naturais e fontes antropogénicas: fogos florestais, aerossol de sais marinhos, emissões industriais, etc. Em resultado da existência de núcleos de condensação, esta ocorre normalmente quando a humidade relativa atinge os 100%.

Por outro lado, deve notar-se que para temperaturas inferiores a $0^\circ C$ ($273^\circ K$) a água pode congelar (ou sublimar). Para uma superfície plana, a tensão de saturação em relação ao gelo é, na verdade, inferior à tensão de saturação em relação à água líquida (cf. Figura 5.4), pelo que a temperatura do ponto de geada (T_f) é superior à temperatura do ponto de orvalho (T_d). No entanto, só uma pequena parte dos núcleos de condensação existentes na atmosfera favorece o processo de formação de gelo, enquanto a larga maioria tem

grande afinidade pela água líquida. Por essa razão é frequente a presença de *gotículas sobrearrefecidas* de água líquida que eventualmente congelam a temperaturas bastante inferiores a 0°C (com uma nova libertação de calor latente - *calor latente de fusão*).

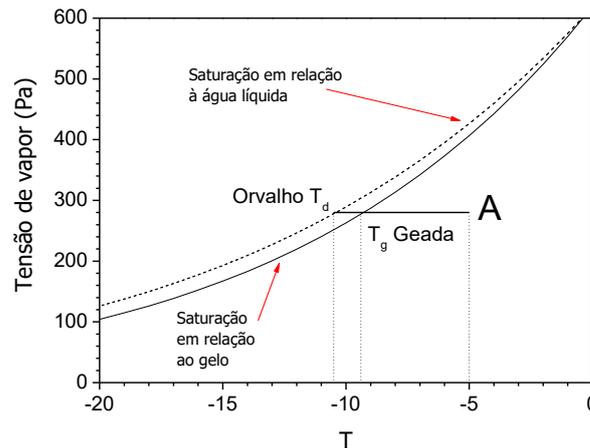


Figura 5.4 – Condensação e sublimação. T_d e T_g são, respectivamente, a temperatura do ponto de orvalho e do ponto de geada. Uma partícula, inicialmente no ponto A, que é arrefecida isobaricamente, seguindo a linha a cheio, vai estar sobressaturada em relação ao gelo, entre T_f e T_d .

5.3 Classificação de Nuvens

A localização e morfologia das nuvens dão indicações sobre os processos que lhes deram origem, podendo ser um indicador fundamental do estado da atmosfera e da sua evolução. Os nomes atribuídos às diferentes nuvens exprimem directamente uma informação sobre a sua altitude de ocorrência e sobre a sua morfologia, consistindo numa combinação de um número pequeno de características. Assim, as nuvens podem classificar-se em:

Nuvens *altas* (base acima dos 7 km), *médias* (2-7 km), *baixas* (0-2 km) e de *desenvolvimento vertical*;

Nuvens *estratiformes* (grande desenvolvimento horizontal, pouca espessura) ou *cumuliformes* (significativo desenvolvimento vertical);

Nuvens com precipitação, identificadas pelo termo nimbo (*nimbus*)

As nuvens altas são sempre extremamente ténues, com um aspecto fibroso recebendo, por essa razão, a designação de cirro (*cirrus*). As nuvens médias são sempre identificadas com o prefixo *alto*.

Assim, tem-se:

Tabela 5-1 – Classificação de nuvens

Classe	Designação	Símbolo	Altura da base
Nuvens Altas	Cirrus (cirro)	Ci	7-18 km
	Cirrocumulus (cirrocumulo)	Cc	7-18 km
	Cirrostratus (cirrostrato)	Cs	7-18 km
Nuvens Médias	Altostratus (altostrato)	As	2-7 km
	Alto cumulus (altocumulo)	Ac	2-7 km
Nuvens Baixas	Stratus (estrato)	St	0-2 km
	Stratocumulus (estratocumulo)	Sc	0-2 km
	Nimbostratus (nimbostrato)	Ns	0-4 km
Verticais	Cumulonimbus (cumulonimbo)	Cb	0-3 km
	Cumulus (cumulo)	Cu	0-3 km

5.4 Nevoeiros

Os nevoeiros são nuvens cuja base se encontra à superfície. Enquanto a generalidade das nuvens faz sentir a sua presença directamente por alterações da insolação e eventualmente sob a forma de precipitação, a presença de nevoeiro traduz-se principalmente numa diminuição da **visibilidade**, e por isso tem um grande impacto na actividade humana. Tecnicamente, para que uma dada situação seja correctamente classificada como nevoeiro é necessário que a visibilidade seja inferior a 1000 m, utilizando-se noutros casos o termo neblina.

Em geral, os nevoeiros são nuvens estratiformes e resultam de um processo lento de arrefecimento e/ou humedificação, junto da superfície. Nesse processo têm grande importância a emissão de radiação de grande comprimento de onda pelas gotículas do nevoeiro e as trocas de calor com a superfície. Quando o primeiro mecanismo é dominante na formação do nevoeiro este é classificado como **nevoeiro de radiação**, enquanto no segundo caso se designará por **nevoeiro de advecção**.

As condições favoráveis à formação de nevoeiro são: noites frias, de céu limpo e vento fraco. A ocorrência de céu limpo aumenta a possibilidade de arrefecimento radiativo nocturno, pois se existirem nuvens baixas estas emitirão radiação descendente de grande comprimento de onda, atrasando o arrefecimento da superfície. Por outro lado, se o vento for demasiado intenso, há geração mecânica de turbulência na baixa Troposfera, levando à mistura vertical com o ar mais seco que se encontra afastado da superfície, implicando uma menor probabilidade de serem atingidas condições de saturação.

Algumas horas após o nascer do Sol, verifica-se geralmente a dissipação do nevoeiro, devido ao início do processo de mistura vertical, desencadeado com o aquecimento solar da superfície. Nevoeiros muito intensos podem, no entanto, impedir a chegada de radiação ao solo, e manter-se por muitas horas.

5.5 Nuvens convectivas e precipitação

Uma grande parte das nuvens não dá origem a precipitação. As gotículas dessas nuvens mantêm dimensões reduzidas, até poucas dezenas de μm , ficando em suspensão no ar. Para que a precipitação tenha lugar é necessário que as gotículas, com diâmetros iniciais da ordem de $1 \mu m$ (0.001mm), cresçam até atingir diâmetros típicos das gotas de chuvisco ($\sim 0.1mm$) ou de chuva ($\gtrsim 1mm$). Que processos podem contribuir para um crescimento dessa grandeza?

5.5.1 Mecanismos de crescimento de gotículas e cristais

Uma nuvem real é um sistema físico relativamente complicado, em que podem coexistir vapor de água, gotículas de água, cristais de gelo, pedaços de gelo amorfo e agregados. Os componentes condensados (sólidos ou líquidos) estão animados de velocidade, pois encontram-se em queda livre, condicionada pela existência de correntes ascendentes (ou descendentes) na nuvem, e pela turbulência. A transferência de massa de água entre as diferentes fases é, por isso, não só regulada pelas leis da Termodinâmica de equilíbrio – apresentadas, nomeadamente no diagrama de fases – como pelos processos que têm lugar aquando da ocorrência de choques entre elementos condensados.

Em geral, existem na atmosfera suficientes núcleos de condensação com dimensões apropriadas e o processo de **nucleação** da fase líquida começa por deposição de uma película de água líquida sobre a superfície desses núcleos, logo que a humidade relativa atinge valores próximos dos 100%. Uma vez formadas as gotículas, com dimensões semelhantes às dos próprios núcleos de condensação, inicia-se o processo de crescimento. Numa primeira fase, o crescimento das gotículas processa-se por **condensação** de vapor, sendo alimentado por um fluxo de vapor de água do ambiente – sobressaturado – para as vizinhanças da gotícula (cf. Figura 5.5). Este fluxo manter-se-á enquanto a tensão de vapor nas vizinhanças da gotícula (e_r) for inferior à tensão de vapor no ambiente. Dado que a tensão na vizinhança da gotícula resulta do equilíbrio entre a gotícula e o seu ambiente, sendo portanto uma tensão de saturação, ela será uma função crescente da temperatura da gotícula e uma função decrescente do raio da gotícula (cf.

Figura 5.3). Por essa razão será favorecido o crescimento das gotículas maiores e mais frias.

Por outro lado, em nuvens com temperaturas abaixo dos $0^\circ C$, se existirem cristais de gelo, estes crescerão muito mais depressa que as gotículas (cf. Figura 5.4), observando-se uma transferência de massa das gotas sobrearrefecidas para os cristais. Este processo de crescimento de cristais à custa das gotículas sobrearrefecidas pode ser um processo eficiente de crescimento e é frequentemente designado por **processo de Bergeron**. De

facto, em muitas situações, a precipitação líquida à superfície resulta da precipitação de gelo nos níveis mais altos da atmosfera mas que derrete na sua queda através da nuvem.

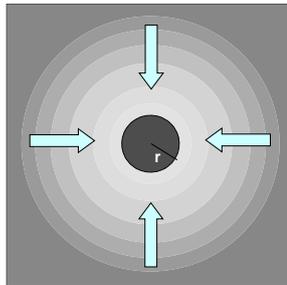


Figura 5.5 – Crescimento de gotículas e cristais por condensação. Intensidade do sombreado indica concentração de vapor; as setas indicam a direção do fluxo de vapor.

Os processos de crescimento por condensação são, em geral, demasiado lentos para explicar as taxas de crescimento efectivamente observadas, especialmente em nuvens convectivas. Neste caso, verifica-se a produção de gotas precipitantes de grandes dimensões (alguns mm) em poucos minutos, o que não pode ser explicado pelos mecanismos de condensação. Um mecanismo alternativo de crescimento é apresentado na Figura 5.6. Devido a irregularidades naturais na nuvem e ao facto de o crescimento por condensação favorecer o crescimento das gotas maiores, é de esperar que ao fim de algum tempo existam algumas gotas bastante maiores que a média. Essas gotas tenderão a cair mais rapidamente do que as gotas pequenas, pois têm uma menor razão entre área e volume (cf. Caixa 5.1). Na sua queda encontrarão muitas gotas pequenas, resultando frequentemente dos choques com aquelas a *coalescência*, isto é, o crescimento da gota grande por englobamento de gotas mais pequenas. Este processo é muito eficiente e pode produzir um crescimento rápido das gotas. Quando as gotas atingem grandes dimensões – vários mm – este processo de crescimento deixa de funcionar, porque os choques põem as gotas em rotação tornando-as instáveis, isto é, favorecendo a sua cisão em gotas mais pequenas. Esse mecanismo impede o crescimento ilimitado das gotas.

No caso de nuvens frias – em que há formação de gelo – os mecanismos de condensação e colisão-coalescência funcionam de modo semelhante ao descrito anteriormente, com o acréscimo de eficiência permitido pelo processo de Bergeron. Neste caso, no entanto, dada a maior coesão interna dos agregados de gelo, não existe uma limitação óbvia ao seu crescimento e observam-se, por vezes, blocos de granizo de grandes dimensões (com vários cm de diâmetro).

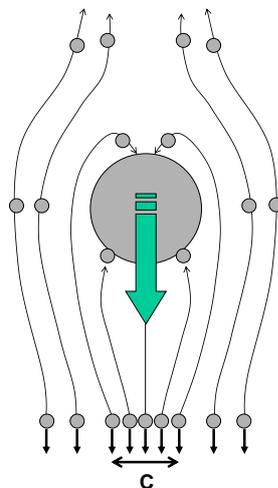


Figura 5.6 – Crescimento de uma gota por colisão-coalescência: a gota de maiores dimensões cai a uma velocidade muito maior que as gotículas. Estas seguem trajetórias perturbadas, devido à presença da gota maior, podendo eventualmente chocar com aquela. As gotas que se encontram na região C poderão contribuir para o crescimento por colisão-coalescência. Note-se que nem todos os choques originam coalescência, podendo acontecer "ressaltos".

Caixa 5.1 – Velocidade terminal das gotas (Lei de Stokes) *

Gotículas e partículas de aerossol, em queda livre na atmosfera, aceleram até ao ponto que se estabelece um equilíbrio entre o seu peso e a força de atrito devida à viscosidade do ar ("resistência do ar"). No caso de gotículas ou partículas com diâmetro D entre 2 e 40 μm (aproximadamente), a força de atrito é dada pela lei de Stokes, na forma:

$$F_{\text{atrito}} = 3\pi\eta Dv \quad (5-1)$$

em que η é a viscosidade do ar e v a velocidade da partícula. Desprezando a impulsão, pode obter-se o valor da velocidade terminal, i.e. da velocidade máxima atingida pela partícula em queda, igualando a força de atrito ao peso. Obtém-se:

$$v_{\text{terminal}} = \frac{D^2 \rho g}{18\eta} \quad (5-2)$$

sendo ρ a densidade da partícula em queda. A expressão anterior mostra que as gotas de maiores dimensões caem muito mais depressa que as gotículas, permitindo o funcionamento do processo de colisão-coalescência.

5.5.2 Regimes de precipitação

A precipitação pode ocorrer sob diversas formas, dependendo da natureza da fase precipitante (gotas de água, agregados de cristais ou granizo) e do regime de precipitação (contínua ou aguaceiros). O tipo de precipitação depende das características da nuvem que lhe dá origem e da circulação atmosférica na sua vizinhança.

As nuvens responsáveis pela maior parte da precipitação observada, na forma de chuva ou gelo, são os *nimbostratus* e os *cumulonimbus* (cf. Tabela

5-1). Nos *nimbostratus*, que como se verá no capítulo 7 estão frequentemente associados a frentes quentes, há **precipitação contínua** por períodos que se podem estender a várias horas. Os *cumulonimbus*, por sua vez, produzem, em geral, **aguaceiros** – precipitação intensa intermitente.

A precipitação que tem origem numa dada camada de uma nuvem tem de atravessar as camadas inferiores até atingir a superfície. Nesse percurso, há transformação da precipitação (evaporação das gotas, fusão do gelo, etc.) e modificação das características da massa de ar atravessada. Desse modo, a precipitação altera não só a nuvem como as camadas de ar subjacentes.

Nos *nimbostratus* o processo de arrefecimento adiabático é devido à lenta ascensão de ar húmido ao longo de uma superfície frontal, processo que se pode manter enquanto durar o sistema frontal. A corrente ascendente é, neste caso, imposta pela geometria da superfície frontal e não é muito afectada pela ocorrência de precipitação.

Nos *cumulonimbus*, por sua vez, a corrente de ar húmido ascendente resulta da própria dinâmica da nuvem. Antes de se dar a formação do *cumulonimbus*, a massa de ar que lhe vai dar origem apresenta instabilidade (cf. secção 4.5). Em resultado dessa instabilidade, vai ocorrer movimento vertical, formando-se uma corrente ascendente. Essa corrente ascendente vai implicar arrefecimento adiabático do ar transportado para cima, dando origem a condensação, isto é, à formação de uma nuvem convectiva – um *cumulus* (Figura 5.7a). O calor latente libertado na condensação reforça a corrente ascendente, e o *cumulus* cresce em profundidade e concentração, enquanto as suas gotículas ou cristais de gelo constituintes sofrem um processo de crescimento, até se transformarem em gotas ou agregados precipitantes. Começa então um processo de precipitação intensa (Figura 5.7b), passando a nuvem a ser designada por *cumulonimbus*. A precipitação inclui gotas sobrefrefecidas ($T < 0^{\circ}\text{C}$) e gelo que, ao atravessar a camada inferior da nuvem, vão levar ao seu arrefecimento (por fusão e evaporação) o que, juntamente com o efeito do atrito, vai forçar uma corrente descendente na base da nuvem. Esta corrente descendente de ar muito frio vai eventualmente ocupar uma grande parte da base, cortando o fornecimento de ar à corrente ascendente e terminando o processo de precipitação (Figura 5.7c). Este ciclo demora, em geral, cerca de 30 minutos e explica a intermitência do processo de precipitação por aguaceiros (grosso modo 15 minutos de precipitação e 30 minutos de intervalo).

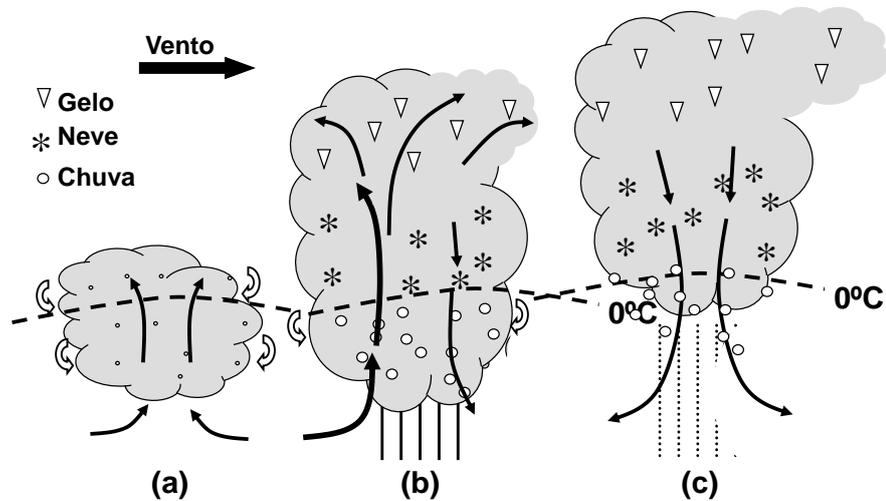


Figura 5.7 – Ciclo de vida de um cumulonimbus: (a) incipiente, (b) estado maduro (precipitação intensa), (c) dissipação (chuva fraca).

Em algumas tempestades é possível obter intensidades de precipitação comparáveis às dos aguaceiros mas de forma contínua, por períodos de muitas horas. Tais intensidades são comuns em tempestades tropicais e ocorrem, excepcionalmente, nas latitudes médias e elevadas. Para que elas sejam possíveis é necessário que a geometria dos cumulonimbus seja tal que permita a coexistência de uma corrente ascendente com as correntes descendentes geradas pelo processo de precipitação. Diversas configurações têm sido identificadas, capazes de gerar tempestades com essas características – *supercélulas*, *linhas de borrasca*, *tempestades multicelulares* – mas a sua descrição ultrapassa os objectivos deste trabalho.

5.5.3 Trovoadas

Na atmosfera existe um campo eléctrico permanente, associado a uma diferença de potencial entre o solo (negativo) e a Ionosfera (positiva), com uma intensidade, em condições de bom tempo, de cerca de 100 V m^{-1} . O valor elevadíssimo da diferença de potencial entre o globo e a Ionosfera é um bom indicador da importância da actividade eléctrica na atmosfera. O que mantém essa diferença de potencial? As trovoadas são, seguramente, um dos mecanismos fundamentais a considerar.

Em cada instante, existem em todo o mundo cerca de 1000 a 2000 trovoadas, com maior concentração nas regiões tropicais. Essas trovoadas ocorrem em cumulonimbus particularmente violentos, caracterizados por fortes correntes ascendentes e, na maior parte dos casos, pela geração de abundante concentração de gelo. Os mecanismos responsáveis pela separação de cargas nesses cumulonimbus, e pela criação dos campos eléctricos de grande intensidade que são necessários para justificar as

trovoadas, não são ainda completamente compreendidos, dada a dificuldade de observação do fenómeno. Existem, no entanto, diversas teorias plausíveis, capazes de justificar esse processo.

Uma teoria relativamente simples explica a separação de cargas em nuvens frias, com precipitação de gelo, recorrendo a um *efeito termoeléctrico*. Quando uma partícula de gelo cai numa nuvem vai encontrar no seu caminho gotículas sobreaquecidas e cristais de pequenas dimensões. As gotículas que choquem com a partícula de gelo são *colectadas* sofrendo congelação instantânea. Da congelação resulta uma libertação de calor latente, traduzida num aquecimento da superfície da partícula colectora. Assim, ao fim de algum tempo, a superfície inferior desta partícula vai encontrar-se mais quente do que o seu interior (e que toda a zona superior), permitindo o funcionamento do efeito termoeléctrico: parte das moléculas de água estão dissociadas em iões positivos (H^+) e negativos (OH^-); estes iões vão tender a deslocar-se para a região mais quente da partícula mas, como os iões positivos têm muito maior mobilidade, vai observar-se nessa zona uma acumulação de cargas positivas. Assim, a superfície inferior da partícula vai apresentar-se carregada positivamente e, se chocar com um cristal de gelo e este ressaltar, vai-lhe "roubar" cargas negativas, deixando-o carregado positivamente. Ora, enquanto as partículas precipitantes se deslocam, devido ao seu peso, em direcção à base da nuvem, os pequenos cristais de gelo são arrastados na corrente ascendente em direcção ao topo. Este mecanismo justifica a criação de um transporte de cargas positivas para o topo da nuvem e de cargas negativas para a base, tal como é indicado na Figura 5.8. Note-se que esse transporte é efectuado *contra* o campo eléctrico permanente, contribuindo, assim, para a sua manutenção. Existem outras teorias de separação de cargas, envolvendo, nomeadamente, indução electromagnética e variantes do efeito termoeléctrico, que podem ser consultadas em textos da especialidade. A Figura 5.8 mostra, para além dos dois centros de carga positiva e negativa explicados pela teoria anterior, a presença, frequentemente observada, de uma pequena zona de carga positiva, na base da nuvem. Esta região positiva pode ser explicada por processos termoeléctricos associados ao processo de fusão das partículas de gelo.

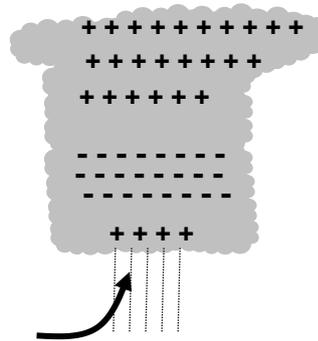


Figura 5.8 – Distribuição de cargas numa trovoada. A distribuição de condensados e o escoamento no interior da nuvem está indicado na Figura 5.7b. Redesenhado a partir de Wallace e Hobbs, *Atmospheric Science*.

5.6 Óptica atmosférica

A interacção da radiação solar com a atmosfera dá origem a uma série de fenómenos ópticos que, apesar de muitas vezes não terem importância em termos energéticos, têm merecido desde sempre grande atenção, dada a sua grande beleza e o mistério envolvido na sua formação. Alguns destes fenómenos ocorrem em céu limpo, mas a maior parte deles necessita da presença de água condensada, na forma de gotas ou cristais de gelo.

A interacção da radiação solar com os diferentes constituintes da atmosfera pode assumir diversas formas:

Sempre que existe mudança das condições de propagação da luz, pode ocorrer *refracção*. A refracção satisfaz de *lei de Snell-Descartes*: quando existe uma passagem de um raio de luz de um meio menos refringente para um meio mais refringente, o raio aproxima-se da normal à superfície de interface entre os dois meios (Figura 5.9), dependendo a alteração da direcção de propagação da diferença entre a velocidade da luz nos dois meios. Dado que diferentes comprimentos de onda possuem, no interior de materiais transparentes, velocidades diferentes, a refracção pode dar origem a *separação espectral da luz*.

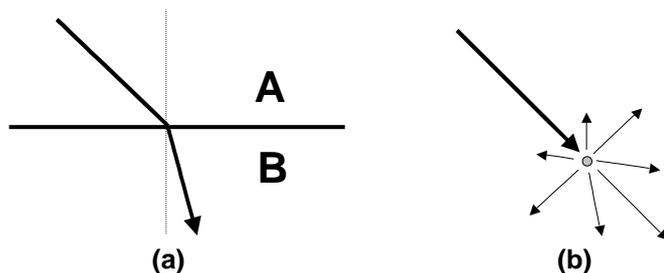


Figura 5.9 – (a) Refracção da luz: o meio B é mais refringente que o meio A. (b) Dispersão da luz: feixe paralelo dá origem a feixe divergente.

A propagação da luz pode também ser afectada por *dispersão*. A dispersão é uma interacção entre a radiação e as partículas da atmosfera e pode ocorrer em três regimes (cf. secção 2.5): de Rayleigh, de Mie e da óptica geométrica.

Quando um raio de luz passa na vizinhança de um obstáculo pode ocorrer o fenómeno de *difracção*, implicando uma alteração da sua direcção de propagação e, eventualmente a produção de padrões de interferência (construtiva ou destrutiva).

Para além disso, a radiação pode ser absorvida, dando origem a aquecimento, processo discutido no capítulo 2.

Os diferentes fenómenos de óptica atmosférica podem ser explicados recorrendo às leis de propagação da luz. Em condições especiais, essas leis dão origem a efeitos invulgares de grande impacto visual. Nesta secção vamos referir alguns desses efeitos.

5.6.1 A cor do céu

Durante o dia, o céu limpo é azul e o disco solar é quase branco. Ao nascer e pôr-do-sol, no entanto, as cores do céu mudam completamente: o disco solar muda gradualmente de cor, passando pelo amarelo e laranja até atingir o vermelho, afectando igualmente as cores do céu no horizonte; longe do disco solar o céu mantém-se azul.

O padrão de cores descrito é completamente explicado pelo fenómeno da dispersão da luz. Dado que as moléculas de ar têm um diâmetro muito inferior ao comprimento de onda da luz visível, a dispersão dá-se no regime de Rayleigh, favorecendo fortemente os pequenos comprimentos de onda (zona azul do espectro). Assim, a luz que nos chega directamente do disco solar vai ser empobrecida em azul, enquanto a luz que nos chega da atmosfera é rica em azul.

Quando o Sol se encontra alto (Figura 5.10a) a camada de atmosfera atravessada é pouco espessa e a oportunidade para dispersão da luz é reduzida; por essa razão a radiação que chega à superfície é quase branca.

Quando o Sol baixa para o horizonte (Figura 5.10b), a radiação atravessa uma camada cada vez mais extensa e a dispersão lateral torna-se importante; em consequência, a luz que chega do disco solar torna-se cada vez mais pobre em pequenos comprimentos de onda, aparecendo com um tom alaranjado ou mesmo avermelhado. Em qualquer dos casos (Figura 5.10c) a radiação que nos chega da atmosfera resulta exclusivamente da dispersão, sendo muito rica em azuis.

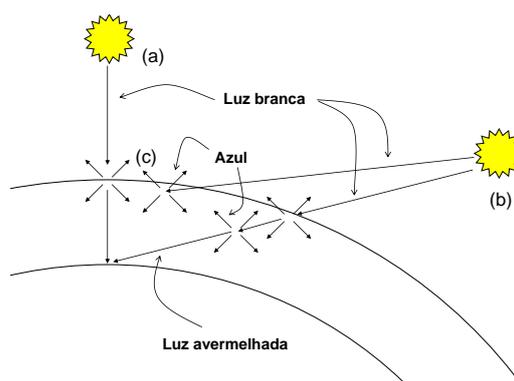


Figura 5.10 – Dispersão de Rayleigh: (a) meio-dia solar, a luz vinda do disco solar é praticamente branca, a luz dispersa pelos gases atmosféricos é azulada; (b) pôr-do-sol, a luz vinda do disco solar é avermelhada devido à perda de pequenos comprimentos de onda por dispersão.

5.6.2 Arco-íris

O arco-íris é um dos mais espetaculares fenômenos de óptica atmosférica, apesar de ser relativamente frequente. Para a sua observação é necessário que o Sol se encontre nas costas do observador e que na direção observada exista chuva. Nestas condições, tal como foi inicialmente explicado por Descartes (1637) os raios de luz solar podem sofrer refração nas gotas de chuva, sendo o ângulo de refração uma função do comprimento de onda da luz. Uma parte dos raios de luz vai atingir as gotas de chuva com um ângulo tal que vai ocorrer uma refração seguida de reflexão na face oposta e uma segunda refração, de tal modo que os raios vão emergir da gota fazendo um ângulo de 40° com o raio incidente, no caso da luz azul, e de 42° no caso da luz vermelha (Figura 5.11a). Uma pequena fração dos raios pode, no entanto, incidir sobre as gotas com um ângulo susceptível de levar a uma dupla reflexão interna, originando a situação descrita na Figura 5.11b. Nesse caso, o ângulo de emergência é mais elevado e a ordem das cores é invertida. Assim, vamos observar um *arco-íris primário* ocupando uma coroa circular, centrada na direção definida pelo Sol e pelo observador, com 2° de abertura entre 40° e 42° e, eventualmente, um *arco-íris secundário*

a 8° de distância para o exterior. No arco-íris primário, a cor interior vai ser o azul enquanto no arco-íris secundário a cor interior será o vermelho.

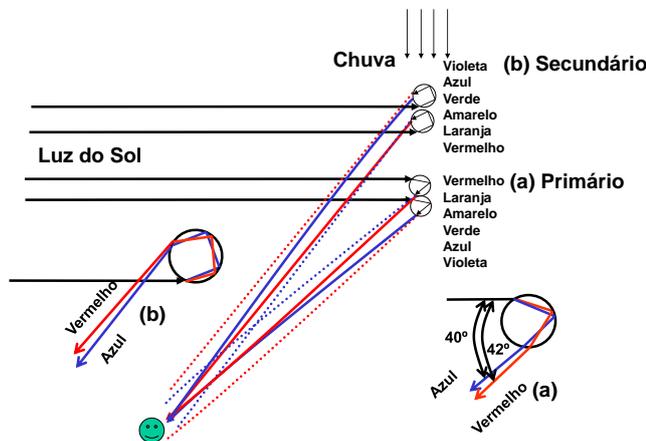


Figura 5.11 – Refracção em gotas de chuva: (a) reflexão simples dá origem ao arco-íris primário; (b) dupla reflexão dá origem ao arco-íris secundário, com sequência de cores invertida.

5.6.3 Halos

Tal como o arco-íris, os *halos* são fenómenos que resultam da refração da luz. Neste caso, no entanto, trata-se de refração em cristais de gelo e não em gotas de água líquida. O gelo cristaliza no sistema hexagonal dando, geralmente, origem a prismas hexagonais com diferentes *razões de forma*, existindo dois casos limite: prismas com uma largura da base muito menor que a altura (na forma de lápis, Figura 5.12a) e *placas* hexagonais (Figura 5.12b), isto é, prismas com uma altura muito menor que a base. Por vezes, em nuvens altas (e.g. *cirrostratus*) observa-se uma população de cristais relativamente homogénea e a refração dos raios de luz solar nesses cristais produz um padrão regular no céu. Para que o efeito seja observável é preciso ainda que não existam nuvens médias ou baixas que o ocultem.

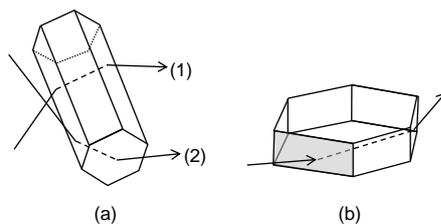


Figura 5.12 – Refracção em cristais de gelo: (a) cristal em forma de prisma alongado – (1) 22° , (2) 46° ; (b) placa.

A refração da luz em prismas hexagonais de gelo pode dar origem a diversos efeitos. Dois desses efeitos são designados por *halos* e consistem na observação de uma linha circular de luz intensa, centrada no Sol, com dispersão de cores entre o interior e o exterior. O halo mais comum tem uma abertura de 22° e o halo secundário tem uma abertura de 46° . Estes dois halos são produzidos na presença de uma camada de cristais de gelo hexagonais na forma de prismas alongados. No caso do halo de 22° , a zona de luz intensa resulta da refração de raios de luz que incidem numa parede lateral do cristal e emergem noutra parede lateral (Figura 5.12a-1). Alguns, geralmente poucos, raios de luz incidem numa parede e emergem numa base, ou vice-versa, dando origem ao halo de 46° , geralmente menos brilhante (Figura 5.12a-2). Quando os cristais têm a forma de placas pode ocorrer a situação referida na Figura 5.12b.

A Figura 5.13 mostra como é produzido o halo de 22° , na presença de uma camada de cristais alongados. O observador vai ser atingido unicamente pela luz do disco solar e pela luz refractada na circunferência com 22° de abertura, que aparecerá como um halo luminoso centrado no Sol (ou na Lua).



Figura 5.13 – Formação do halo de 22° : (a) Esquema, (b) Fotografia de halo solar na Antártica (J. Bortniak, NOAA Corps, www.photolib.noaa.gov). Note que os dois cristais representados em (a) têm alinhamentos diferentes mas a incidência dá-se numa face lateral e a emergência noutra face lateral, dando origem ao mesmo desvio angular.

5.7 Autoavaliação

Palavras-chave

Aguaceiros	Lei de Stokes
<i>Alto cumulus</i>	Linhas de borrasca
<i>Alto stratus</i>	Mecanismos de crescimento de gotas
Arco-íris primário	Nevoeiro
Arco-íris secundário	Nevoeiro de advecção
<i>Cirrocumulus</i>	Nevoeiro de mistura
<i>Cirrostratus</i>	Nevoeiro de radiação
<i>Cirrus</i>	Nimbostratus
Colisão-coalescência	Nucleação
Cor do céu	Núcleos de condensação
<i>Cumulonimbus</i>	Nuvens
<i>Cumulus</i>	Nuvens estratiformes
Dispersão da luz	Precipitação contínua
Dispersão de Rayleigh	Processo de Bergeron
<i>Stratocumulus</i>	Processos de saturação
<i>Stratus</i>	Supercélula
Gotículas sobreenflocadas	Tempestade multicelular
Halo	Visibilidade

Problemas

Problema 5-1 Duas massas de ar à pressão de 1010 hPa misturam-se isobaricamente, em partes iguais, sem trocas de calor com o exterior. Antes da mistura uma das massas de ar tem a temperatura de 30°C e 90% de humidade relativa e a outra apresenta uma temperatura de 5°C e 95% de humidade relativa. (a) Utilize o diagrama de fases da água para determinar o estado termodinâmico da massa de ar misturada (T, p, RH). (b) Calcule a concentração do nevoeiro de mistura.

Problema 5-2 Explique o processo de crescimento de cristais de gelo numa nuvem mista, isto é, constituída por vapor, gotas sobreenflocadas e cristais de gelo.

Problema 5-3 Um processo utilizado para favorecer a ocorrência de precipitação em nuvens com temperaturas abaixo dos 0°C, consiste no lançamento de cristais de iodeto de prata (*cloud seeding*), cuja forma de cristalização é idêntica à dos cristais de gelo. Explique o seu papel.

Problema 5-4 Durante o dia, o céu é azul mas as nuvens são brancas. Porquê?

Problema 5-5 A dispersão de luz solar pelas moléculas de ar tem um papel relevante no balanço energético da superfície da Terra. Justifique.

Problema 5-6 A formação de trovoadas em terra é mais frequente durante a tarde. A que se deve esse facto?

Problema 5-7 O topo de um *cumulonimbus* encontra-se geralmente acima do nível de flutuação nula (cf. secção 4.6), atingindo por vezes a baixa Estratosfera. Porquê?

Problema 5-8 Uma massa de ar saturada à temperatura de 20°C entra, aos 900 hPa, numa corrente ascendente de um *cumulonimbus*. Qual é a concentração máxima de água líquida que poderá ser atingida nessa nuvem? (Utilize o tefigrama)

Problema 5-9 As situações de precipitação muito intensa em Portugal ocorrem geralmente com vento de sudoeste. Explique porquê.

Problema 5-10 A precipitação média na Terra (continentes e oceanos) é de cerca de 1m/ano. Calcule: (a) A taxa média de evaporação em $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$; (b) O fluxo de calor latente; (c) Compare com o fluxo médio absorvido de radiação solar.



6 Vento

Objectivos

No final do capítulo, o estudante deve:

- *Compreender o conceito de escoamento estacionário e sua relação com o equilíbrio de forças numa partícula.*
- *Saber utilizar os conceitos de vento geostrófico e de vento do gradiente.*
- *Compreender o efeito do atrito no vento junto da superfície e as suas implicações: convergência de ar em depressões e divergência em anticiclones, circulação vertical.*
- *Compreender a relação entre o campo da pressão e o "estado do tempo", por intermédio das circulações secundárias.*

A radiação solar é a fonte última da circulação atmosférica, mas a relação entre aquecimento solar e o vento observado é subtil. A nossa experiência prática diz-nos que o vento é muito variável: contrariamente, por exemplo, à temperatura, não existem, em geral, ciclos diurnos ou anuais claros e é frequente observarmos variações extremamente rápidas da sua velocidade e direcção. Ao mesmo tempo, no entanto, sabemos, desde a invenção do barómetro, que existe uma relação muito estreita entre o vento e a distribuição da pressão atmosférica. Neste capítulo, vamos discutir essa relação, deixando para os capítulos seguintes a discussão do papel do aquecimento na produção da circulação atmosférica.



Figura 6.1 – Anemómetro de copos e cata-vento: sistema tradicional lado a lado com anemómetro de estação automática. (Estação do Instituto Geofísico do Infante D. Luís, fotografia J. Cristina)

6.1 Forças a que se encontra sujeita uma partícula de ar

O movimento do ar pode ser estudado recorrendo às leis da Dinâmica, aplicadas a um fluido. No caso de uma partícula material, ou um corpo rígido, o ponto de partida é a **2ª Lei de Newton** (Lei Fundamental da Dinâmica):

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (6-1)$$

em que \vec{F} é a resultante de todas as forças externas aplicadas sobre a partícula, m a sua massa e \vec{a} a aceleração. A mesma lei pode ser aplicada a um fluido, desde que se considere aquele dividido em elementos de volume de muito pequenas dimensões (infinitesimais), sendo cada um desses elementos caracterizado por um único valor de todas as variáveis relevantes,

nomeadamente \vec{F} e \vec{a} . Assim, apesar de ser claro que, num fluido, os valores da velocidade ou da densidade variam de ponto para ponto e de instante para instante, podemos (até certo ponto) tratar cada um dos seus elementos de volume como se se tratasse de uma partícula material perfeitamente identificada.

A utilização da lei (6-1) para calcular a evolução de uma partícula material – ou de um elemento de volume num fluido – exige um conhecimento completo das forças externas aplicadas. Que forças são essas no caso de uma partícula de ar na atmosfera?

No Capítulo 4, considerámos as principais forças envolvidas no movimento vertical de uma partícula – a força da **gravidade** ($m\vec{g}$ – peso, aplicado no centro de gravidade da partícula) e a força do **gradiente de pressão** (\vec{F}_p , actuando na sua superfície) – e verificámos que existe equilíbrio entre o peso e a impulsão (componente vertical da força do gradiente de pressão). Para além destas duas forças, três outras precisam de ser consideradas: a força de **atrito** (\vec{F}_a), a força **centrífuga** (\vec{F}_{cf}) e a força de **Coriolis** (\vec{F}_{cor}). Assim podemos rescrever (6-1) na forma:

$$m\vec{g} + \vec{F}_p + \vec{F}_{cf} + \vec{F}_{cor} + \vec{F}_a = m\vec{a} \quad (6-2)$$

A força de atrito resulta da **viscosidade** do ar. Num dado elemento de volume de ar, a força de atrito actua tangencialmente na sua superfície (a força do gradiente de pressão é normal a essa superfície) opondo-se ao seu movimento em relação a outras partículas. Como o ar é um fluido muito pouco viscoso, a força de atrito é, em geral, desprezável, excepto no caso dos movimentos de muito pequena escala (inferior ao mm). Nas primeiras centenas de metros acima da superfície, no entanto, o efeito da turbulência pode ser, em muitos casos, considerado semelhante ao do atrito.

A força centrífuga e a força de Coriolis são **forças de inércia**, isto é, forças aparentes que resultam do facto de observarmos o movimento do ar a partir de um ponto fixo na superfície de um planeta em rotação. A **força centrífuga** é mais fácil de compreender: resulta directamente da rotação da Terra e consiste numa força perpendicular ao eixo de rotação da Terra, dirigida para fora. Forças centrífugas fazem parte da nossa experiência diária, em particular quando nos deslocamos num veículo em curva, e são um bom exemplo da importância *real* de forças designadas por *aparentes* ou *fictícias*. Em termos práticos, a força centrífuga devida à rotação da Terra pode ser considerada como uma ligeira alteração do valor da gravidade local, traduzida numa redução do peso e numa alteração da direcção da vertical (Figura 6.2), definindo a força gravítica como a soma da força gravitacional com a força centrífuga. A força centrífuga é dada pela expressão:

$$|\vec{F}_{cf}| = m\Omega^2 R_T \cos\varphi \quad (6-3)$$

em que $\Omega = 7.293 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$ (1 volta completa por *dia sideral*) é a *velocidade angular da Terra*, R_T é o raio da Terra e φ é a latitude. A força centrífuga é perpendicular ao eixo da Terra e dirigida para o exterior, sendo máxima no Equador e nula nos Pólos. A presença da força centrífuga é responsável pelo ligeiro achatamento da Terra (Figura 6.2), de forma a garantir que, em cada ponto, a força resultante da acção conjunta da atracção gravitacional e da força centrífuga é perpendicular à superfície. A soma destas duas forças define a “gravidade aparente” ou “força gravítica” e a sua direcção define a *vertical do lugar*. É importante notar que, devido ao achatamento da Terra a força gravitacional tem uma componente horizontal que, no caso de um objecto em repouso, está em equilíbrio com a componente horizontal da força centrífuga.

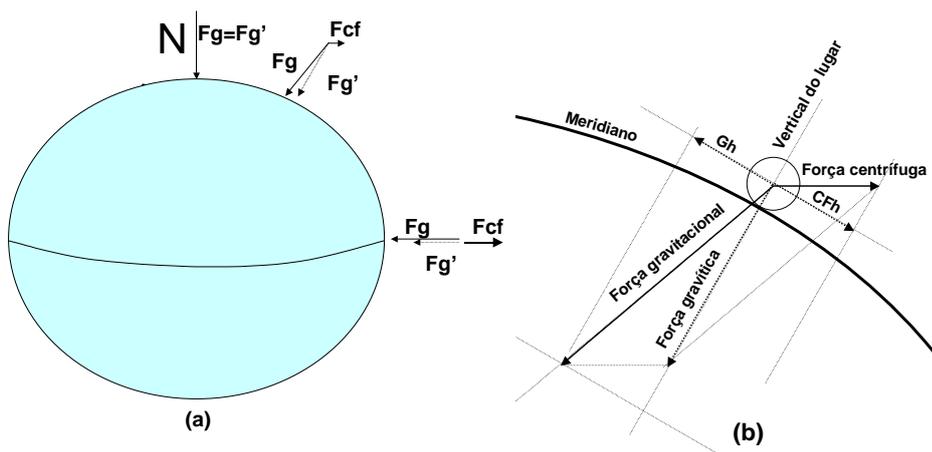


Figura 6.2 – Força gravitacional (F_g), dirigida para o centro da Terra, e força gravítica (F_g'), perpendicular à superfície média do Globo: (a) variação do efeito da força centrífuga com a latitude, (b) equilíbrio de forças nas latitudes médias. Note-se que o efeito da força centrífuga está muito exagerado, implicando um achatamento também exagerado do Globo. A força centrífuga é máxima no Equador e nula nos Pólos. Nota: o achatamento da Terra introduz um ligeiro desvio na própria força gravitacional, que podemos desprezar.

A *força de Coriolis* é uma consequência mais subtil da rotação da Terra e é muito mais importante em Meteorologia (e Oceanografia). Enquanto a força centrífuga se faz sentir também sobre objectos em repouso na superfície da Terra, a força de Coriolis só revela a sua presença no caso de objectos com movimento em relação ao planeta. Quando um objecto se desloca em relação à superfície da Terra o seu movimento em relação às estrelas fixas vai ser a soma do seu movimento em relação à Terra com o próprio movimento da superfície da Terra no espaço. Assim, mesmo que o movimento relativo seja uniforme e rectilíneo, o movimento absoluto será

curvilíneo, implicando acelerações centrífugas que não são dadas pela expressão (6-3), pois o objecto desloca-se a uma velocidade diferente da Terra. Assim, a diferença entre a força centrífuga total e a força centrífuga que actua sobre um objecto em repouso é a força de Coriolis.

Devido à força de Coriolis, um objecto em movimento livre horizontal no Hemisfério Norte sofre uma aceleração perpendicular à sua velocidade, para a direita, de módulo:

$$a_{cor} = (2\Omega \sin \varphi) v = f v \quad (6-4)$$

em que v é o módulo da sua velocidade e f o *parâmetro de Coriolis*. No Hemisfério Sul a expressão (6-4) continua a ser válida, implicando neste caso um desvio para a esquerda ($\sin \varphi < 0$). A força de Coriolis que actua sobre uma partícula de ar (ou qualquer objecto em movimento livre) será, naturalmente, o produto da aceleração de Coriolis pela sua massa. A Caixa 6.1 discute, com mais pormenor, a origem da Força de Coriolis.

Caixa 6.1 – Efeito de Coriolis

O efeito de Coriolis pode ser explicado de diversas formas. Formalmente, o efeito surge quando se escrevem as equações do movimento, i.e. a lei de Newton, num sistema de referência que roda com a Terra. Um objecto que se desloque sobre a Terra vai executar uma trajectória curvilínea no espaço, resultado da composição do seu movimento relativo com o movimento do planeta. No caso de um objecto que se desloque na direcção Oeste-Leste, seguindo um paralelo, desse movimento resulta uma força centrífuga total superior ao previsto na expressão (6-3), pois o seu movimento tem a mesma direcção do movimento da Terra mas é mais rápido. Em consequência, para além da força centrífuga prevista em (6-3) existirá uma força adicional – a força de Coriolis – desviando o corpo para Sul (para a direita) e para cima. A Figura 6.3 representa essa situação.

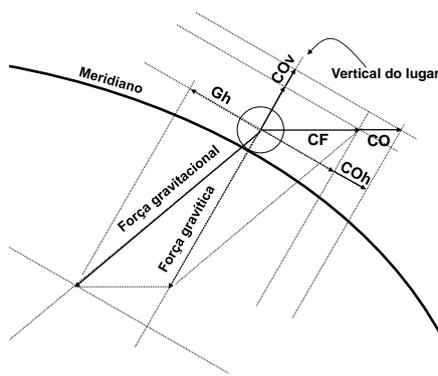


Figura 6.3 – Força centrífuga (CF) e força de Coriolis (CO) exercidas sobre um objecto que se desloca, no Hemisfério Norte, ao longo de um paralelo de Oeste para Leste. A força centrífuga total é a soma CF+CO, implicando um desvio para a direita (Sul) e para cima. No caso do deslocamento de Leste para Oeste o desvio dar-se-ia para a direita (Norte) e para baixo.

A situação correspondente ao caso de um objecto que se desloca na direcção Sul-Norte (ou Norte-Sul) é um pouco mais difícil de visualizar. Nesse caso, é preciso notar que enquanto o movimento relativo do objecto se faz ao longo de um arco de meridiano, o seu movimento absoluto descreve uma espiral tridimensional, conforme

representado na Figura 6.4. Em consequência, a aceleração total tem uma componente para a direita (para Leste), isto é uma aceleração de Coriolis, conforme está indicado na Figura 6.5. Nas condições consideradas nessa figura, a aceleração centrífuga vale cerca de 0.024 ms^{-2} (0.02% da gravidade), implicando uma redução de 0.017% do peso aparente a essa latitude e um desvio 0.1° da vertical, e a aceleração de Coriolis vale cerca de 0.003 ms^{-2} (1/8 da aceleração centrífuga).

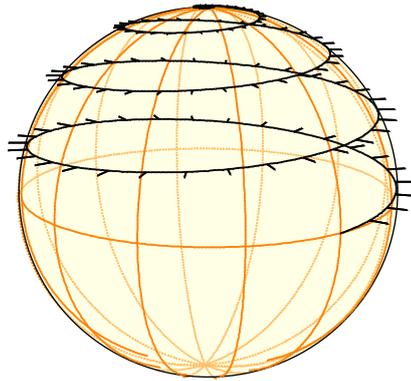


Figura 6.4 – Trajetória absoluta de um objecto que se desloca ao longo de um meridiano na direcção Sul-Norte, a 1° de latitude/hora. Os segmentos indicam a direcção e sentido da força centrífuga total exercida sobre esse objecto, hora a hora.

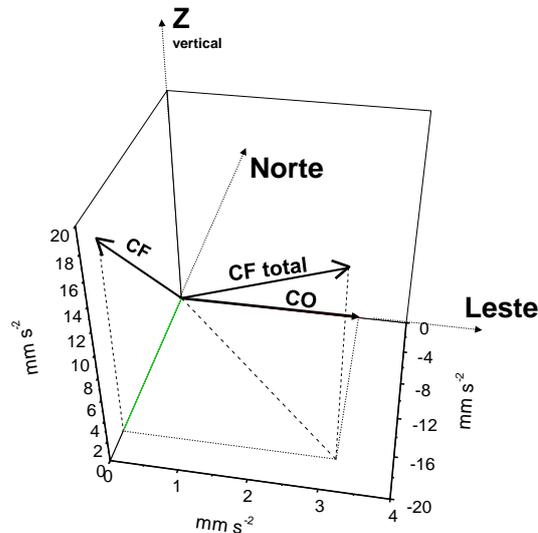


Figura 6.5 – Aceleração centrífuga (CF), aceleração de Coriolis (CO) e aceleração total, exercidas sobre um objecto em movimento na direcção Sul-Norte, a 45°N , à velocidade de 1 grau de latitude por hora ($\sim 30.8 \text{ m s}^{-1}$). Nota: a escala utilizada para a componente x (aceleração de Coriolis) é diferente da utilizada para as outras componentes.

Na atmosfera, existe, em geral, uma grande assimetria entre o movimento vertical e o movimento horizontal. No caso de sistemas de grandes dimensões, i.e. das depressões e anticiclones que constituem a chamada *escala sinóptica*, a velocidade vertical é inferior a 1% da velocidade horizontal. Só em sistemas de pequenas dimensões, nomeadamente em

cumulonimbus, se observam velocidades verticais comparáveis com as velocidades horizontais (da ordem das dezenas de m/s). Por essa razão, quando se fala em **vento** estamos quase sempre a referir-nos ao movimento horizontal do ar, o que será o objecto deste capítulo.

No que se refere à lei de Newton (6-1), os reduzidos valores da velocidade vertical são consequência de um quase equilíbrio entre a força da gravidade e a componente vertical do gradiente de pressão, traduzido pela condição de equilíbrio hidrostático (4-2) mas também do facto de existir geralmente estabilidade estática na atmosfera (cf. secção 4.5).

6.2 Vento geostrófico

O estudo da dinâmica da atmosfera consiste na obtenção de soluções para a equação (6-2) em cada ponto do espaço e em cada instante. Apesar do aspecto relativamente simples dessa equação, ela é muitíssimo complicada e só é possível obter soluções recorrendo a complexos modelos numéricos. Alguns casos muito especiais podem, no entanto, ser estudados de forma muito mais simples, pondo em realce propriedades fundamentais do movimento atmosférico.

Uma das soluções mais simples das equações do movimento obtém-se quando se considera a situação de puro equilíbrio entre a força do gradiente de pressão e a força de Coriolis. Na medida em que tal equilíbrio implica a inexistência de aceleração, a solução consiste numa distribuição de velocidades que não varia no tempo – solução *estacionária* – e em que cada partícula de ar se desloca em movimento rectilíneo e uniforme. Nesta solução admite-se, naturalmente, que a força de atrito é nula. A condição de equilíbrio entre a força (horizontal) do gradiente de pressão e a força de Coriolis designa-se por *equilíbrio geostrófico* e o valor do vento que lhe corresponde por *vento geostrófico*.

Para compreender o modo como pode ser estabelecido o equilíbrio geostrófico considere-se a situação representada na Figura 6.6. Nesta figura, uma partícula de ar, inicialmente em repouso, encontra-se numa zona da atmosfera em que existe um gradiente de pressão constante, isto é, em que a pressão varia linearmente na direcção y . Inicialmente, a referida partícula encontra-se sujeita unicamente à força do gradiente de pressão, que lhe impõe uma aceleração na direcção das baixas pressões (Figura 6.6, posição a). Uma vez em movimento, a partícula começa a ser sujeita também à força de Coriolis, que tenderá a desviá-la para a direita (Figura 6.6, posições b e c). Note-se que a força de Coriolis, sendo sempre normal à velocidade, não realiza trabalho e, portanto, não faz variar a energia cinética da partícula. Por outro lado, dado que a força de Coriolis é proporcional à velocidade, a sua intensidade vai crescendo à medida que a partícula é acelerada pela força do gradiente de pressão, até que é atingido um equilíbrio entre as duas forças (Figura 6.6, posição d). Quando se estabelece o equilíbrio, a

partícula desloca-se paralelamente às isóbaras, deixando (no Hemisfério Norte) as altas pressões à sua direita, e a força de Coriolis é exactamente simétrica da força do gradiente de pressão.

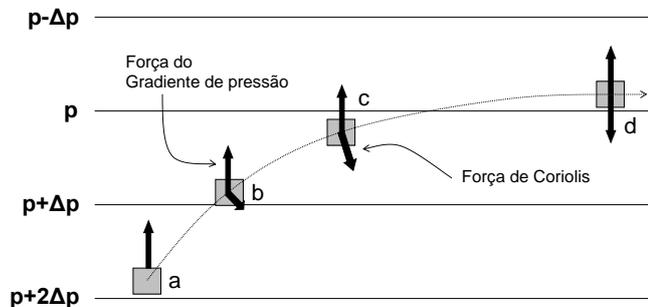


Figura 6.6 – Equilíbrio geostrófico: variação das forças do gradiente de pressão (constante) e de Coriolis quando uma partícula é acelerada até ao equilíbrio geostrófico (situação d) num campo em que a pressão varia linearmente. A força de Coriolis começa por ser nula quando a velocidade é zero (a) e cresce até equilibrar a força do gradiente de pressão (d). Nota: a situação corresponde a um plano horizontal no Hemisfério Norte.

Substituindo as definições das forças de Coriolis e do gradiente de pressão na expressão (6-2), e pondo todos os outros termos a zero, obtém-se:

$$\vec{F}_{cor} + \vec{F}_p = 0 \Rightarrow fv - \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta n} = 0$$

$$v = \frac{1}{\rho f} \frac{\Delta p}{\Delta n} \quad (6-5)$$

em que Δp é a diferença entre a pressão de duas isóbaras contíguas e Δn a menor distância entre elas (cf. Figura 6.6). A expressão (6-5) define o vento geostrófico: paralelo às isóbaras, deixando as altas pressões à direita, com velocidade constante, directamente proporcional à intensidade do gradiente de pressão.

A aproximação do vento geostrófico, apesar da sua extrema simplicidade, é muito importante na análise de cartas meteorológicas, fornecendo, em muitos casos, uma boa aproximação ao vento observado longe da superfície. É possível, no entanto, estabelecer outras soluções simples das equações do movimento que tomam em consideração alguns dos termos desprezados no estabelecimento da solução geostrófica.

6.3 Vento do gradiente

Da análise de qualquer carta meteorológica conclui-se facilmente que as isóbaras são, quase sempre, linhas curvas, observando-se frequentemente sistemas de forma elíptica ou circular, correspondentes a máximos e

mínimos locais de pressão, designados, respectivamente, por *anticiclones* e *depressões*. Nestes sistemas, a aproximação do vento geostrófico não pode ser válida, pois a curvatura das trajectórias do ar implica necessariamente aceleração. Uma solução simples, contendo o efeito da curvatura, pode ser alcançada, no caso de um movimento estacionário, isto é, em que o módulo da velocidade de uma partícula é constante, apesar de existir variação da sua direcção.

Em geral, pode decompor-se a aceleração numa componente normal (a_n , centrípeta) e uma componente tangencial (a_t , com a mesma direcção da velocidade):

$$\vec{a} = a_n \vec{u}_n + a_t \vec{u}_t = \frac{v^2}{R} \vec{u}_n + \frac{dv}{dt} \vec{u}_t \quad (6-6)$$

em que R é o *raio de curvatura* da trajectória da partícula considerada. No caso estacionário, $v = \text{const}$, só existe aceleração normal e a equação de Newton (6-2) pode escrever-se:

$$\vec{F}_{cor} + \vec{F}_p - \frac{v^2}{R} \vec{u}_n = 0 \quad (6-7)$$

em que o terceiro termo é a *força centrífuga local* por unidade de massa (dirigida para o exterior da curva). A expressão (6-7) tem a forma de uma condição de equilíbrio estático: a soma vectorial das forças aplicadas, incluindo as forças de inércia (força de Coriolis e força centrífuga local), é nula. Esse facto permite-nos estabelecer a condição de equilíbrio recorrendo à geometria, conforme indicado na Figura 6.7, para o caso de um anticiclone e de uma depressão circulares.

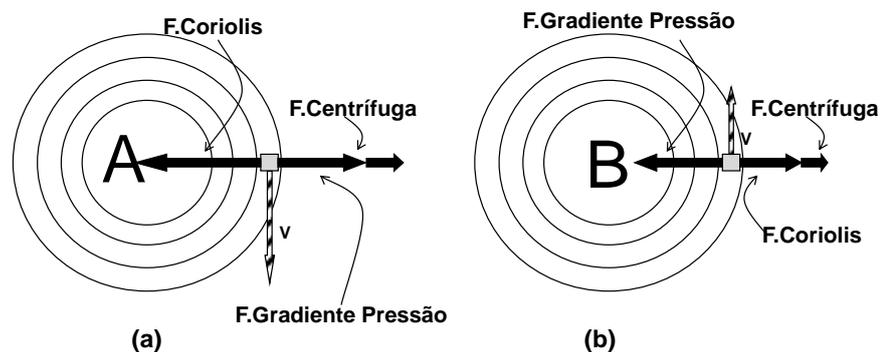


Figura 6.7 – Vento do gradiente: (a) Anticiclone circular; (b) Depressão circular. Só se apresentam as soluções normais. Notar que, para um mesmo gradiente de pressão a velocidade seria maior no anticiclone. No entanto, o gradiente de pressão nos anticiclones é, geralmente, menor que nas depressões. Nota: a situação corresponde ao Hemisfério Norte.

Dado o valor do gradiente de pressão na vizinhança de um Anticiclone ou Depressão, a expressão (6-7) permite calcular o valor da intensidade do vento estacionário que lhe corresponde. A esse valor chama-se **vento do gradiente**. No caso de um Anticiclone (Figura 6.7a) a força do gradiente de pressão é dirigida para o exterior, tal como a força centrífuga, pelo que a força de Coriolis terá de se dirigir para o interior do sistema, o que implica que aquele deve rodar obrigatoriamente no sentido dos ponteiros do relógio (a força de Coriolis está sempre para a direita do vector velocidade). A equação do vento do gradiente pode então escrever-se:

$$fv - \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta n} - \frac{v^2}{R} = 0 \quad (6-8)$$

No caso de uma Depressão (Figura 6.7b) a força do gradiente de pressão é dirigida para o seu interior, em oposição à força centrífuga. Por essa razão, a força de Coriolis poderia, em princípio ser colocada em qualquer dos sentidos, implicando a possibilidade teórica de o sistema rodar quer no sentido directo (contrário aos ponteiros do relógio) quer no sentido retrógrado. Definindo como positiva a velocidade da solução com rotação directa, a condição de equilíbrio escreve-se:

$$-fv + \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta n} - \frac{v^2}{R} = 0 \quad (6-9)$$

As expressões (6-8) e (6-9) são equações do 2º grau, apresentando cada uma delas duas soluções possíveis, que se podem obter recorrendo à fórmula resolvente. No primeiro caso (Anticiclone) as duas soluções têm sempre o mesmo sinal (positivo), sendo uma de menor e outra de maior intensidade. Toma-se a solução menos intensa como a **solução física**, pois admite-se que uma vez que o sistema entrou em equilíbrio a baixa velocidade não existe razão para ele ser acelerado até atingir a outra solução de equilíbrio, mais rápida. No caso da Depressão, as duas soluções têm sinais contrários: a solução positiva (com menor valor do módulo da velocidade) roda no sentido directo e a solução negativa (mais rápida) roda no sentido retrógrado. A solução física é a solução positiva, pois quando o sistema começa a rodar, à medida que o ar converge na Depressão, a força de Coriolis impõe uma rotação directa. As expressões (6-8) e (6-9) serão utilizadas em exercícios e verifica-se facilmente que, para um dado gradiente horizontal de pressão, se obtém, no caso do Anticiclone, um vento do gradiente ligeiramente mais intenso que o vento geostrófico e, no caso de uma Depressão, um vento do gradiente ligeiramente menos intenso que o vento geostrófico. Tal como o vento geostrófico, o vento do gradiente é paralelo às isóbaras deixando as altas pressões à direita (**lei de Buy-Ballot**).

A eliminação das soluções anómalas da equação do vento do gradiente (6-8) e (6-9), é justificada no caso de sistemas sinópticos, isto é, de grande dimensão horizontal, para os quais a força centrífuga (proporcional a $1/R$) é muito menor que a força de Coriolis. No caso de pequenos turbilhões, por

exemplo tornados que têm um diâmetro da ordem de 1 km ou menos, verifica-se a situação oposta e pode desprezar-se a força de Coriolis. Esses sistemas satisfazem, quando em regime estacionário, a solução do **vento ciclostrófico**, correspondente ao equilíbrio entre a força do gradiente de pressão e a força centrífuga:

$$v = \sqrt{\frac{R \Delta p}{\rho \Delta n}} \quad (6-10)$$

Uma outra solução interessante obtém-se na ausência de gradiente horizontal de pressão. Nesse caso, a solução estacionária é dada pelo equilíbrio entre a aceleração centrífuga e a de Coriolis:

$$\frac{v^2}{R} = fv \quad (6-11)$$

ou ainda:

$$R = \frac{v}{f} \quad (6-12)$$

o que mostra que o movimento de um objecto à velocidade v numa latitude em que o parâmetro de Coriolis vale f é um movimento circular cujo raio é dado por (6-12), designado por **círculo de inércia**.

6.4 Efeito do atrito

As soluções geostrófica e do gradiente podem ser facilmente modificadas para entrar em linha de conta com uma representação muito simplificada do efeito do atrito, tornando-as utilizáveis na zona da atmosfera próxima da superfície. Para o efeito, vamos aceitar que a força de atrito tem a direcção oposta à da velocidade. Admitindo mais uma vez que existe equilíbrio e que as isóbaras são rectas paralelas, pode facilmente concluir-se (cf. Figura 6.8) que o vento deixa de ser paralelo às isóbaras, atravessando-as no sentido das baixas pressões, provocando convergência de ar nos centros de baixas pressões e divergência nos centros de altas pressões. Designando por α o ângulo entre o vento e as isóbaras, a condição de equilíbrio pode escrever-se na forma de um sistema de duas equações lineares:

$$\vec{F}_p + \vec{F}_{cor} + \vec{F}_a = 0 \Rightarrow \begin{cases} \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta n} - fv \cos \alpha - F_a \sin \alpha = 0 \\ fv \sin \alpha - F_a \cos \alpha = 0 \end{cases} \quad (6-13)$$

em que a primeira equação corresponde às componentes y das forças (perpendiculares às isóbaras) e a segunda às componentes x (paralelas às isóbaras). Conhecidos o gradiente de pressão e o ângulo α , a equação

(6-13) permite calcular o módulo da velocidade, v e o módulo da força de atrito, F_a . Pode-se obter uma solução semelhante no caso do vento do gradiente.

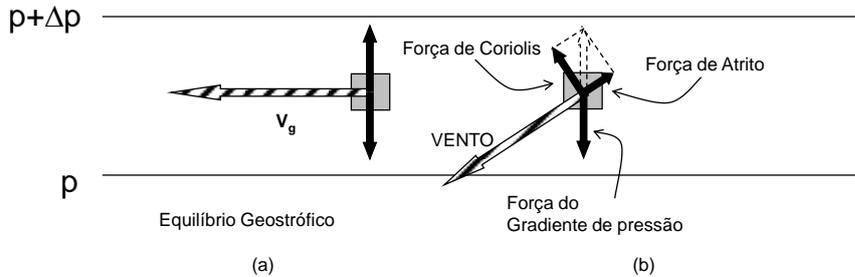


Figura 6.8 – Efeito do atrito: (a) vento geostrófico (atrito nulo); (b) vento estacionário com atrito, o vento é menos intenso e é desviado em direção às baixas pressões. Nota: como se trata de soluções estacionárias (não variam no tempo) há, em ambos os casos, equilíbrio de forças. No caso (b), indica-se, a tracejado, a resultante das forças de atrito e de Coriolis ("regra do paralelogramo") para mostrar que esta resultante é exactamente igual e oposta à força do gradiente de pressão. Nota: a situação corresponde ao Hemisfério Norte.

6.5 Circulação secundária em depressões e anticlones

O efeito do atrito, brevemente discutido na secção anterior, faz-se sentir fundamentalmente na baixa Troposfera, nas primeiras centenas de metros acima da superfície. A sua presença implica, tal como se mostra na Figura 6.8, a convergência de ar sobre as depressões, junto da superfície, e a divergência nos anticlones. Se não existisse qualquer efeito de compensação, o atrito implicaria, ao fim de algum tempo, o "enchimento" das depressões e o "esvaziamento" dos anticlones, isto é, a eliminação do gradiente horizontal de pressão. Sabemos, no entanto, que os sistemas de pressão se mantêm frequentemente quase estacionários ao longo de muitos dias ou semanas, o que mostra que o campo de convergência e divergência horizontal de massa é compensado. Como se dá essa compensação? A única forma possível é a existência de movimento vertical. Assim, o ar que converge à superfície sobre uma depressão é retirado para as camadas superiores e aí exportado para fora. O mecanismo inverso deve ocorrer nos anticlones.

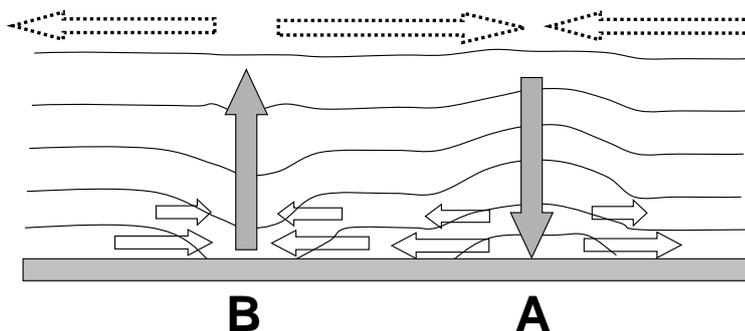


Figura 6.9 – Circulação vertical secundária em depressões (B – subida de ar) e anticiclones (A – subsidência). A figura representa um plano vertical.

O movimento vertical na atmosfera é, em média, de muito menor intensidade que o movimento horizontal. Nos grandes sistemas meteorológicos – depressões e anticiclones – o movimento vertical médio observado é geralmente da ordem dos cm/s, enquanto o vento horizontal assume valores típicos da ordem dos 10 m/s. Apesar do seu reduzido valor médio, o movimento vertical é muito importante, especialmente pelo facto de implicar variações rápidas da temperatura do ar por arrefecimento (subida) ou aquecimento adiabático (descida) (cf. secção 4.4) e, eventualmente, condensação ou evaporação de água.

O efeito do atrito permite, por si só, explicar, de forma qualitativa, uma característica fundamental do tempo meteorológico associado aos grandes sistemas de pressão. Os anticiclones, zonas de divergência horizontal de ar à superfície, são normalmente zonas de subsidência (descida) de ar, em que, devido ao aquecimento adiabático de ar das camadas superiores, se observa frequentemente céu limpo ou pouco nublado. Nas depressões, devido à convergência horizontal por atrito, é favorecido o movimento ascendente, justificando condições de nebulosidade e até de precipitação. A Figura 6.9 representa, de forma esquemática, a circulação secundária, devida ao atrito, em depressões – convergência à superfície e movimento ascendente – e anticiclones – divergência à superfície e subsidência.

Apesar do que se disse anteriormente, observam-se, em certos sistemas meteorológicos de menores dimensões, velocidades verticais muito intensas, comparáveis às velocidades horizontais. Nesses sistemas, muitas vezes associados a condições de tempestade, as correntes ascendentes podem atingir dezenas de m/s em regiões localizadas e também se observam correntes descendentes, de ar muito frio, com intensidades igualmente significativas.

Exercício 6.1 – Vento numa depressão estacionária (várias soluções aproximadas)

Considere uma depressão circular, ao nível médio do mar, à latitude de 45°N. Suponha que, no ponto P, a uma distância de 500 km do centro da depressão o gradiente de pressão vale 2hPa/100km o vento real faz um ângulo de 25° com as

isóbaras. Calcule: (a) O vento geostrófico no ponto P; (b) O vento do gradiente no mesmo ponto; (c) Admitindo que as condições referidas são válidas e constantes nos primeiros 1000 m acima da superfície, estime qual o fluxo total de massa para o interior do cilindro de 500 km de raio; (d) Na sequência da alínea anterior e admitindo que a pressão à superfície é constante, estime a velocidade vertical média no topo dessa camada.

Solução:

(a) Considera-se $\rho = 1.293 \text{ kg m}^{-3}$. Vento geostrófico: $v_g \approx 15 \text{ m s}^{-1}$.

(b) Vento do gradiente: $\frac{v^2}{R} + f v = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta n} \Rightarrow \begin{cases} v_1 \approx 12 \text{ m s}^{-1} \\ v_2 \approx -63 \text{ m s}^{-1} \end{cases}$, escolhe-se v_1 .

(c) Neste caso é preciso começar por estimar a componente do vento através das isóbaras. Primeiro reavalia-se a velocidade do vento, introduzindo o efeito do atrito:

$$\frac{v^2}{R} + f v = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta n} \cos 25^\circ \Rightarrow \begin{cases} v_1 \approx 11.2 \text{ m s}^{-1} \\ v_2 \approx -62.6 \text{ m s}^{-1} \end{cases}, \text{ escolhe-se a solução } v_1.$$

O vento através das isóbaras pode ser avaliado: $v_{\perp} = v \sin 25^\circ \approx 5 \text{ m s}^{-1}$

Fluxo total de massa $\rho v_{\perp} 2\pi R h \approx 2 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$.

(d) A velocidade vertical média no topo do cilindro pode ser calculada por conservação de massa:

Fluxo através do topo = Fluxo através das paredes

$$\rho v_{\perp} 2\pi R h = \rho w \pi R^2 \Rightarrow w \approx 2 \text{ cm s}^{-1}$$

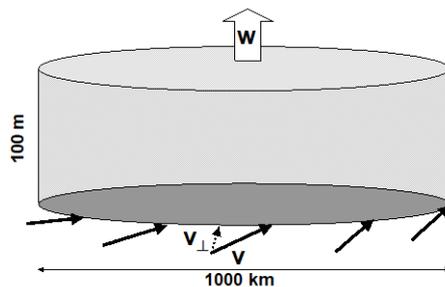


Figura 6.10 – Exercício 6.1

Caixa 6.2 – Vento horizontal em coordenadas naturais *

Nas secções anteriores explorámos diferentes soluções aproximadas das equações do movimento horizontal, recorrendo a condições de equilíbrio de forças, onde se incluíram as forças de inércia (centrífuga planetária, Coriolis e centrífuga local). É possível estabelecer um sistema de equações para o movimento horizontal formalmente mais sofisticado, que inclui o conjunto das soluções consideradas. Na Figura 6.11 considera-se o movimento horizontal, curvilíneo, de uma partícula de ar. Em cada ponto da trajetória da partícula define-se um sistema de coordenadas (s, n, z) , de versores $(\vec{i}, \vec{n}, \vec{k})$, em que a coordenada s está alinhada com o vento (vector tangente à trajetória), a coordenada z é a vertical e a coordenada n é escolhida de modo a que o sistema forme um triedro directo. Este sistema é designado por sistema de coordenadas naturais.

Se a força de atrito for nula e não existir aceleração tangencial, o sistema reduz-se à equação do vento do gradiente (segunda equação). Note-se que a mesma equação representa tanto as circulações ciclónicas como as anticiclónicas, mas enquanto se tem

sempre que $\partial p / \partial n < 0$, R será negativo no caso das circulações anticiclónicas (sentido horário) e positivo no caso das circulações ciclónicas (sentido anti-horário).

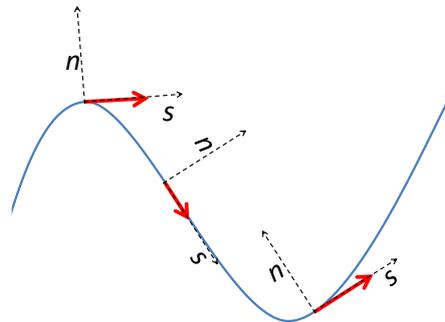


Figura 6.11 – Coordenadas naturais. Vectores a cheio indicam a velocidade do vento.

Em coordenadas naturais o vento escreve-se $\vec{v} = v\vec{t}$ e as equações (6-2) podem escrever-se:

$$\begin{cases} \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} - F_a \\ \frac{v^2}{R} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} - fv \end{cases}$$

6.6 O “vento” térmico

O equilíbrio geostrófico estabelece uma ligação entre a distribuição de pressão na atmosfera e o vento. Por outro lado, visto que a variação da pressão na vertical depende da densidade do ar e, portanto, da sua temperatura, é de esperar que a circulação atmosférica seja fortemente afectada pela distribuição de temperatura. A Figura 6.12 representa uma situação com um forte gradiente horizontal de temperatura, semelhante à que se espera observar numa frente (secção 7.4). Na situação representada, o gradiente horizontal de pressão (declive das isóbaras) é muito pequeno junto da superfície, implicando um vento geostrófico pouco intenso. Em altitude, no entanto, vamos encontrar um gradiente de pressão muito mais elevado, pois a pressão decresce lentamente na vertical na zona quente (ar pouco denso) e decresce rapidamente na região fria.

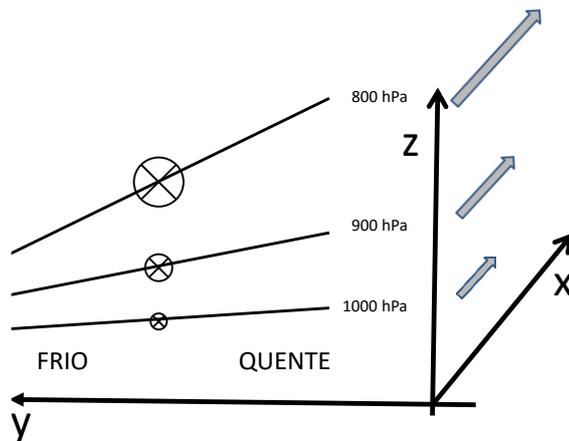


Figura 6.12 – Variação do vento geostrófico com a altitude numa atmosfera com um gradiente horizontal de temperatura. Os símbolos ⊗ representam a cauda do vector vento na direcção perpendicular ao plano das (x,y) isóbaras.

Recorrendo à definição de vento geostrófico (6-18) e à condição de equilíbrio hidrostático (4-2), pode demonstrar-se:

$$u_2 - u_1 = -\frac{R_d}{f} \frac{dT}{dy} \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)$$

$$v_2 - v_1 = \frac{R_d}{f} \frac{dT}{dx} \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)$$
(6-14)

onde (u_1, v_1) e (u_2, v_2) representam, respectivamente, as componentes (x,y) do vento geostrófico nos níveis de pressão p_1 e p_2 . O vector $\vec{v}_T = (u_2 - u_1, v_2 - v_1)$ é convencionalmente designado por **vento térmico**.

Caixa 6.3 – Vento térmico *

É mais fácil estabelecer a expressão (6-14) depois de uma transformação de coordenadas, muito comum em Meteorologia, substituindo a altitude pela pressão como coordenada vertical. Esta substituição é possível se a atmosfera estiver em equilíbrio hidrostático, pois nesse caso existe uma relação biunívoca entre pressão e altitude.

Em coordenadas cartesianas (x,y,z) o vento geostrófico é dado por:

$$u = -\frac{1}{\rho f} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_{x,z} ; v = \frac{1}{\rho f} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{y,z}$$

em que se utilizaram derivadas parciais (que tinham sido evitadas em (6-5)), e se acentuou o facto de as derivadas parciais serem calculadas mantendo constantes as outras variáveis independentes. Sendo $p=p(x,y,z)$, pode escrever-se:

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{y,z} dx + \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_{x,z} dy + \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)_{x,y} dz$$

A expressão anterior permite estabelecer as relações:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{y,z} = -\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{x,y} \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{y,p} = \rho g \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{y,p} ; \left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)_{x,z} = \rho g \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_{x,p}$$

Assim, em coordenadas (x,y,p) , o vento geostrófico escreve-se

$$u = -\frac{1}{f} \left(\frac{\partial \phi}{\partial y}\right)_{x,p} ; v = \frac{1}{f} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_{y,p}$$

onde $\phi = gz$ é o geopotencial (potencial do campo gravítico). Derivando em ordem à pressão, obtém-se a expressão (6-14), após utilizar novamente a condição de equilíbrio hidrostático.

6.7 Equações do movimento do fluido atmosférico *

A aplicação da lei de Newton (6-1) à atmosfera é muito mais complicada que a sua aplicação ao movimento de um ponto material ou um corpo rígido. No texto anterior, em que só se consideraram soluções idealizadas e estacionárias, as dificuldades ficaram escondidas. Nesta secção vamos limitar-nos a mostrar a natureza dos problemas que é preciso resolver, introduzindo alguns conceitos novos que são muito úteis na compreensão da dinâmica da atmosfera.

O primeiro cientista que tentou aplicar a dinâmica de Newton a um fluido foi Euler, em 1755. A lei de Newton (6-1) permite calcular a aceleração de uma partícula material em cada instante, desde que sejam conhecidas as forças a ela aplicadas. Conhecendo a aceleração e a sua posição e velocidade iniciais, podemos estabelecer a trajectória dessa partícula, metodologia que seguimos, por exemplo, quando calculamos o movimento de um projectil. Euler notou, no entanto, que não é possível seguir partículas de fluido durante muito tempo. Se definirmos, num dado instante, uma partícula como um elemento de volume do fluido, ao longo do tempo esse elemento tende a misturar-se com os elementos vizinhos e perde rapidamente a sua identidade. Euler propôs uma abordagem alternativa: em vez de tentarmos seguir cada uma das partículas de fluido, podemos reescrever as equações de forma a calcular a evolução das propriedades do fluido num conjunto de pontos fixos no espaço.

Matematicamente, o problema consiste em representar a evolução temporal de uma variável que é simultaneamente função do tempo (t) e da posição no espaço (x,y,z) . Consideremos o caso da temperatura, admitindo, para simplificar que consideramos um fluido no qual o deslocamento de um elemento de volume é feito com conservação da temperatura. Nesse caso tem-se:

$$\frac{dT}{dt} = 0 \tag{6-15}$$

A derivada temporal anterior é idêntica à derivada da lei de Newton, isto é, é calculada seguindo a partícula de fluido. Essa derivada é designada por

derivada material. Se utilizarmos a representação de Euler (euleriana) queremos conhecer a distribuição de temperatura em todo o fluido e não só numa partícula determinada, isto é: $T = T(t, x, y, z)$. Em 4 dimensões (t, x, y, z) a derivada anterior pode desenvolver-se em:

$$\begin{aligned} dT &= \frac{\partial T}{\partial t} dt + \frac{\partial T}{\partial x} dx + \frac{\partial T}{\partial y} dy + \frac{\partial T}{\partial z} dz \\ \Rightarrow \frac{dT}{dt} &= \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial T}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial T}{\partial z} \frac{dz}{dt} \end{aligned} \quad (6-16)$$

em que as derivadas $\frac{\partial}{\partial s}$ são **derivadas parciais** calculadas ao longo da direcção $s = (x, y, z, t)$, mantendo constantes as outras variáveis independentes. A expressão (6-16) pode escrever-se na forma:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (6-17)$$

lembrando a definição das diferentes componentes do vector velocidade:

$$\vec{v} = u \vec{e}_x + v \vec{e}_y + w \vec{e}_z = \frac{dx}{dt} \vec{e}_x + \frac{dy}{dt} \vec{e}_y + \frac{dz}{dt} \vec{e}_z \quad (6-18)$$

Assim, a equação (6-15) pode escrever-se (6.1)

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \Rightarrow \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= - \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (6-19)$$

O que implica que, apesar de a temperatura ser conservada por cada partícula de fluido, a temperatura num certo local fixo pode variar no tempo: é isso que é medido pela derivada parcial no tempo (designada por **tendência**). O termo no segundo membro de (6-19) é designado por **advecção**. A advecção representa a variação local de uma dada propriedade (neste caso a temperatura) devida ao transporte de fluido. Em termos práticos, a equação (6-19) significa que se o vento trouxer ar de uma zona mais fria, a temperatura no nosso local vai baixar. No Verão, a temperatura em Portugal sobe dramaticamente quando o vento sopra de Leste, trazendo ar muito quente do centro da Península. No Inverno a temperatura desce quando o vento nos traz ar que vem da Europa continental a partir de latitudes elevadas.

Exercício 6.2 – Advecção de temperatura

A figura representa a distribuição de temperatura no plano horizontal. Calcule a tendência da temperatura no ponto P devida à advecção, admitindo que o escoamento atmosférico é horizontal e que o vento sopra de Noroeste com uma velocidade de 10 ms^{-1} .

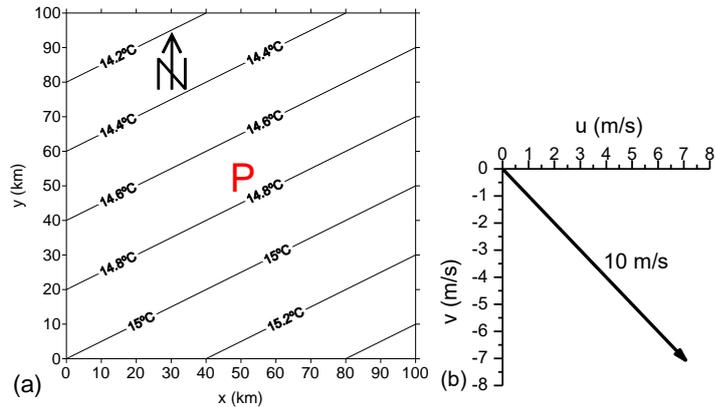


Figura 6.13 – Exercício 6.2

Solução:

Neste caso o vento só tem componentes (x,y) (Figura 6.13b):

$$\vec{v} = u \vec{e}_x + v \vec{e}_y = 7.07 \vec{e}_x - 7.07 \vec{e}_y$$

As derivadas da temperatura podem avaliar-se directamente no mapa (Figura 6.13a). Logo, tem-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= -u \frac{\partial T}{\partial x} - v \frac{\partial T}{\partial y} = -7.07 \times \frac{0.2}{40 \times 10^3} + 7.07 \times \left(-\frac{0.2}{20 \times 10^3} \right) \\ &\approx -1.06 \times 10^{-4} \text{ K s}^{-1} \approx -0.38 \text{ K h}^{-1} \end{aligned}$$

As equações da dinâmica da atmosfera não são, em geral, tão simples como a equação (6-16). Em geral existem *termos fonte* (e.g. forças na lei de Newton, processos de aquecimento na equação da Termodinâmica). No entanto em todas as equações em que exista uma derivada material (casos da lei de Newton e da equação da Termodinâmica), a decomposição de Euler (6-17) tem que ser feita e existe um termo de advecção. No mundo real a advecção é frequentemente um termo dominante nas equações. A sua presença torna as equações não lineares, impedindo, em geral, a sua solução analítica. Esta é a razão principal pela qual a previsão do tempo tem de ser feita com recurso a métodos numéricos, e é também a principal razão da grande complexidade do escoamento atmosférico.

Caixa 6.4– Equações da dinâmica do ar seco *

Quando se aplica a decomposição de Euler à lei de Newton (\vec{F}_k são as forças externas):

$$\vec{a} = \frac{1}{m} \sum \vec{F}_k$$

obtem-se, com algumas aproximações, um sistema de 3 equações, uma para cada componente da velocidade:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv + F_x \\ \frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - w \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu + F_y \\ \frac{\partial w}{\partial t} = -u \frac{\partial w}{\partial x} - v \frac{\partial w}{\partial y} - w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + F_z \end{cases}$$

No sistema anterior temos no primeiro membro a tendência de cada componente da velocidade. No segundo membro temos: a advecção, a força do gradiente de pressão (a componente vertical é a impulsão), a força de Coriolis (nas equações x,y), a força da gravidade (só na equação vertical), e a força de atrito.

O sistema anterior não é fechado pois tem 5 variáveis (u,v,w,p,ρ) e só três equações. Podemos fechá-lo recorrendo à condição de conservação da massa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \rho u - \frac{\partial}{\partial y} \rho v - \frac{\partial}{\partial z} \rho w ,$$

à equação da Termodinâmica (Q representa as fontes de aquecimento diabático, devidas a calor latente, radiação etc.; D representa o processo de condução):

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - v \frac{\partial \theta}{\partial y} - w \frac{\partial \theta}{\partial z} + Q + D ,$$

à equação de estado

$$p = R_d \rho T ,$$

e à definição da temperatura potencial

$$\theta = T \left(\frac{p}{p_{00}} \right)^{-R_d / c_p} .$$

O sistema final, válido para o ar seco, tem 7 equações e 7 incógnitas (u,v,w,p,ρ,T,θ). Note-se que se trata de uma versão muito simplificada das equações da atmosfera em que se desprezou a existência de água, e os efeitos associados à forma esférica da Terra, entre outros.

6.8 Autoavaliação

Palavras-chave

Advecção	Lei de Buy-Ballot
Anticiclone	Movimento vertical induzido
Convergência e divergência	Raio de curvatura
Depressão	Subsidência
Efeito de Coriolis	Vento ciclostrofico
Força centrífuga	Vento do gradiente
Força de atrito	Vento estacionário com atrito
Força de Coriolis	Vento geostrófico
Força do gradiente de pressão	Vento térmico

Problemas

Problema 6-1 A Figura 6.14 mostra o campo da pressão ao nível médio do mar numa certa zona. O canto inferior esquerdo do mapa encontra-se na posição geográfica (35°N, 30°E). (a) Indique quais os valores máximo e mínimo da pressão na região, e o seu valor no centro da depressão (B); (b) Localize, com uma linha tracejada, a crista de altas pressões e o vale depressionário; (c) Avalie: o gradiente de pressão e o vento geostrófico (intensidade, direcção e sentido) nos pontos X, Y e Z, indicados na Figura. Utilize um valor constante para a densidade do ar; (d) Comparando os resultados obtidos para X e Z, verifique a importância da variação latitudinal do parâmetro de Coriolis, f.

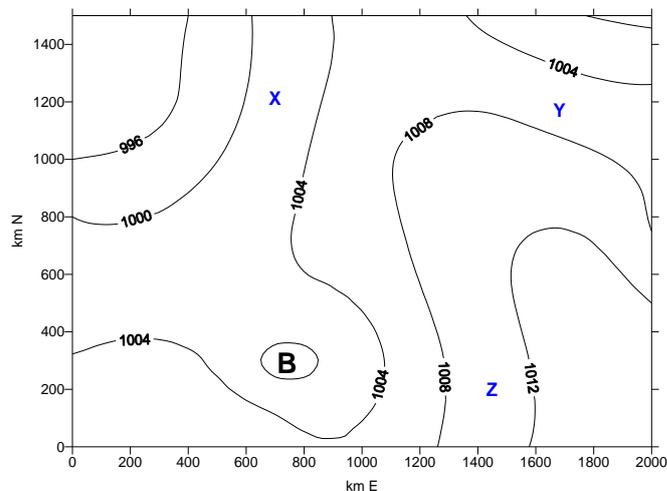


Figura 6.14 – Exercício Problema 6-1

Problema 6-2 Considere uma situação, aos 45°N, em que o gradiente horizontal de pressão vale 1mb/100km, na direcção NS, aumentando a pressão de N para S. Considere que a pressão média ao nível do mar é de 1000 hPa e que a temperatura a esse nível é constante e igual a 20°C. (a) Desenhe o mapa da pressão ao nível médio do mar; (b) Calcule o vento geostrófico e marque-o na figura; (c) Admita que o vento real faz um ângulo de 20° (em que direcção?) com o vento geostrófico, devido ao efeito do atrito. (d) Calcule o vento real e marque-o na figura.

Problema 6-3 Demonstre a expressão (6-10).

Problema 6-4 Considere uma mesa de bilhar de grande dimensão. Calcule a trajectória de uma bola de bilhar, cuja velocidade inicial vale 2 ms^{-1} , num movimento sem atrito aos 40°N.

Problema 6-5 Na sequência do exercício anterior estime o desvio lateral de uma bola de golfe lançada à velocidade de 20 ms^{-1} para um buraco a 100 m de distância.

Problema 6-6* Calcule a tendência da temperatura numa atmosfera em que o ar se desloca na horizontal isotermicamente, com um vento de Nordeste de 5 ms^{-1} , se existir um gradiente horizontal de temperatura de $1^\circ\text{C}/10\text{km}$ com a temperatura a decrescer para Norte.

Problema 6-7* Admita que aos 45°N se observa um vento à superfície (1000 hPa) de 5 ms^{-1} de oeste e que a temperatura decresce na direcção Norte $1^\circ\text{C}/100 \text{ km}$ em toda a troposfera. Estime o vento na tropopausa, aos 250 hPa.

Problema 6-8* Refaça o cálculo do Exercício 6.1d, para o caso de uma depressão com metade do raio e o dobro do gradiente de pressão.

Problema 6-9 Num tornado observa-se um vento à superfície de 80 ms^{-1} a 50 m do centro. Estime o gradiente de pressão.

Problema 6-10 Num furacão aos 20°N observa-se um vento de 80 ms^{-1} a 20 km do centro. Estime o gradiente de pressão.

7 Circulação global

Objectivos

No final do capítulo, o estudante deve:

- *Conhecer as características fundamentais da circulação global observada.*
- *Compreender a relação entre a circulação observada e as grandes regiões climáticas.*
- *Compreender os conceitos de "massa de ar" e de "frente" e a sua relação com a circulação global.*
- *Conhecer qualitativamente as características dinâmicas e meteorológicas da "depressão frontal", o seu ciclo de vida e a evolução típica do estado do tempo à superfície que lhe está associada.*

No capítulo anterior introduzimos algumas soluções simples do escoamento atmosférico. Essas soluções são importantes para compreender algumas características básicas da circulação da atmosfera, mas não explicam a complexidade e a variedade do movimento observado.

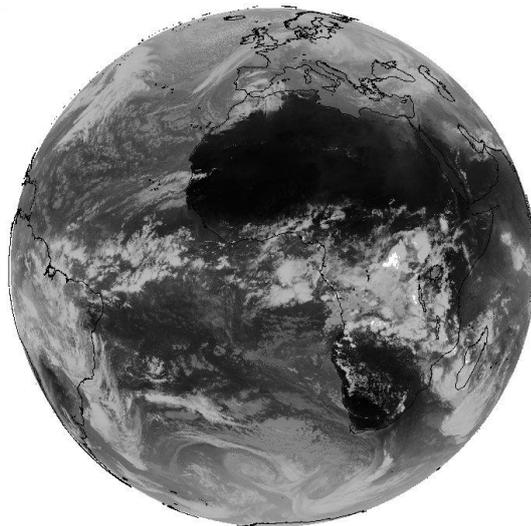


Figura 7.1 – Atmosfera vista de um satélite geostacionário: fotografia infravermelha do satélite Meteosat. As zonas claras correspondem a zonas frias – topo de nuvens muito altas. Notar: a convecção profunda sobre a África Equatorial, perturbações frontais nas latitudes médias. Fonte: Instituto de Meteorologia.

Os satélites meteorológicos fornecem-nos, em cada instante, uma imagem global do escoamento atmosférico (Figura 7.1): um escoamento turbulento, cuja evolução é difícil de prever, caracterizado por extensas manchas nebulosas, organizadas em certas zonas das latitudes médias e junto do equador, em contínuo movimento e evolução. A complexidade revelada por estas fotografias é, no entanto, só uma pequena parte do problema. Se ampliarmos qualquer dos sistemas representados verificaremos que ele encerra outras formas de complexidade de menor escala, não acessível nas imagens de satélite, sendo a complexidade uma característica de todas as escalas de movimento atmosférico, desde os sistemas com a dimensão do próprio planeta, até às circulações térmicas, com poucas centenas de metros, que se observam junto da superfície. Neste capítulo consideraremos unicamente o movimento da atmosfera à escala global.

7.1 A circulação global observada

As características fundamentais da circulação global da atmosfera são conhecidas, muito antes do estabelecimento de uma rede mundial de observações, mercê dos trabalhos de Halley (1683), Hadley (1735) e Ferrel

(1856), recorrendo à informação fornecida pelas primeiras grandes viagens marítimas. A motivação imediata dos primeiros estudos foi a navegação à vela e, por essa razão, o principal parâmetro considerado foi a velocidade do vento junto da superfície. Apesar da relativa escassez de informação disponível na época, foi possível construir uma carta da circulação atmosférica média à superfície que ainda hoje se pode aceitar, em primeira aproximação: uma circulação quase simétrica em relação ao equador; nas latitudes médias e elevadas, em ambos os hemisférios, o vento dominante é de Oeste, observando-se vento de Leste na zona intertropical – a cintura dos *ventos alísios*. Como seria de esperar, devido à condição de equilíbrio quase-geostrófico que deve existir para a circulação global (fora do equador), o padrão de circulação descrito está associado a uma distribuição correspondente da pressão à superfície: grandes sistemas de *altas pressões nas zonas subtropicais*, originando ventos de Leste na zona equatorial e ventos de oeste nas latitudes médias, cintura de *baixas pressões equatoriais*, associada à convergência dos ventos alísios dos dois hemisférios, zona de *baixas pressões nas latitudes médias e elevadas* e, finalmente, regiões *anticiclónicas polares*. A Figura 7.2 apresenta, de forma esquemática, a circulação global.

Para além dos padrões de vento e de pressão à superfície, dois outros ingredientes são fundamentais para compreender a circulação global observada: as distribuições de temperatura e de nebulosidade/precipitação. A distribuição de temperatura e humidade na atmosfera estão directamente associadas com o processo de formação de *massas de ar*, a discutir na secção seguinte. Antes disso, no entanto, é fácil compreender que a circulação atmosférica resulta em última análise da existência de um forte *aquecimento diferencial* da Terra, já discutido no capítulo 2, e traduzido num deficit radiativo nas latitudes elevadas dos dois hemisférios, compensado por um excesso de radiação absorvida na zona intertropical (Figura 2.12). O aquecimento diferencial do Planeta traduz-se, assim, na criação de uma *fonte quente* e duas *fontes frias* permanentemente mantidas pelo balanço radiativo, e o movimento da atmosfera pode ser comparado com o de uma *máquina térmica* natural de grandes dimensões. Neste contexto, poderá dizer-se que o “objectivo” último do movimento atmosférico é restabelecer o equilíbrio térmico, transportando calor do equador para os pólos.

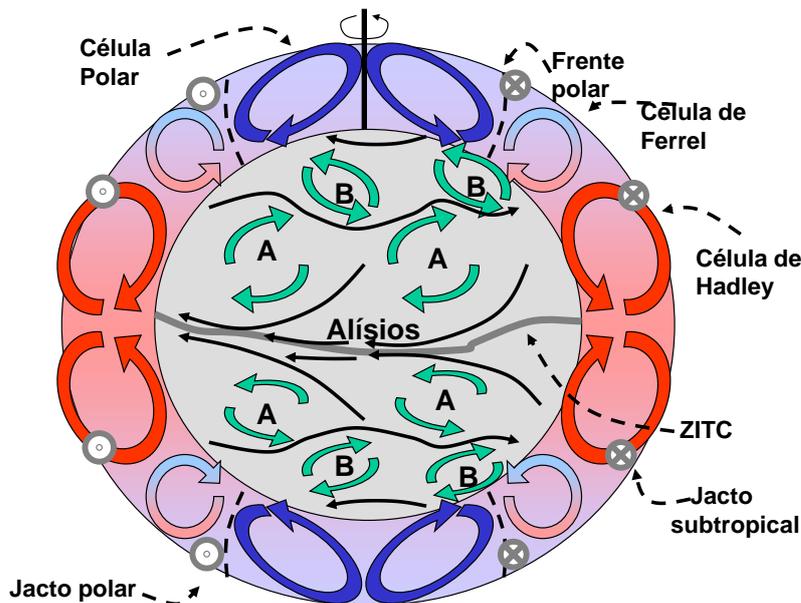


Figura 7.2 – Circulação média global (Plano horizontal junto da superfície e circulação no plano meridional). A – anteciclones subtropicais, B – depressões associadas à frente polar, ZITC – zona intertropical de convergência (zona depressionária). Os jactos subtropical e polar estão indicados, sendo o vento para o interior do plano da figura representado por ⊗ e o movimento para o exterior desse plano por ⊙. A estrutura tricelular foi proposta por Ferrel (1856), a existência das correntes de jacto só é conhecida desde a década de 1940, devido à circulação de aviões na alta Troposfera.

O aquecimento diferencial da superfície da Terra resulta da geometria esférica do planeta, tal como foi descrito na secção 2.6. Desse processo resulta, como se verá na secção seguinte, a produção de massas de ar quente nas latitudes baixas – em que existe *superávit* radiativo – e a produção de massas de ar frias nas latitudes elevadas – em que existe *deficit* radiativo. A diferença de temperatura entre aquelas massas de ar implica diferenças de densidade, sendo o ar tropical menos denso do que o ar polar. Por acção da força da gravidade, o ar tropical tenderá a deslocar-se para o pólo e para cima, enquanto o ar polar tenderá a deslocar-se para o Equador e para baixo: numa Terra em repouso, este deslocamento daria origem a uma célula de circulação *directa* – célula de Hadley, com subida de ar quente e descida de ar frio. Esta célula gigante, envolvendo todo o hemisfério (cf. Figura 7.3), não se observa na Terra, mas poderá existir no planeta Vénus, cuja rotação é praticamente nula (cf. Tabela 1-3).

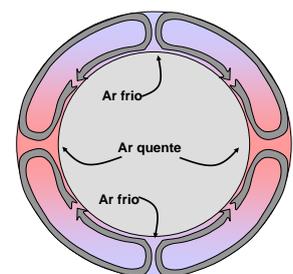


Figura 7.3 – Circulação meridional num planeta sem rotação.

Porque não se observa o regime de circulação representado na Figura 7.3? Porque a Terra é um planeta em rotação rápida. Uma partícula de ar forçada a deslocar-se no Hemisfério Norte é deslocada para a direita pela força de Coriolis (para a esquerda no Hemisfério Sul). Assim, no ramo superior da célula de Hadley o ar é acelerado na direcção Leste em ambos os hemisférios, dando origem a um vento *de Oeste* cada vez mais intenso à medida que se dirige em direcção ao Pólo. Na verdade, a intensidade dessa corrente de Oeste cresce muito rapidamente, criando uma instabilidade que

impede a extensão da célula de Hadley para além dos 30° de latitude. Por outro lado, no ramo inferior da célula de Hadley, o ar que se desloca dos trópicos para o Equador é desviado para a direita no hemisfério Norte (para a esquerda no hemisfério Sul), dando origem aos ventos alísios na zona intertropical. Nas latitudes elevadas observa-se uma segunda célula directa – a célula polar – com descida de ar frio na zona polar e subida de ar relativamente mais quente nas latitudes médias. As duas células directas encontram-se ligadas por uma célula indirecta, de menor intensidade, a célula de Ferrel (cf. Figura 7.2). Assim, a circulação média à superfície está directamente associada à circulação meridional, podendo ambas explicar-se pela resposta da atmosfera ao aquecimento diferencial num planeta em rotação.

Caixa 7.1 – Energia disponível para a circulação atmosférica

O aquecimento diferencial da atmosfera da Terra, quer ele resulte da geometria esférica, quer resulte de heterogeneidades da cobertura da superfície ou da cobertura nebulosa, traduz-se na geração de *energia disponível*. A Figura 7.4 mostra o processo de ajuste de um fluido com aquecimento diferencial num campo gravítico. No estado inicial (estado “vivo”) existe um gradiente horizontal de temperatura no fluido, o que se traduz num gradiente horizontal de pressão (o fluido mais frio é mais denso) e o centro de gravidade encontra-se a meia altura, do lado do fluido mais denso. O gradiente horizontal de pressão dá origem a um movimento, no qual o fluido mais denso se desloca para baixo e o fluido menos denso para cima. No estado final de equilíbrio (estado “morto”) o gradiente horizontal de pressão anula-se e o centro de gravidade encontra-se numa posição mais baixa.

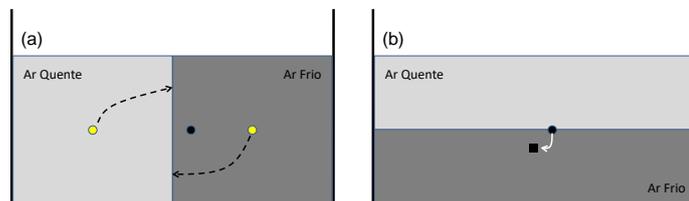


Figura 7.4 – Geração de circulação num fluido com diferenciação térmica. (a) Estado “vivo”, o centro de gravidade de cada massa de ar localiza-se no círculo claro, o centro de gravidade conjunto localiza-se no círculo escuro, as setas indicam o movimento futuro das massas de ar em resposta ao gradiente de pressão; (b) Estado “morto” o fluido ajustou-se ao campo gravítico, colocando a massa de ar menos densa na camada superior; o centro de gravidade conjunto deslocou-se para baixo (quadrado preto).

No processo de ajuste do fluido observou-se uma conversão de parte da energia potencial gravítica em energia cinética (associada à circulação) e desta em calor, por dissipação. No estado “vivo” (em que existe gradiente horizontal de temperatura) dizemos que o fluido tem energia disponível: esta é a diferença entre a energia potencial desse estado e a do estado “morto”.

No mundo real, o ajuste gravítico de sistemas de larga escala com diferenciação térmica é mais complicado, devido ao efeito da rotação do planeta.

O modelo de circulação global descrito pela Figura 7.2, inicialmente proposto por Ferrel (1856), apesar da sua exagerada simplicidade e simetria inter-hemisférica, permite explicar diversas características da circulação observada, para além da distribuição média do vento à superfície, descrita

na mesma figura. Podem considerar-se, em especial, as seguintes consequências desse modelo:

As zonas de descida de ar nas células – a zona polar e a zona tropical – são zonas de convergência em altitude e divergência à superfície, condições favoráveis à formação de anticiclones, acompanhados de céu limpo. Por esta razão, o ramo descendente da célula de Hadley é responsável pela criação das cinturas de desertos, na zona tropical dos dois hemisférios.

As zonas de subida de ar nas células – zona equatorial e latitudes médias – são zonas de convergência de ar à superfície e divergência em altitude, favoráveis à formação de depressões e à ocorrência de forte nebulosidade e precipitação.

A **Zona Intertropical de Convergência**, em que ocorre o ramo ascendente da célula de Hadley, acompanha o movimento aparente do Sol no ciclo anual, produzindo uma faixa de chuva intensa que se desloca para Norte do Equador no solstício de Junho e para Sul do Equador no solstício de Dezembro. A amplitude desse deslocamento é maior sobre os continentes e menor sobre o Oceano.

A Figura 7.2 mostra duas características adicionais da circulação global: a existência de duas zonas de vento muito intenso de Oeste em cada hemisfério, em altitude, na zona limite das células – as **correntes de Jacto** – e a existência de uma zona de forte gradiente de temperatura nas latitudes médias – a **Frente Polar**. O jacto subtropical deve-se ao efeito de Coriolis no ramo superior da célula de Hadley, de cada Hemisfério, como foi anteriormente descrito. O jacto polar é explicado pelo vento térmico (secção 6.6). A existência da frente polar será explicada nas secções seguintes.

7.2 A circulação média à superfície

A circulação global observada não tem as características de simetria hemisférica e axial sugeridas pela Figura 7.2. A Figura 7.5 e a Figura 7.6 apresentam, respectivamente, a distribuição observada da temperatura média e do vento, à superfície, nos meses de Janeiro e Julho. No caso da distribuição da temperatura média, observa-se, tanto em Janeiro como em Julho, um forte gradiente Norte-Sul, com máximo na zona equatorial e mínimos nos Pólos. No hemisfério Norte, no entanto, esse gradiente é muito deformado, devido à distribuição das massas continentais. No Inverno, observam-se mínimos de temperatura no interior da Ásia (Sibéria) e da América do Norte (Canadá), associados a anticiclones frios (Figura 7.6), enquanto a temperatura do ar se encontra relativamente elevada, à mesma latitude sobre o Oceano Atlântico, devido à presença da corrente do Golfo. No Verão, observa-se a situação inversa, com aquecimento continental, associado a depressões térmicas (cf. secções 8.6 e 8.7), e temperaturas mais baixas na zona marítima, especialmente junto da costa oeste dos continentes.

O ciclo anual é muito mais forte no hemisfério Norte e, aí, sobre os continentes.

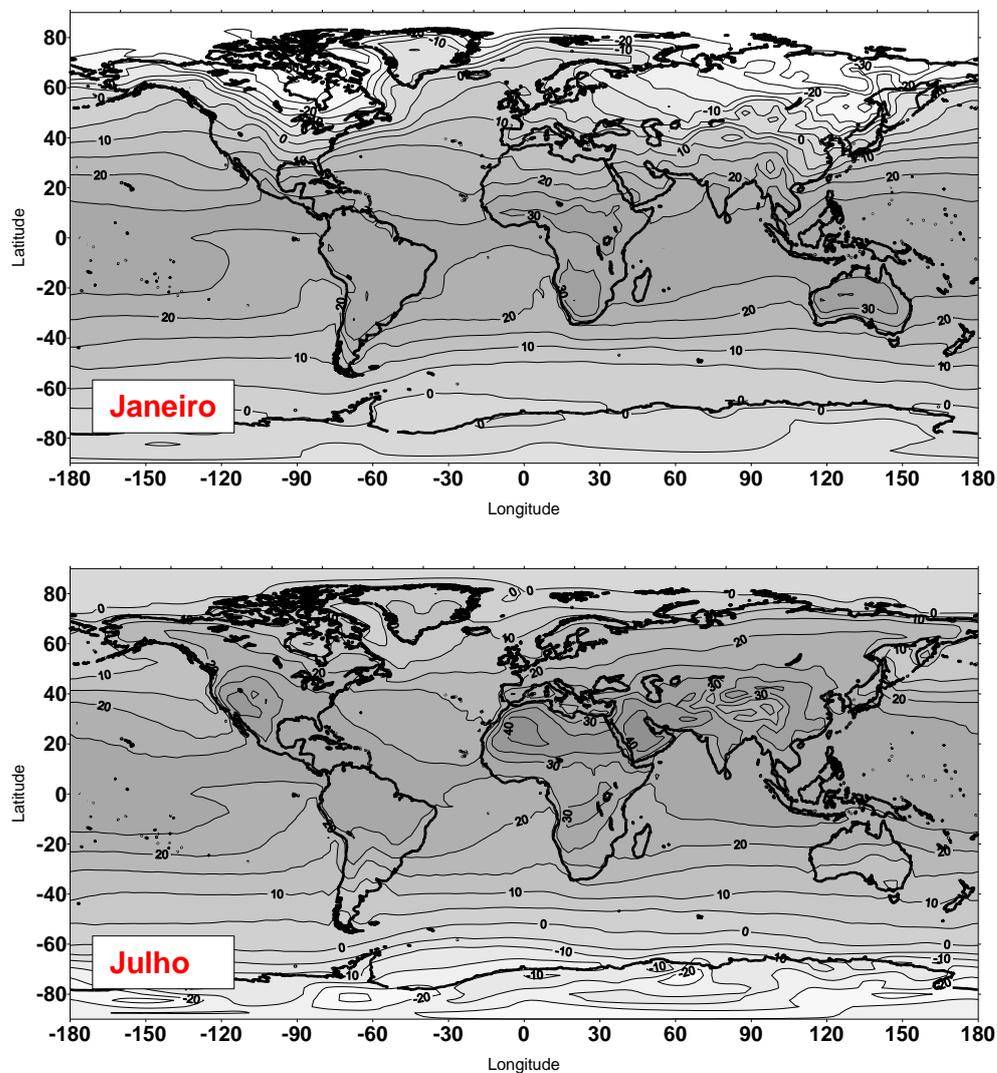


Figura 7.5 – Temperatura média (°C) junto da superfície (1000 hPa) em (a) Janeiro e (b) Julho. Média de 40 anos. Reanálise do National Center for Environmental Prediction.

A distribuição da pressão à superfície também apresenta importantes diferenças inter-hemisféricas e entre as zonas continentais e oceânicas. A cintura de anticlones subtropicais prevista no modelo da Figura 7.2 é claramente visível na Figura 7.6, no hemisfério Sul e nas regiões oceânicas do hemisfério Norte, e a sua localização acompanha o movimento aparente do Sol no ciclo anual. Sobre o Atlântico Norte, o anticiclone dos Açores encontra-se por volta dos 30°N em Janeiro, estendendo-se em direcção às Ilhas Britânicas em Julho. No Pacífico Norte observa-se uma situação semelhante. Também no hemisfério Norte, a zona depressionária associada

à frente polar encontra-se cerca dos 60°N sobre os oceanos em Janeiro, tornando-se pouco evidente no período de Verão deste hemisfério. Sobre os continentes, a distribuição da pressão é completamente diferente, verificando-se uma substituição dos anticiclones frios, observados no período de Inverno, por depressões quentes no período de Verão. No hemisfério Sul, no entanto, a pressão apresenta uma distribuição muito menos perturbada, muito semelhante à do modelo tricelular de Ferrel (Figura 7.2).

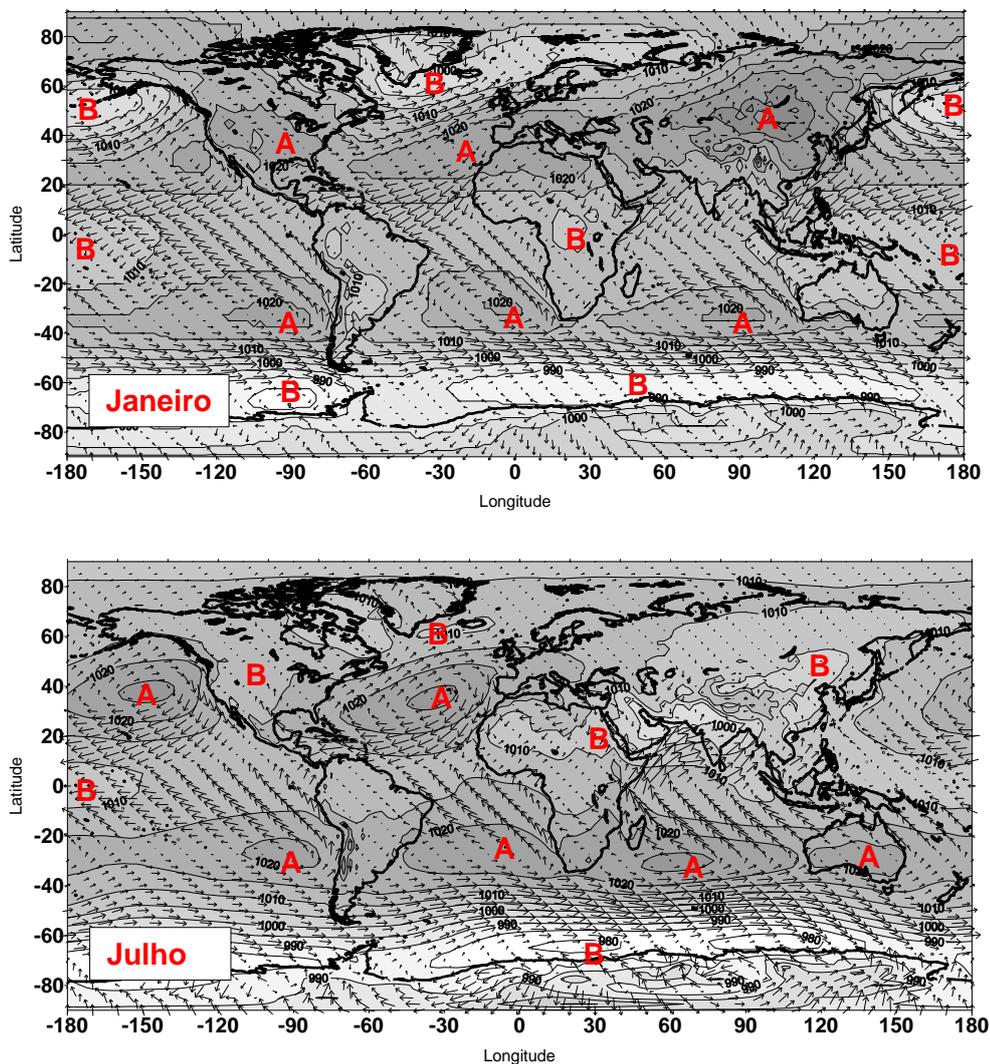


Figura 7.6 – Pressão (hPa) e vento médio ao nível médio do mar em (a) Janeiro e (b) Julho. Média de 40 anos. Reanálise do National Center for Environmental Prediction.

A que se deve a diferença entre a circulação observada à superfície e o modelo tricelular? No modelo tricelular considerou-se a existência de um

gradiente de temperatura entre o Equador e os Pólos, devido à distribuição de radiação solar. Na verdade, a distribuição de continentes e oceanos contribui igualmente para grandes diferenças de temperatura à superfície, pelo que os mesmos motivos que justificam a circulação tricelular estão na base das assimetrias encontradas. A orografia contribui também de forma significativa para as perturbações observadas.

7.3 Massas de ar

Dado que o ar é muito mau condutor e é praticamente transparente para a radiação solar (excepto no que se refere à absorção de pequenos comprimentos de onda na atmosfera média e alta), o aquecimento do ar é efectuado, indirectamente, por trocas de calor com a superfície. Trata-se de um processo lento, no qual o equilíbrio térmico é atingido ao fim de muitos dias de contacto entre a atmosfera e a superfície do Globo. Nalgumas zonas da Terra existem condições favoráveis ao estacionamento prolongado de grandes quantidades de ar sobre superfícies relativamente homogéneas. Nessas zonas, pode ser atingido o equilíbrio térmico – por troca de calor e humidade entre a atmosfera e a superfície – dando origem à formação de *massas de ar*, cujas características termodinâmicas dependem das características da superfície subjacente. As zonas em que ocorrem anticiclones estacionários, com lenta subsidência de ar e movimento à superfície de baixa velocidade, são as zonas preferenciais de formação de massas de ar.

Observando a Figura 7.2, pode concluir-se que a cintura de anticiclones subtropicais e a zona polar são regiões fundamentais para a formação de massas de ar. Em cada uma dessas zonas, podem formar-se massas de ar com características marítimas e continentais, dependendo da longitude da região de formação. Assim, em termos gerais, teremos:

Massa de Ar Tropical Marítima, quente e húmida, com uma região de formação nos Oceanos subtropicais (Atlântico, Pacífico e Índico, em ambos os Hemisférios);

Massa de Ar Tropical Continental, quente e seca, com uma região de formação nos Continentes subtropicais (e.g. regiões desérticas);

Massa de Ar Polar Marítima, fria e húmida, com uma região de formação nos Oceanos polares;

Massa de Ar Polar Continental, fria e seca, com uma região de formação nos Continentes das latitudes elevadas (e.g. Sibéria, Canadá, Antárctica)

Para além destas massas de ar podemos ter massas de ar com características mais específicas, formadas em zonas localizadas: massa de ar Ártica, massa de ar Equatorial, etc.

A circulação global da atmosfera transporta as massas de ar para fora da sua zona de formação. Nesse processo ocorre, naturalmente, uma transformação lenta das suas propriedades termodinâmicas (temperatura e humidade), dependente das características da região atravessada. Apesar disso, a massa de ar conserva uma grande parte das suas propriedades durante muitos dias, o que permite prever com alguma antecedência o estado do tempo numa dada região a partir da previsão de qual a massa de ar que aí se vai encontrar no futuro. Por outro lado, a grande inércia térmica das massas de ar implica que na zona em que a massa de ar tropical encontra a massa de ar polar, nas latitudes médias, no limite da célula polar, existe ainda um grande contraste de temperatura e de humidade entre essas duas massas de ar. Assim, uma parte significativa do gradiente de temperatura médio entre o Equador e os Pólos vai concentrar-se numa faixa muito estreita – da ordem das dezenas de kms – a que chamamos *Superfície Frontal Polar*. A intersecção dessa superfície com a superfície do globo é designada por *Frente Polar*. Nesta zona vai existir contacto entre uma massa de ar denso (frio e seco) de origem polar e uma massa de ar pouco denso (quente e húmido) de origem tropical, situação semelhante à que dá origem à circulação de Hadley, mas numa escala muito mais concentrada. Por essa razão, a zona frontal é uma das zonas preferenciais de actividade na atmosfera, onde se concentram sistemas muito energéticos e ocorrem elevadas taxas de precipitação.

7.4 Frentes

Quando o gradiente horizontal de temperatura/humidade atinge valores muito elevados, a superfície frontal polar torna-se instável, dando origem a grandes perturbações que crescem e se deslocam ao longo dessa superfície, alterando completamente o estado do tempo nas regiões afectadas. Este tipo especial de instabilidade é designado em meteorologia por *instabilidade baroclínica* e é responsável pelos sistemas activos que afectam as latitudes médias.

Desde o século passado, com o início das observações meteorológicas regulares na Europa e América do Norte, começou a estabelecer-se a existência de padrões comuns associados à alteração do estado do tempo nas latitudes médias. Por um lado, verificou-se que a ocorrência de precipitação intensa é geralmente antecedida por uma diminuição da pressão atmosférica, facto que contribuiu para tornar o barómetro um instrumento pessoal de “previsão” do tempo. Por outro lado, observou-se que a evolução do estado do tempo num dado local é frequentemente caracterizada por uma sequência semelhante de observações – de tipos de nuvens, direcção do vento, temperatura e pressão – sugerindo a existência de um mecanismo físico comum para explicação desses sistemas meteorológicos. Uma característica notável da evolução de todas essas variáveis era a ocorrência de transições bruscas, quase descontínuas, numa certa fase da passagem do sistema.

Com recurso aos meios que hoje possuímos – uma rede global de estações e um conjunto de satélites meteorológicos observando todo o planeta – é relativamente fácil localizar e analisar os sistemas meteorológicos de que estamos a falar. No início do século XX, no entanto, a observação meteorológica era pontual e restringia-se à medição de valores junto da superfície. A análise cuidadosa dessas observações e uma grande intuição permitiram, no entanto, o estabelecimento de um modelo qualitativo da evolução das perturbações frontais, ainda hoje aceite, com pequenas modificações. Este modelo é geralmente referido como o modelo de Bergen e deve-se ao trabalho notável de um conjunto de cientistas sob a direcção de V. Bjerknes.

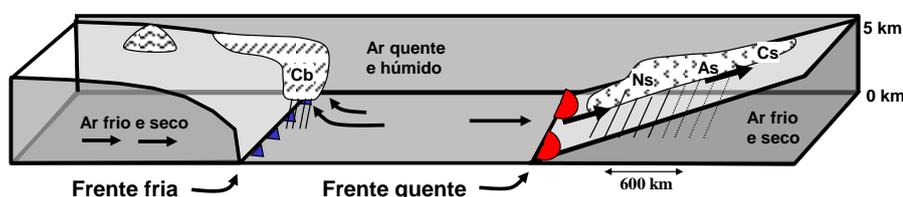


Figura 7.7 – Perturbação na superfície frontal polar. As setas indicam o movimento relativo do ar no plano vertical (cf. Figura 7.9 sobre o rumo do vento em cada sector do sistema frontal).

A energia disponível na zona da superfície frontal resulta essencialmente da diferença de densidades entre o ar polar e o ar tropical. Essa diferença de densidades vai favorecer um processo de circulação no plano vertical, com movimentação do ar tropical sobre o ar polar (cf. Figura 7.7). O ar tropical, mais quente, tem grande capacidade de retenção de vapor de água, uma vez que a razão de mistura de saturação cresce exponencialmente com a temperatura (cf. Figura 3.3). A sua subida tem implicações consideráveis: por um lado, vai ocorrer arrefecimento adiabático (cf. secção 3.8), implicando condensação, isto é formação de nuvens e, eventualmente, precipitação; por outro lado, a manutenção de uma corrente ascendente favorece a **ciclogénese**, isto é, a criação de uma zona depressionária em que o ar roda no sentido ciclónico (cf. secção 6.5).

Caixa 7.2 – O declive de uma frente (fórmula de Margules)*

O declive de uma superfície frontal pode ser facilmente estimado se se admitir que a atmosfera apresenta uma descontinuidade na temperatura, e portanto na densidade, mas não na pressão, estando simultaneamente em equilíbrio hidrostático e geostrófico. A figura esquematiza o problema.

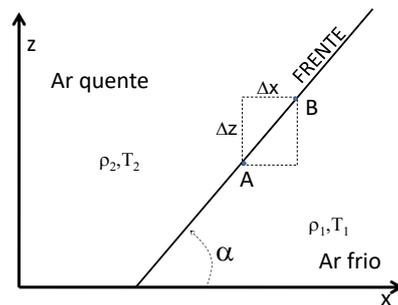


Figura 7.8 – Modelo de uma frente

Se calcularmos a variação de pressão entre dois pontos A e B sobre a frente, podemos seguir os dois caninhos alternativos, um no ar frio, outro no ar quente. Podemos escrever:

$$dp_1 = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_1 dx + \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)_1 dz = dp_2 = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_2 dx + \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)_2 dz$$

Utilizando a equação hidrostática (4-2) e a definição do vento geostrófico (6-5), obtém-se:

$$\tan(\alpha) = \frac{\Delta z}{\Delta x} = \frac{f}{g} \frac{(\rho_1 v_1 - \rho_2 v_2)}{(\rho_1 - \rho_2)}$$

onde v_1 e v_2 representam o vento na direcção y (perpendicular ao plano da figura) em cada uma das massas de ar.

Assim, se num dado local da Frente Polar a diferença de densidades entre as duas massas de ar for suficientemente elevada para iniciar o processo de circulação vertical através da frente, vai gerar-se nesse local uma depressão (cf. Figura 7.9a). Essa depressão vai produzir uma circulação no plano horizontal, distorcendo a frente, de tal modo que um sector de ar tropical é introduzido, em cunha, no seio no ar polar (cf. Figura 7.9b). A perturbação frontal vai então evoluir, intensificando-se ao mesmo tempo que se desloca sobre a superfície da Terra.

A distorção da frente vai concentrar ainda mais o contraste de densidade entre as duas massas de ar, nos dois lados da cunha de ar quente – a que chamamos, por razões explicadas no texto que se segue, **Frente Quente** e **Frente Fria** – implicando uma nova intensificação da circulação vertical. Essa intensificação do gradiente de temperatura é designada, por razões óbvias, por **frontogénese**. Enquanto isso, a cunha de ar quente é deslocada em direcção ao Pólo e para cima, implicando uma deformação progressiva do sistema frontal (Figura 7.9c) até à ocorrência do processo de **oclusão** (Figura 7.9c, Figura 7.10), a partir do qual o sector quente perde o contacto com a superfície e a perturbação frontal começa a decair. Tipicamente, o ciclo de vida de uma perturbação frontal, descrito na Figura 7.7, Figura 7.9 e Figura 7.10, desde a geração do sector quente até à dissipação do sistema, dura cerca de 1 semana.

Em geral, as perturbações frontais deslocam-se de Oeste para Leste, na mesma direcção do movimento na Troposfera média. Assim, um observador que se encontre fixo no espaço vai ser afectado pela passagem dessas perturbações. Um observador fixo no ponto P da Figura 7.9 encontra-se na massa de ar polar. À medida que o sistema se desloca para Leste, o observador vai começar sentir a aproximação da frente pela diminuição regular da pressão, enquanto no céu começam a surgir nuvens altas (*cirrus* e *cirrostratus*), depois nuvens médias (*altostratus*) possivelmente acompanhadas de chuvisco, depois nuvens baixas (*nimbostratus*) acompanhadas de precipitação contínua. Até este momento a massa de ar à superfície continua a ser constituída por ar polar, encontrando-se o ar tropical em altitude.

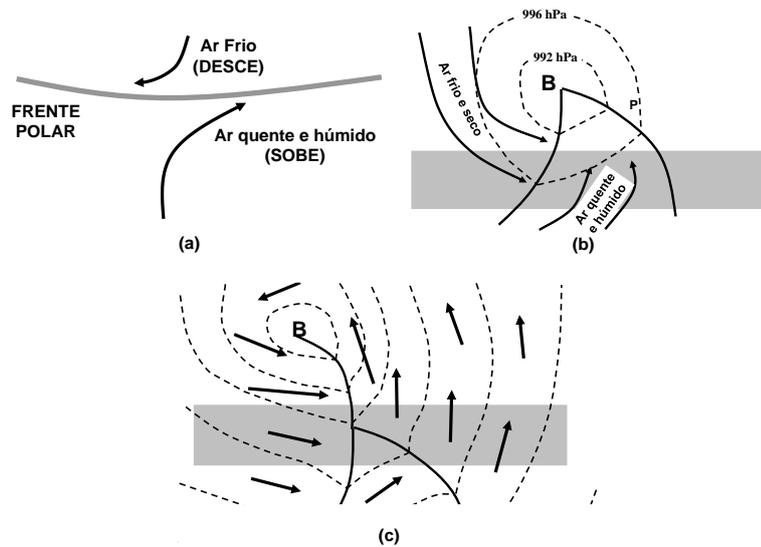


Figura 7.9 – Evolução de uma frente polar típica: (a) estado incipiente - gradiente de temperatura através da frente dá início a subida de ar quente e descida de ar frio, influenciadas pelo efeito de Coriolis, (b) estado maduro - faixa cinzenta corresponde à Figura 7.7, (c) oclusão - faixa cinzenta corresponde à Figura 7.10.

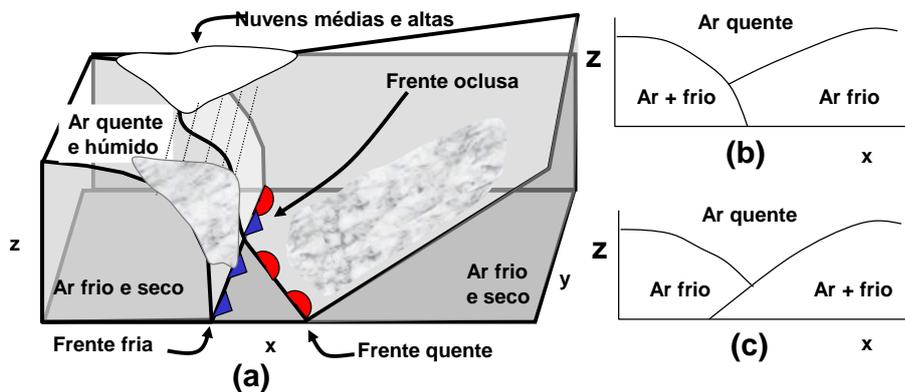


Figura 7.10 – Oclusão de perturbação frontal (cf. Figura 7.9b). Na zona oclusa as nuvens estão afastadas da superfície (nuvens médias e altas). (a) Visão 3D de uma oclusão fria; (b) oclusão fria vista em corte vertical; (c) oclusão quente vista em corte vertical.

A certa altura o observador verifica uma súbita subida de temperatura – de vários °C – quando se dá a chegada do ar tropical à superfície, com a passagem do primeiro ramo da perturbação frontal, designado, por essa razão, por **Frente Quente**. À passagem da frente quente, a pressão atinge um mínimo e o vento sofre uma mudança brusca de direcção. Durante algum tempo, o observador vai encontrar-se no sector quente. Nessa fase, a pressão, temperatura e vento variam pouco e poderá ocorrer precipitação convectiva, isto é precipitação intermitente sob a forma de aguaceiros. À passagem da **Frente Fria** observa-se uma nova alteração do estado do tempo: novo mínimo da pressão, a temperatura sofre uma descida brusca, o vento muda subitamente de direcção e ocorre precipitação intensa sob a forma de aguaceiros.

Após a passagem da frente fria a pressão começa a subir regularmente e começam a aparecer **abertas** até se estabelecer uma situação anticiclónica com céu limpo e as baixas temperaturas características do ar polar. A evolução descrita pode ser facilmente deduzida imaginando o ponto P a deslocar-se na Figura 7.9 e Figura 7.10 de Leste para Oeste (i.e., ao contrário do deslocamento do sistema). A Figura 7.11 apresenta um gráfico idealizado de evolução da temperatura e pressão à passagem de um sistema frontal.

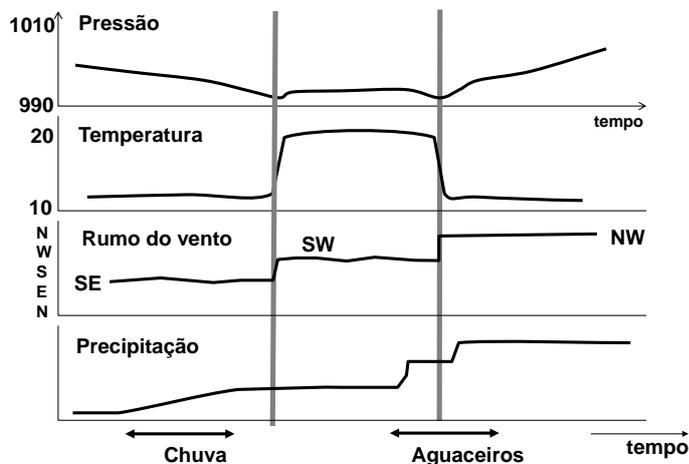
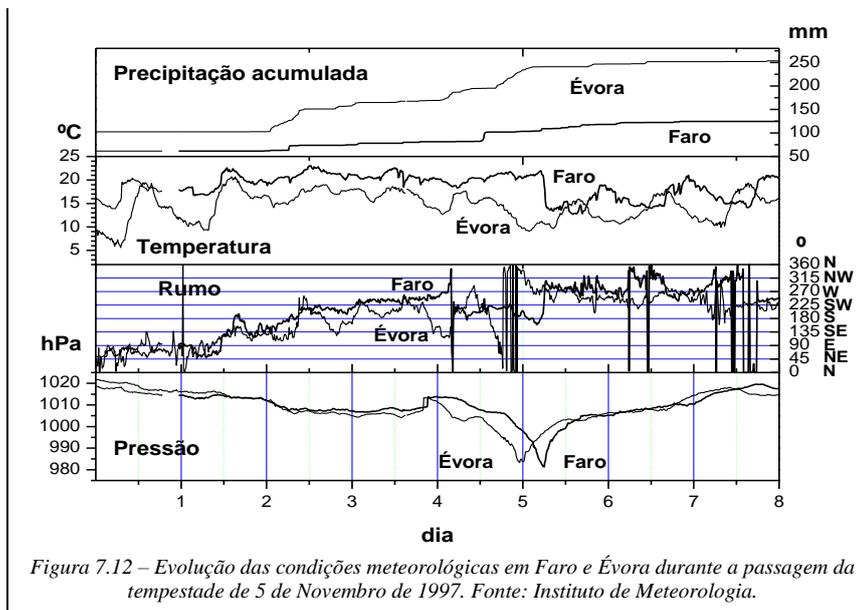


Figura 7.11 – Evolução das condições meteorológicas à passagem de um sistema frontal (situação idealizada).

Caixa 7.3 – A tempestade de 5 de Novembro de 1997

A realidade é, na maior parte dos casos, bastante mais complicada que os modelos. Por essa razão, nem sempre é fácil identificar o modelo representado pela Figura 7.11 quando se analisam as observações reais correspondentes à passagem de uma depressão frontal. A Figura 7.12 apresenta o caso de uma depressão muito intensa, que deu origem a inundações em várias zonas do Sul de Portugal, na noite de 4 para 5 de Novembro de 1997. A tempestade esteve associada a uma frente alongada na direcção este-oeste, estendendo-se até uma depressão no Atlântico, a umas centenas de kms ao largo da costa. Considerando os dados apresentados na Figura 7.12, observa-se até às 0 horas do dia 2 ausência de precipitação, um amplo ciclo diurno de temperatura, indicando condições de céu pouco nublado e uma tendência para a descida gradual da pressão atmosférica. A partir da noite de 2 para 3, observa-se precipitação contínua em Évora, muito intensa, e aguaceiros em Faro, acompanhada por uma redução da amplitude térmica, com valores da temperatura média claramente acima dos observados em dias anteriores; a pressão continua a descer e o vento passa de SE para SW. Na noite de 4 para 5, a pressão decresce muito rapidamente, atingindo um mínimo absoluto. Nesse mesmo instante, observa-se uma queda brusca da temperatura em Faro (de cerca de 8°C em minutos) e uma rotação do vento de SW para W, o que é consistente com a passagem de uma frente fria. Em Évora as variações são menos claras.



7.5 Depressões e anticiclones

A depressão frontal é o sistema meteorológico mais activo nas latitudes médias, sendo responsável por grande parte da precipitação aí observada. Nas latitudes baixas e ocasionalmente nas latitudes médias e elevadas, existem outros sistemas muito activos, capazes de produzir localmente taxas de precipitação ainda mais elevadas, sendo frequentemente acompanhados por ventos muito fortes à superfície. Estes sistemas, que incluem os **Ciclones Tropicais**, os **Tornados**, os **Ciclones Polares** e diversas formas de **convecção organizada**, têm em comum o facto de serem sempre sistemas depressionários em rápida rotação no sentido ciclónico (i.e., no mesmo sentido que a Terra: sentido directo no Hemisfério Norte, sentido retrógrado no Hemisfério Sul).

Assim, se exceptuarmos os sistemas que ocorrem na zona equatorial, em que a rotação não é necessariamente um factor relevante, podemos afirmar que as situações de *mau tempo* estão sempre associadas a depressões ciclónicas. Inversamente, as situações de *bom tempo* fora da região equatorial estão geralmente associadas a situações de circulação anticiclónica.

Enquanto os tornados são responsáveis pelas situações mais extremas em termos de vento à superfície, sendo frequentemente responsáveis por rastos de intensa destruição, a relativa raridade destes sistemas e a sua reduzida extensão espacial (poucos kms) permite limitar o seu impacto global. Tal não acontece no caso dos ciclones tropicais. De todos os sistemas referidos, os ciclones tropicais são os que maior impacto têm, em termos de destruição e perda de vidas.

Os ciclones tropicais são gerados no Oceano tropical, sendo aí “alimentados” de grandes quantidades de ar quente e húmido. A introdução de ar quente e húmido na base destes sistemas cria uma situação de instabilidade (cf. secção 4.5) propícia para o seu desenvolvimento. No seu estado maduro, são sistemas de grandes dimensões – da ordem dos 500 a 1000 km de diâmetro – com um ciclo de vida de vários dias, podendo ser facilmente observados nas fotografias de satélite (Figura 7.13).

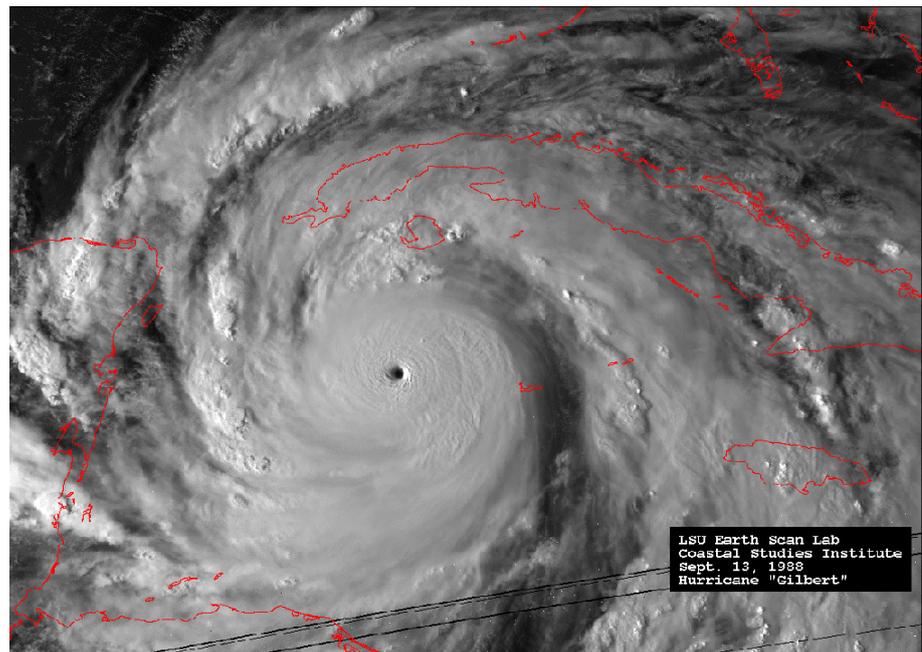


Figura 7.13 – *Furacão Gilbert (1988) em fotografia de satélite.* Fonte: LSU Earth Scan Lab (www.esl.lsu.edu).

À medida que se formam, os ciclones tropicais são empurrados para Oeste pelos ventos alísios e ligeiramente desviados para latitudes um pouco mais elevadas, indo afectar o estado do tempo na costa Leste dos diferentes continentes (América, África, Ásia e Austrália). Os ciclones tropicais gerados no Atlântico são geralmente designados por **Furacões** e podem afectar a América do Sul (raramente), a América Central e o Sul da América do Norte. No caso do Pacífico e Índico, eles são tradicionalmente designados por **Tufões**, podendo atingir as costas da Indochina, da Austrália, da China e de muitos outros países da região, nomeadamente as ilhas do Pacífico tropical.

Apesar da sua origem quase equatorial, os ciclones tropicais atingem o máximo da intensidade quando se afastam ligeiramente do Equador, geralmente até cerca de 20°, sendo afectados pela força de Coriolis. Por essa razão, estes sistemas intensamente depressionários rodam rapidamente no sentido ciclónico, podendo a velocidade do vento à superfície atingir valores

extremamente elevados, até mais de 200 km/h. Vistos numa fotografia de satélite (Figura 7.13) os ciclones tropicais surgem como grandes turbilhões ciclónicos, constituídos por faixas de *cumulonimbus* de grande desenvolvimento vertical. No centro dos ciclones tropicais observa-se geralmente uma região calma de céu limpo – o *olho do furacão* – em que ocorre subsidência (descida de ar). A existência do olho do furacão deve-se ao facto de as velocidades na *parede* do olho serem tão elevadas que a força centrífuga impede a convergência de ar para o seu interior, essencial para a alimentação da corrente ascendente nos *cumulonimbus*.

Caixa 7.4 – Tornados

Os tornados são turbilhões atmosféricos de dimensões muito mais reduzidas que os ciclones tropicais, com um diâmetro geralmente inferior a 1 km. Como é típico dos sistemas meteorológicos de menores dimensões o tempo de vida de um tornado é normalmente curto – minutos ou horas – e a sua evolução é muito difícil de prever. No seu estado de máxima intensidade, um tornado pode produzir velocidades do vento à superfície acima dos 500 km/h (caso de um tornado de grau 5).

Os tornados são produzidos em tempestades convectivas muito intensas, designadas por *supercélulas*. Para a sua produção é necessária a existência de grandes quantidades de *CAPE* (energia potencial disponível para convecção, cf. secção 4.6) e uma forte intensificação do vento na Troposfera média. Quando estas condições estão reunidas, forma-se na base do *cumulonimbus* que constitui a supercélula, um ou mais turbilhões de circulação muito intensa, onde a pressão é suficientemente baixa para aspirar partículas soltas da superfície ou gotas de água. Estes turbilhões, com a aparência de funis deslocam-se rápida e erraticamente sobre a superfície e constituem os tornados. A Figura 7.14 representa, esquematicamente, a circulação atmosférica associada a um Tornado.

Os tornados são sistemas raros à escala mundial, mas observam-se ocasionalmente em muitas regiões. Nas planícies da América do Norte (Oklahoma, Arizona, etc.) existem condições muito favoráveis à sua formação, ocorrendo anualmente cerca de 800. Outros sistemas, de menor dimensão e intensidade, podem por vezes confundir-se com tornados: caso das *trombas de água*, por vezes observadas em águas costeiras, e dos *dust devils* ("demónios de areia"), frequentes em zonas desérticas e com a dimensão horizontal de apenas alguns metros.

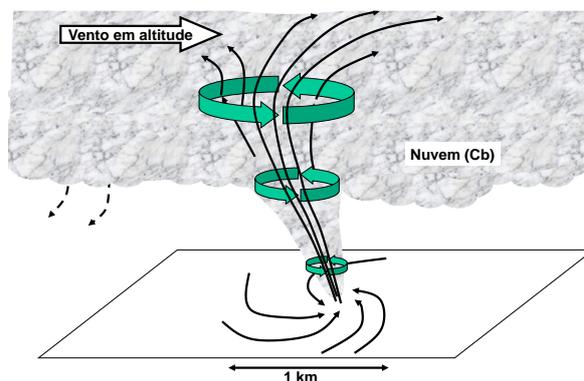


Figura 7.14 – Representação esquemática da circulação num Tornado.

7.6 Autoavaliação

Palavras-chave

Aquecimento diferencial	Desertos
Célula de Ferrel	Frente fria
Célula de Hadley	Frente polar
Célula directa	Frente quente
Célula polar	Frontogénese
Ciclogénese	Massa de ar
Ciclone frontal	Oclusão
Ciclone tropical (furacão ou tufão)	Superfície frontal polar
Cintura de altas pressões	Tornados
Corrente de jacto	Ventos alísios
Declive de uma superfície frontal	Zona intertropical de convergência (ZITC)

Problemas

Problema 7-1 Explique porque razão a circulação atmosférica de Vénus não revela a presença de correntes de jacto.

Problema 7-2 As massas nebulosas que constituem a "assinatura" de um sistema frontal encontram-se preferencialmente na massa de ar quente. Indique duas razões que explicam esse facto.

Problema 7-3 Explique a origem do jacto subtropical.

Problema 7-4* Explique a origem do jacto polar.

Problema 7-5 À passagem de uma frente oclusa não se observa normalmente precipitação intensa. Justifique e indique as alterações do estado do tempo que são de esperar nessas condições.

Problema 7-6 Na Ilha de S. Tomé (perto de Equador) observa-se a existência de dois períodos de maior intensidade de precipitação, com máximos em Abril e Novembro. Justifique, considerando a origem da precipitação nessa região.

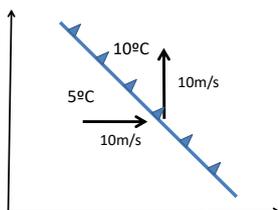
Problema 7-7 Explique porque razão os ciclones tropicais só afectam a costa leste da América, Ásia e Oceânia.

Problema 7-8 Os ciclones tropicais nunca se formam sobre o continente e quando se deslocam sobre terra durante períodos prolongados enfraquecem. A que se devem esses factos?

Problema 7-9 Na zona jacto polar, aos 50°N, observa-se um vento de 5 ms⁻¹, de Oeste, aos 1000 hPa, e um jacto com 60 ms⁻¹ aos 280 hPa. Estime o gradiente meridional de temperatura.

Problema 7-10 No mundo real observam-se por vezes gradientes horizontais de temperatura numa frente de 1°C/10km. Querirá isso dizer que o vento em altitude poderá atingir valores extremamente elevados, como se poderia deduzir do Problema 6-7?

Problema 7-11 A figura representa uma frente fria à superfície (plano horizontal x,y), estendendo-se na direcção NW-SE, aos 50°N. Utilizando a fórmula de Margules (Caixa 7.2) estime o declive da frente fria no plano vertical, junto à superfície.



8 Circulações Locais e Regionais

Objetivos

No final do capítulo, o estudante deve:

- *Conhecer as características próprias da circulação na "camada limite atmosférica".*
- *Compreender o mecanismo de "brisa" nas suas diferentes aplicações.*
- *Conhecer, qualitativamente, diversos efeitos devidos ao escoamento na vizinhança de orografia.*

Os sistemas meteorológicos descritos no capítulo 7 são facilmente observados quer pela rede mundial de estações meteorológicas quer, nos casos em que existe uma clara “assinatura” nebulosa, nas fotografias dos satélites meteorológicos. Existem, no entanto, sistemas de muito menor dimensão, por vezes não directamente acessíveis, mas que afectam de forma muito significativa o estado do tempo local. Os sistemas de menores dimensões têm, geralmente, um tempo de vida proporcionalmente mais curto. Os sistemas meteorológicos de grandes dimensões – várias centenas a milhares de kms, visíveis nas cartas do tempo – são designados como sistemas sinópticos ou de *escala sinóptica*. Sistemas com dimensão de cerca de 1 a 100 km são designados como de *mesoscala*, sistemas de menores dimensões são incluídos na *microscala* (cf. Tabela 1-1).

Muitos sistemas de mesoscala e de microscala não produzem uma assinatura visível no céu. Assim, aquilo que nos parece um escoamento suave do ar esconde, muitas vezes, movimentos turbulentos de grande intensidade. As viagens de avião fornecem frequentemente exemplos da ocorrência de períodos de *turbulência em ar limpo*, sem qualquer aviso prévio, dando uma indicação da existência de movimentos de pequena escala, invisíveis para um observador à distância. Nalguns casos, porém, o movimento do ar é revelado pela presença de traçadores visíveis – gotículas de água, partículas de fumo ou outro aerossol – e podemos visualizar o escoamento atmosférico em toda a sua complexidade.

Os movimentos de mesoscala e de microscala podem ser desencadeados devido a muitos mecanismos diferentes. Contrariamente ao que se passa com os sistemas de grandes dimensões, os sistemas nestas escalas são fortemente afectados pela sua interacção com a superfície da Terra. Essa interacção faz-se sentir sob diversas formas e envolve, em particular, a resposta a variações da temperatura da superfície e aos efeitos do atrito.

8.1 A circulação junto da superfície

O movimento do ar só é muito afectado pelo atrito numa camada com alguns mm junto da superfície, onde o vento se anula. Nas primeiras dezenas de metros acima da superfície – até cerca de 50 a 100 m – a velocidade do vento aumenta rapidamente. Após esse crescimento rápido de velocidade, o vento aumenta de velocidade de forma mais gradual, ao mesmo tempo que roda a sua direcção, até se aproximar, a cerca de 1 km, do valor do vento geostrófico. Este perfil típico de variação vertical da velocidade do vento permite definir várias camadas no interior da Troposfera: a camada viscosa ou laminar ($z < 1$ cm), a camada limite de superfície ($z < 100$ m), a camada limite planetária ($z \lesssim 1$ km) e a atmosfera livre $z \gtrsim 1$ km). A Figura 8.1 mostra um perfil vertical idealizado do vento na camada limite atmosférica. A Figura 10.5 apresenta um ciclo diurno,

observado, da estrutura térmica da camada limite, em condições de Verão e céu limpo.

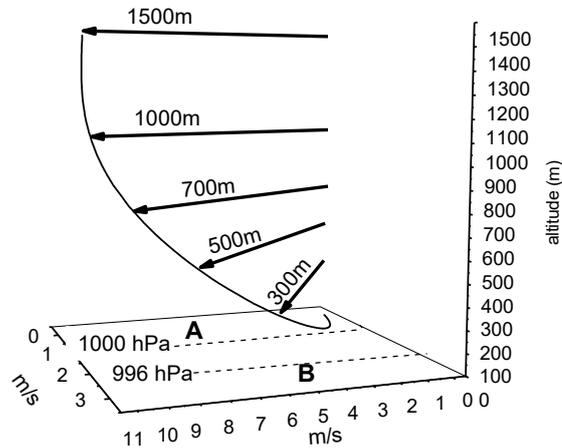


Figura 8.1 – Variação do vento com a vertical: perfil idealizado. Junto da superfície o vento atravessa as isóbaras no sentido das baixas pressões; no topo da camada limite o vento é quase paralelo às isóbaras (equilíbrio geostrófico).

O perfil descrito na Figura 8.1, em que o vento roda em altitude é geralmente designado por espiral de Ekman, constituindo uma aproximação para o vento observado entre cerca dos 100 m e o topo da camada limite (cerca de 1000 m). Na camada de superfície, o vento mantém a sua direcção enquanto aumenta de velocidade. Em situações de estabilidade neutra, encontra-se frequentemente um **perfil logarítmico**:

$$u = \frac{u_*}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (8-1)$$

onde u_* é a **velocidade de atrito**, k é a constante de von Karman (≈ 0.4) e z_0 é o **comprimento de rugosidade**. O comprimento de rugosidade depende da natureza da superfície, sendo muito pequeno em superfícies lisas (por exemplo, sobre água calma pode ter valores inferiores a 1 mm) e elevado em florestas abertas ou em cidades (aí pode ser superior a 1 m), ver Tabela 8-1. A velocidade de atrito depende da intensidade do vento na atmosfera livre e da estabilidade atmosférica.

Tabela 8-1 – Comprimento de rugosidade

<i>Superfície</i>	<i>z₀ (m)</i>
Mar calmo	0.0002
Neve, areia	0.005
Erva	0.03
Arbustos	0.1
Casas isoladas, Floresta	1
Centros urbanos	>2

O que torna a *camada limite planetária* uma região com características diferentes da *atmosfera livre* é a proximidade da superfície. Nesta região, cuja espessura varia entre poucas centenas de metros (200-300 m) durante a noite até mais de 1000 m durante um dia com o solo aquecido pelo Sol, sente-se o efeito do ciclo diurno de aquecimento e arrefecimento do solo. O aquecimento do solo transmite-se às camadas de ar junto da superfície, forçando circulações verticais – muitas vezes designadas por *térmicas* – que se estendem até ao topo da camada limite, misturando-a verticalmente. Por outro lado, como o vento se anula necessariamente na sub-camada viscosa, a camada limite de superfície é frequentemente uma zona de grande variação da intensidade do vento.

A existência de *térmicas* torna o escoamento na camada limite quase sempre turbulento. Nas *térmicas* o ar circula entre a base e o topo da camada limite em correntes ascendentes e volta à superfície em correntes descendentes. Estas *térmicas* são bem conhecidas dos praticantes de *parapente*, *asa-delta* ou *planador* e são muito importantes para o voo dos pássaros.

Como a velocidade do vento varia muito na vertical, especialmente nas primeiras dezenas de metros, quando uma descendente atinge a superfície transporta ar mais rápido e, portanto, o seu aparecimento vai traduzir-se num aumento súbito da velocidade do vento, i.e., numa *rajada*. As *rajadas* tornar-se-ão mais frequentes quando as *térmicas* atingem o máximo do seu desenvolvimento, ao fim da tarde num dia com forte aquecimento da superfície, em condições de céu pouco nublado. Com a chegada da noite, a superfície arrefece, o que implica um arrefecimento da baixa Troposfera e, portanto, uma estabilização. A turbulência decresce gradualmente podendo, no entanto, ser mantida em valores elevados se existirem ventos fortes na atmosfera livre ou um tecto de nuvens baixas. A Figura 8.2 mostra um exemplo de evolução da intensidade do vento num anemómetro ao longo do ciclo diurno.

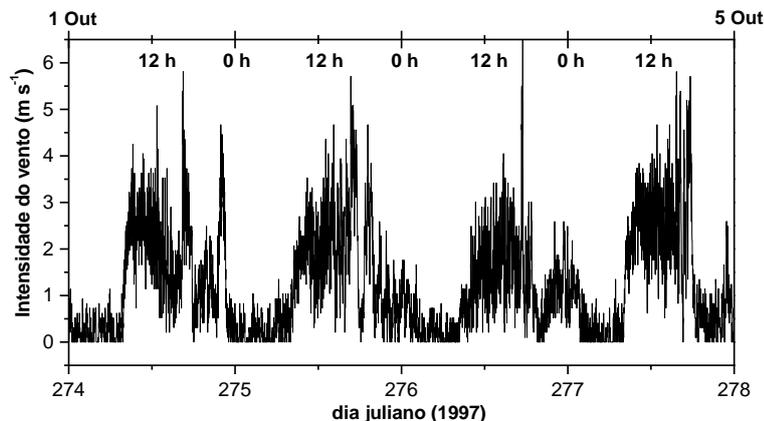


Figura 8.2 – Registo de um anemómetro: intensidade do vento, médias de 1 minuto. Observações realizadas em Portel (Alentejo) em Outubro de 1997 (Projecto CICLUS).

8.2 A brisa marítima

A turbulência da camada limite referida na secção anterior é produzida em resposta a um padrão de aquecimento da superfície quase homogéneo ou simplesmente irregular, o que implica que a localização das *ascendentes* e *descendentes* nessas circulações é essencialmente imprevisível. Em algumas regiões, no entanto, as propriedades da superfície variam de forma de tal maneira abrupta que pode ser gerada uma circulação organizada, capaz de afectar o clima local. Essas circulações, produzidas em resposta à existência de diferenças de temperatura entre superfícies próximas, são genericamente designadas por *brisas*.

O exemplo mais conhecido é o da *brisa marítima*. Durante o dia, especialmente durante o Verão, a camada superficial do solo aquece devido à radiação solar. No oceano, a mesma radiação é absorvida numa camada muito profunda – até cerca de 100 m – de grande capacidade calorífica e é em parte consumida em evaporação, pelo que a temperatura da superfície do oceano varia muito lentamente. A temperatura do ar sobre o continente tenderá assim a tornar-se, durante o dia, mais alta do que a sua temperatura sobre o oceano. Numa zona costeira, pode obter-se, por este processo, um gradiente de temperatura da ordem dos 10°C em poucas dezenas de kms. Esse gradiente vai desencadear uma *circulação directa*: o ar quente continental tenderá a deslocar-se para cima em direcção ao mar, enquanto o ar frio marítimo tenderá a deslocar-se para baixo em direcção ao continente. Assim, a origem da circulação de brisa é semelhante à da célula de Hadley ou à da circulação através da Frente Polar (gradiente horizontal de temperatura → circulação no plano vertical), mas a circulação gerada é completamente diferente em cada um dos casos porque se trata de sistemas de diferentes escalas, e cada escala tem os seus ingredientes próprios.

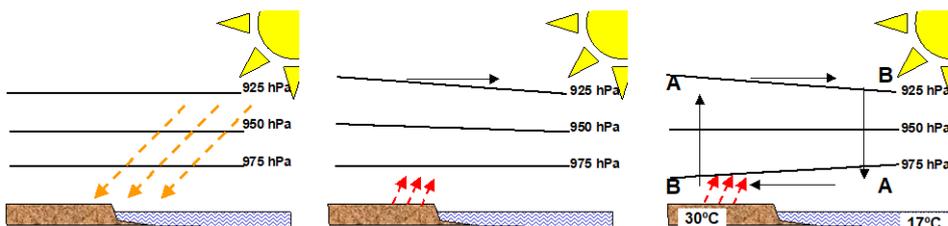


Figura 8.3 – Brisa marítima: isóbaras e circulação de brisa: (a) antes da brisa (b) início da brisa; (c) estado maduro.

A Figura 8.3 mostra como o padrão de aquecimento terra/mar dá origem à circulação da brisa marítima. Admitimos que partimos de uma situação em que não existe qualquer contraste entre o ar continental e o ar oceânico e em que não há gradientes horizontais de pressão (Figura 8.3a). Com o início do aquecimento do solo e o correspondente aquecimento do ar sobre o continente, o ar continental torna-se menos denso, pelo que a pressão vai decrescer mais lentamente com a altitude. Desse facto resulta a criação de um gradiente horizontal de pressão, a uma certa distância do solo, que vai forçar uma circulação do continente para o oceano, em altitude (Figura 8.3b). Essa circulação implica a existência de uma corrente descendente sobre o oceano e de uma corrente ascendente sobre o continente cuja presença vai favorecer uma nova deformação das isóbaras com a formação de uma alta pressão na baixa atmosfera oceânica e uma baixa pressão na baixa atmosfera continental. No estado maduro é produzida uma circulação fechada, com transporte de ar marítimo fresco do oceano para o continente junto da superfície e uma corrente de retorno em altitude (Figura 8.3c). Deve notar-se que, neste sistema, o gradiente de pressão tem sinais opostos junto da superfície e em altitude.

O mecanismo descrito na Figura 8.3 resulta do aquecimento do solo durante o dia. Durante a noite o solo arrefece rapidamente, tornando-se, por vezes, bastante mais frio que a superfície do oceano. Nessas condições, o mecanismo de brisa funciona em sentido inverso, produzindo uma corrente à superfície da terra para o mar, com retorno em altitude, designada por **brisa terrestre**. Como em todas as brisas, o ar que se desloca à superfície é mais frio (mais denso) do que o ar que ele vem substituir.

A circulação da brisa marítima/terrestre estende-se em geral a poucas dezenas de kms da costa nas duas direcções. Em condições favoráveis, no entanto, esta circulação pode assumir um carácter regional definindo o clima de grandes áreas do mundo (cf. secções 8.6 e 8.7).

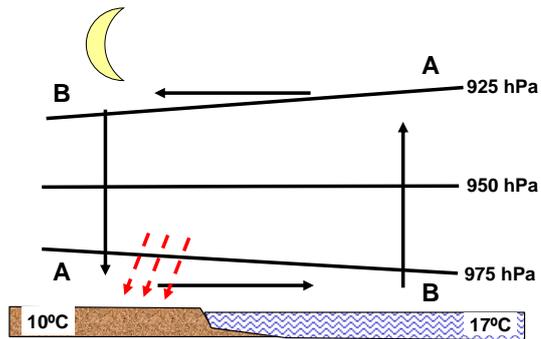


Figura 8.4 – Brisa terrestre

8.3 Brisas de montanha e vale

Também a topografia pode dar origem a circulações de brisa, com inversão do sentido da circulação entre a situação diurna e nocturna. Tal como no caso da brisa marítima/terrestre, a superfície do solo funciona como fonte de aquecimento (durante o dia) e de arrefecimento (durante a noite). A um dado nível, a atmosfera sobre o vale encontra-se longe do solo, sendo pouco afectada pelo ciclo diurno. Enquanto isso, na zona montanhosa a esse mesmo nível a atmosfera está em contacto directo com a superfície, trocando calor. Assim, durante o dia, a montanha comporta-se como uma fonte de aquecimento, dando origem a uma circulação de ar mais fresco vinda do vale: a **brisa de vale**. Durante a noite, a montanha é uma fonte de arrefecimento, tendo lugar uma corrente de ar fresco da montanha para o vale, ao longo da encosta: a **brisa de montanha**. O vento junto da superfície na circulação de brisa de montanha é designado por **vento catabático**, podendo atingir velocidades muito elevadas. O vento de superfície associado à brisa de vale é designado por **vento anabático**.

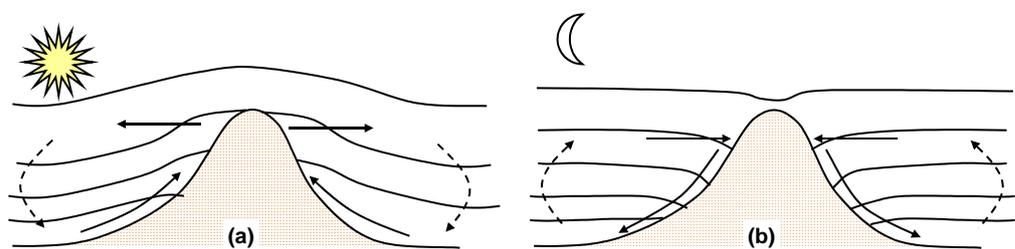


Figura 8.5 – Brisa orográfica: (a) brisa de vale, durante o dia (b) brisa de montanha, durante a noite. Representadas: isóbaras e sentido da circulação atmosférica.

Deve notar-se que as brisas de todos os tipos devem a sua existência ao aquecimento diferencial da superfície, traduzido na criação de energia disponível (Caixa 7.1) convertida em circulação pelo trabalho da força do gradiente de pressão.

8.4 Outras circulações orográficas

As brisas de vale e montanha constituem um exemplo da grande importância da topografia na circulação atmosférica e no clima. Dependendo das dimensões da montanha e das características da massa de ar que se desloca sobre ela, pode observar-se uma enorme variedade de circulações directamente atribuíveis à topografia. No caso das grandes cadeias montanhosas – como o Tibete, as Montanhas Rochosas, os Andes e até os Alpes – observa-se um impacto global da sua presença, traduzido pela alteração da circulação em todo o Hemisfério: forçamento de *ondas longas* na circulação circumpolar, geração de *depressões móveis* que vão afectar o estado do tempo milhares de kms a leste da cadeia de montanhas, geração e *modificação de perturbações frontais*. A alteração da orografia global devida aos processos orogénicos de larga escala associados à deriva dos continentes foi, muito provavelmente, um dos factores fundamentais na mudança climática ao longo das eras geológicas.

À escala local, a presença de orografia traduz-se no forçamento de circulações muito perturbadas (cf. Figura 8.6): geração de vórtices e rotores, forçamento de ondas internas dando origem a padrões de nuvens, tempestades de vento, criação de zonas preferenciais para a precipitação. Por essa razão quando uma montanha se encontra sob a acção de um vento com um rumo dominante bem definido, existe sempre uma grande diferença meteorológica entre as duas encostas.

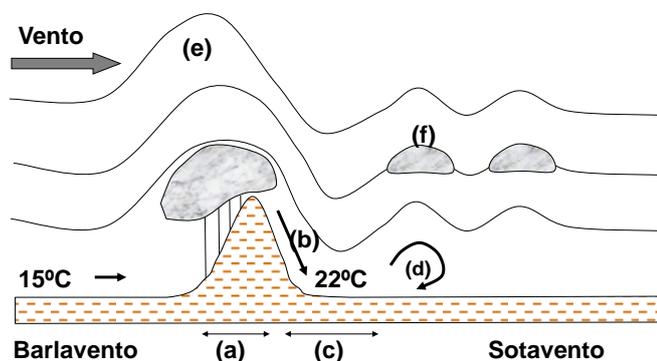


Figura 8.6 – Circulação na vizinhança de montanhas: (a) precipitação orográfica; (b) tempestade de vento na encosta, (c) região de fohen, (d) região de estagnação e turbulência na esteira da montanha; (e) ondas internas, (f) nuvens lenticulares devidas a "ondas de lee".

Um caso muito interessante de influência orográfica e que tem impacto no clima local é fornecido pelo chamado *efeito de fohen*, ilustrado na Figura 8.6. Se uma massa de ar húmido for obrigada a subir ao longo da encosta de uma montanha suficientemente elevada, pode atingir a saturação devido ao arrefecimento adiabático (cf. secção 3.8). Nesse caso há formação de nuvens orográficas que podem produzir precipitação. Uma vez passado o cume da montanha, a massa de ar é empurrada para baixo, ao longo da segunda encosta, e é aquecida adiabaticamente. No processo de condensação o ar recebe calor latente de condensação. Se não tivesse ocorrido precipitação, esse mesmo calor latente seria consumido na evaporação das gotículas da nuvem no processo de descida. Mas, se ocorreu precipitação, parte do calor latente libertado na condensação permanece no ar e vai contribuir para uma diferença de temperatura entre pontos à mesma altitude dos dois lados da montanha. Assim, a encosta do lado de onde sopra o vento (*barlavento*) será fria e húmida, enquanto a outra encosta (*sotavento*) será quente e seca. As diferenças de temperatura entre as duas encostas podem ser superiores a 10°C. O efeito de fohen é muito importante em diversos pontos do mundo, em particular na Suíça onde ele justifica as temperaturas amenas observadas nos vales protegidos pelos Alpes. Em Portugal, o melhor exemplo encontra-se na Ilha da Madeira, onde se observa sistematicamente um tempo quente e seco na encosta Sul e condições muito mais frescas e húmidas na encosta Norte, devido ao vento do quadrante Norte que é dominante na região.

Exercício 8.1 – Efeito de fohen

Uma massa de ar à temperatura de 15 °C e com temperatura do ponto de orvalho de 10°C é obrigada a passar sobre uma cadeia de montanhas. Nessa passagem, o ar à superfície é expandido desde os 1000 hPa até aos 700 hPa, no topo da montanha, voltando à sua pressão de origem na encosta a jusante. Admitindo que toda a água condensada é expulsa para fora da massa de ar, sob a forma de precipitação, calcule: (a) a temperatura final da massa de ar à superfície, (b) a sua humidade relativa inicial e final.

Solução:

Vamos utilizar o tefígrama (Figura 8.7). O estado inicial da massa de ar é representado pelos pontos: ($p=1000$ hPa, $T=15^\circ\text{C}$, $T_d=10^\circ\text{C}$), representados no diagrama por (1) e (1'). Na subida, dá-se uma expansão adiabática: o ponto (1) desloca-se ao longo da adiabática seca até à posição (2), enquanto (1') se desloca para o mesmo ponto (2) seguindo a linha $r=\text{const}$. O ponto (2) correspondente ao nível de condensação (nesse ponto $T=T_d$). Acima do nível de condensação o ponto representativo da massa de ar desloca-se de (2) até (3) seguindo a adiabática saturada até atingir a pressão do topo da ascensão (700 hPa). Na descida, a massa de ar é comprimida adiabaticamente desde (3) até (4), seguindo uma adiabática seca, enquanto isso há conservação da razão de mistura o que implica que a temperatura do ponto de orvalho evolui ao longo da linha $r=\text{const}$ até atingir o ponto (4). Lendo o diagrama:

(a) $T_{\text{final}}=T(4)=24^\circ\text{C}$; (b) $T_{v,\text{final}}=T_d(4')=1^\circ\text{C}$, $H_{r,\text{inicial}}=r/r^{\text{sat}}\sim 8/10=80\%$,
 $H_{r,\text{final}}\sim 4/19\sim 25\%$.

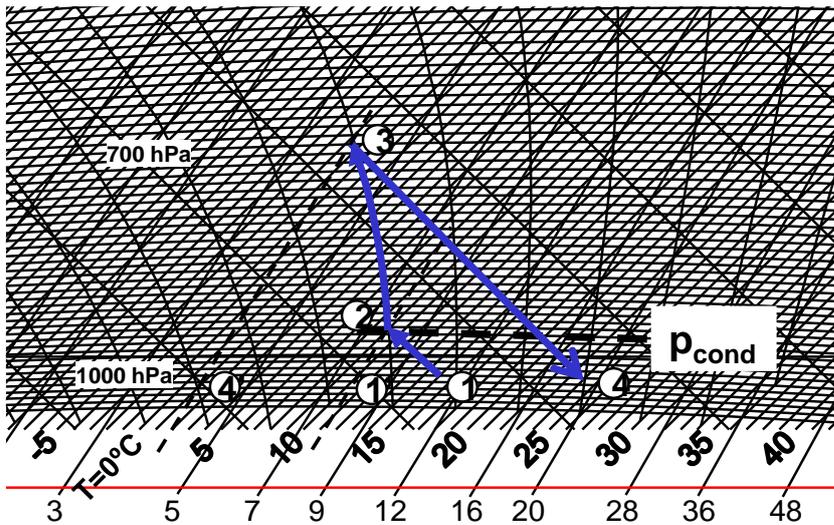


Figura 8.7 – Efeito de fohen no tefigrama (Exercício 8.1).

8.5 Circulação na vizinhança de lagos e cidades

O efeito de brisa descrito nas secções 8.2 e 8.3 constitui um exemplo de circulações atmosféricas directamente devidas à existência de variações das propriedades da superfície, traduzidas, nesse caso, pela criação de gradientes horizontais de temperatura. É possível produzir efeitos semelhantes quando se encontram gradientes horizontais de vento, devidos, por exemplo, a alteração da *rugosidade* da superfície. A Figura 8.8 apresenta o caso da circulação nas proximidades de um lago. Dado que a superfície do lago é, geralmente, muito mais lisa que a superfície envolvente, especialmente se esta for florestada ou tiver construções, vai observar-se um aumento da velocidade do vento sobre o lago e uma redução quando o ar volta a circular sobre a margem. Em consequência, vai observar-se *divergência* horizontal do ar na transição terra → lago e *convergência* na transição lago → terra. Tal como no caso da circulação atmosférica em anticiclones e depressões (secção 6.5), a zona de divergência à superfície vai forçar uma corrente descendente, enquanto a zona de convergência vai forçar uma corrente ascendente. A ascendente é frequentemente observada devido à presença de nuvens.

Uma outra situação muito mais frequente é produzida pela presença de zonas urbanas. Estas zonas caracterizam-se por grande rugosidade, devida aos edifícios, e também pelo facto de serem, em geral, mais quentes que as zonas rurais circundantes. Nalguns casos, a diferença de temperatura entre o interior da cidade e o ambiente rural próximo pode ultrapassar os 5°C, devido ao facto de a cidade absorver melhor a radiação solar (menor albedo) e possuir uma menor superfície de evaporação. Este efeito é designado por *ilha de calor urbana* e pode contribuir significativamente para a deterioração da qualidade do ar na zona urbana, especialmente se existirem

fontes de poluição nos arredores da cidade. A Figura 8.9 exemplifica a situação.

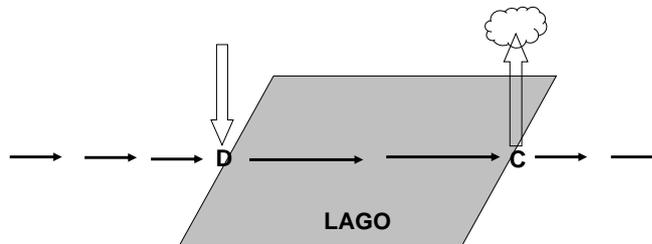


Figura 8.8 – Circulação atmosférica na vizinhança de um lago. O vento à superfície acelera sobre o lago devido à diminuição do atrito, gerando zonas de convergência horizontal de ar (C) e de divergência (D). Em consequência, vai surgir uma circulação vertical (setas largas) que pode dar origem a nebulosidade.

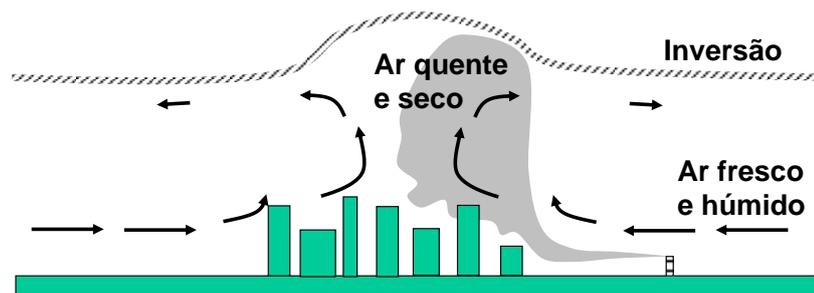


Figura 8.9 – "Ilha de calor" urbana, em condições de vento fraco. A diferença de temperatura entre a zona urbana e a zona envolvente dá origem a uma circulação de brisa. Plumas de poluição emitidas na zona suburbana podem ser transportadas para o interior da cidade nessa circulação, e darem origem a "fumigações" devido ao aprisionamento do ar abaixo da inversão e à intensa mistura na camada limite (cf. secção 10.2).

8.6 Depressões térmicas

Quando as circulações de brisa dominam o escoamento atmosférico numa região extensa podem dar origem à formação de depressões quentes sobre o continente, designadas por **depressões térmicas**. A prevalência deste regime de circulação na Península Ibérica durante o Verão deve-se à geometria da península. O aquecimento do continente durante um dia de Verão dá início à circulação da brisa marítima. Dado que a altitude do solo vai crescendo em direcção ao interior, a circulação de brisa é reforçada por uma brisa de vale. Como o sistema se mantém ao longo de muitas horas, o efeito da força de Coriolis faz-se sentir, desviando a brisa para a direita, i.e., transformando uma circulação quase perpendicular à costa numa circulação praticamente

paralela. O resultado é uma circulação fechada no centro da península, rodando no sentido ciclónico (contrário aos ponteiros do relógio, no caso do Hemisfério Norte).

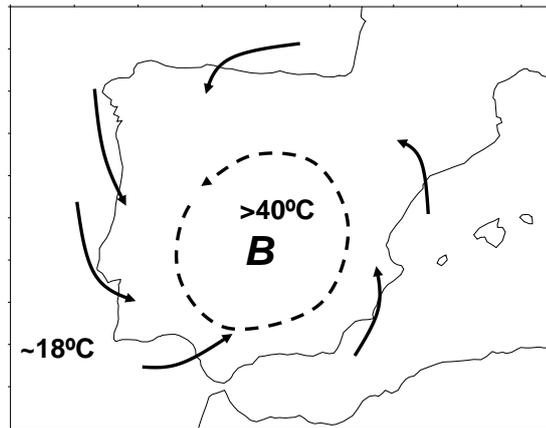


Figura 8.10 – Depressão térmica na Península Ibérica. As setas esquematizam o movimento de partículas de ar junto da superfície.

A circulação da depressão térmica na Península Ibérica (Figura 8.10) dá origem a vento de Norte ou Noroeste em toda a costa ocidental, com uma intensidade crescente ao longo do dia, atingindo um máximo ao fim da tarde: trata-se do regime da *nortada*, característico do Verão português. Durante a noite, a nortada perde intensidade mas não ocorre, geralmente, uma inversão da circulação, i.e., não se observa uma brisa de terra significativa. De facto, durante o Verão, a temperatura no interior da Península baixa durante o período nocturno, mas mantém-se quase sempre um pouco acima da temperatura da superfície do Atlântico, que é relativamente baixa na vizinhança da Península, devido ao afloramento de água profunda que aí tem lugar (*upwelling*).

8.7 A monção

Um fenómeno com uma origem semelhante ao da depressão térmica ibérica, mas a uma escala muito maior, da dimensão de um continente, é a *monção*. A circulação de monção afecta grandes regiões do mundo, especialmente em latitudes relativamente baixas, sendo o caso mais marcante o da circulação atmosférica no subcontinente indiano. Durante o Verão do Hemisfério Norte a temperatura da Ásia sobe, tornando-se o continente mais quente do que o Oceano Índico. Dá-se assim início a uma circulação de brisa de grandes dimensões que transporta ar muito húmido do Índico em direcção ao continente. Ao atravessar as cadeias de montanhas que existem nos limites do planalto indiano, estas massas de ar dão origem a precipitação

muitíssimo abundante. No centro da Ásia, forma-se uma depressão térmica de grandes dimensões.

No período de Inverno do Hemisfério Norte assiste-se a uma inversão da circulação de monção, iniciando-se a monção de Inverno. Na Sibéria estabelece-se um anticiclone frio (*Anticiclone da Sibéria*), a partir do qual se realiza um transporte de ar frio e seco do interior do continente para o oceano, na forma de uma brisa de terra à escala continental. A circulação é, também neste caso, fortemente influenciada pela rotação da Terra e pela orografia. No caso da Índia, o planalto do Tibete fornece uma barreira de protecção que impede a passagem do ar frio e seco com origem siberiana. No caso da China, na falta de protecção orográfica, observam-se *vagas de frio* intenso associadas à monção de Inverno.

Circulações de monção afectam, em graus diferentes, todos os continentes. Sobre os continentes estas circulações são sempre associadas a depressões quentes no Verão e a anticlones frios no Inverno, tratando-se, em ambos os casos, de sistemas quase estacionários, i.e., fixos no terreno. Nas latitudes baixas, não afectadas por perturbações frontais, as monções impõem um clima caracterizado por precipitação abundante na estação quente e tempo seco na estação fria.

8.8 Autoavaliação

Palavras-chave

Anticiclone da Sibéria	Efeito de <i>fohen</i>
Brisa	Monção
Brisa de mar	Nortada
Brisa de terra	Térmicas
Brisa de montanha	Turbulência
Brisa de vale	<i>Upwelling</i>
Camada limite	Vento anabático
Depressão térmica	Vento catabático

Problemas:

Problema 8-1 Uma massa de ar com uma temperatura de 15°C atravessa uma cadeia de montanhas à velocidade de 5 m/s. O arrefecimento devido à subida (expansão) da massa de ar tem como consequência a ocorrência de chuva com uma intensidade de 3 mm/hora, afectando uma faixa de 10 km, na encosta. Uma vez atravessada a montanha, a massa de ar volta ao seu nível inicial. Admita que toda a chuva tem origem numa camada de 1000 m, na baixa Troposfera e que os dados anteriores se referem a essa camada. (a) Esquematize a situação; (b) Estime a quantidade de água condensada e precipitada em cada kg de ar; (c) Estime o calor latente libertado; (d) Estime a redução de razão de mistura.

Problema 8-2 A pressão média à superfície em Janeiro e em Julho (Figura 7.6) apresentam grandes diferenças, especialmente sobre os continentes. Descreva essas diferenças e explique a sua origem.

Problema 8-3 Na sequência da questão anterior, explique porque razão a oscilação anual da pressão é muito mais intensa no Hemisfério Norte.

Problema 8-4 Aos 500 hPa (cerca de 5 km de altitude), no Verão, observam-se muito claramente os anticiclones subtropicais (e.g. Anticiclone dos Açores) mas não as depressões térmicas. Explique porquê.

Problema 8-5 Num anemómetro, aos 10 m, observou-se um vento de 5 ms^{-1} . Admitindo que o comprimento de rugosidade vale 1 cm, calcule o vento aos 80 m, altura de operação de um aerogerador.



9 Poluição atmosférica

Objetivos

No final do capítulo, o estudante deve:

- *Conhecer as principais famílias de compostos atmosféricos.*
- *Compreender e saber utilizar o conceito de "tempo de residência".*
- *Compreender o papel dos principais poluentes (CO, NO_x, SO₂, O₃, COVs e partículas), conhecer as suas principais fontes e ciclo de vida atmosférico.*
- *Compreender a diferença entre poluente primário e secundário.*
- *Compreender o processo de decaimento dos poluentes radioativos e os conceitos de dose de exposição.*
- *Compreender, qualitativamente, o mecanismo da poluição fotoquímica e sua aplicação aos ciclos do ozono troposférico e estratosférico.*

Na atmosfera podem encontrar-se virtualmente todos os elementos da tabela periódica, integrados em variadíssimos compostos, na fase gasosa ou na forma de partículas sólidas ou líquidas em suspensão. Apesar de só os componentes maioritários (N_2 , O_2), o vapor de água e o argon contribuírem de forma significativa para a massa total (cf. Tabela 1-2), a presença de diversos desses compostos, ainda que em baixíssimas concentrações, tem grande impacto nas propriedades da atmosfera, devido essencialmente às suas propriedades ópticas e à sua actividade química. Para além disso, muitos dos compostos referidos são tóxicos ou afectam de forma sensível animais e plantas – incluindo o homem – quando a sua concentração atmosférica aumenta de forma significativa. Compostos nessas condições são designados como *poluentes atmosféricos*.

9.1 Ciclos de vida e tempos de residência

A composição da atmosfera não é estática. Todos os seus constituintes – elementos ou compostos – têm um *ciclo de vida*: são introduzidos na atmosfera por uma ou mais *fontes*, sofrem processos de *transporte* e *transformação* química e são, eventualmente, *removidos*. Este ciclo de vida, em que intervêm possivelmente todos os elementos do sistema climático (Atmosfera, Hidrosfera, Litosfera, Biosfera e Criosfera) é geralmente designado por *ciclo biogeoquímico* do elemento (ou composto) em causa. Alguns ciclos biogeoquímicos são particularmente relevantes como é o caso do *ciclo da água* e dos ciclos dos *elementos da vida* (nomeadamente carbono, oxigénio, azoto, hidrogénio e enxofre).

Uma característica fundamental de cada elemento ou composto atmosférico é o seu *tempo de residência* na atmosfera. Este tempo pode ser definido como a duração média do seu ciclo de vida, desde que é introduzido na atmosfera até ser removido para a superfície da Terra.

O tempo de residência pode ser calculado recorrendo à condição de conservação da massa. Assim, se considerarmos um elemento de volume da atmosfera, i.e. uma porção qualquer da atmosfera, poderemos dizer que a variação da massa de uma dada substância nesse volume (dQ/dt) será devida à importação (F_{in}) ou exportação (F_{out}) de massa através da parede e à produção (P) ou remoção (R) dessa substância – por reacção química ou decaimento radioactivo – no interior do elemento de volume. Simbolicamente, podemos escrever a condição de balanço:

$$\frac{dQ}{dt} = (F_{in} - F_{out}) + (P - R) \quad (9-1)$$

A condição anterior é válida para qualquer elemento de volume e, portanto, pode aplicar-se à totalidade da atmosfera. Dada a grande massa da atmosfera, podemos em muitos casos admitir que ela se comporta como um reservatório para cada substância considerada, i.e., que a concentração dessa

substância é constante ($Q = \text{const}$, $dQ/dt = 0$). Nesse caso, temos a condição de conservação da massa em **regime estacionário**:

$$F_{in} + P = F_{out} + R \quad (9-2)$$

e podemos calcular o tempo de residência da substância em causa como:

$$\tau = \frac{Q}{P + F_{in}} = \frac{Q}{R + F_{out}} \quad (9-3)$$

em que Q é a massa total dessa substância na atmosfera e os termos de fluxo só incluem os fluxos através da superfície inferior, i.e., as fontes externas do composto, localizadas na superfície.

Exercício 9.1– Cálculo do tempo de residência do enxofre na Atmosfera

O enxofre existe na atmosfera em diversos compostos, mas principalmente na forma de dióxido de enxofre (SO_2). A sua concentração média é da ordem de $1 \mu g / kg$, pelo que a sua massa total é de cerca de $10^{-9} \times M_{atmosfera} \approx 4 \times 10^9 kg$; se admitirmos uma taxa de introdução destes compostos na atmosfera de $200 \times 10^9 kg/ano$, podemos calcular o tempo de residência:

$$\tau = \frac{Q}{P + F_{in}} = \frac{4 \times 10^9}{200 \times 10^9} \text{ ano} = \frac{1}{50} \text{ ano} \approx 1 \text{ semana}$$

i.e., em média, um átomo de enxofre demorará cerca de 1 semana na atmosfera, desde a sua emissão até à deposição na superfície.

O conhecimento do tempo de residência de uma dada espécie química permite, em particular, estimar a distância a partir de uma dada fonte até à qual são de esperar concentrações significativas do composto considerado (cf. Problema 9-1). Por outro lado, para cada zona da atmosfera é possível calcular um tempo característico de mistura (τ_M), definido como o tempo necessário para, na ausência de fontes ou sumidouros de um dado composto, se atingir uma concentração homogénea desse composto. Em geral, o tempo de mistura depende da dimensão do reservatório considerado, das características do escoamento atmosférico (velocidade média, estabilidade, turbulência) e da direcção considerada. No caso da Troposfera, o tempo de mistura vertical – tempo necessário para mistura de uma substância entre a superfície e a Tropopausa – é de cerca de 1 semana, enquanto o tempo de mistura horizontal – necessário à mistura numa dada superfície horizontal em todo o globo – é de cerca de 1 ano. No caso da Estratosfera, devido à sua elevada estabilidade estática, o tempo de mistura vertical é de cerca de 50 anos.

Considerados uma dada região da atmosfera e uma dada espécie química, se o tempo de mistura for muito superior ao tempo de residência é de esperar que haja grandes variações de concentração dessa substância. Caso contrário será de esperar uma concentração homogénea da substância em causa.

Assim, no caso do dióxido de enxofre (cf. Tabela 9-1), introduzido na atmosfera em processos de combustão, pode concluir-se que ele não se encontra bem misturado, nem sequer na zona da Troposfera acima da fonte. No outro extremo, o dióxido de carbono (CO_2) encontra-se bem misturado tanto na Estratosfera como na Troposfera. Alguns componentes encontram-se bem misturados na Troposfera mas não na Estratosfera. A Tabela 9-1 apresenta os tempos de residência de alguns componentes minoritários da atmosfera, juntamente com estimativas da sua concentração média e da intensidade das fontes superficiais.

Tabela 9-1 – Tempos de residência de alguns componentes minoritários (na Troposfera)

Espécie química	Concentrações ^(a)	Fontes totais Tg ano ⁻¹	Tempo de residência
CFCl ₃ (CFC-11)	0.27 ppbv	~1	45-55 anos
CF ₂ Cl ₂ (CFC-12)	0.5 ppbv		102 anos
CF ₂ ClCFCl ₂ (CFC-113)	0.08 ppbv		85 anos
CF ₂ ClCF ₂ Cl (CFC-114)	0.02 ppbv		300 anos
CH ₄	1720 ppbv	410-660	10-14 anos
CO ₂	350 ppmv	7500	120 anos
CO	40-200 ppbv	1800-2700	30-90 dias
N ₂ O	310 ppbv	15	90-150 anos
NO _x	0.02-1000 ppbv	53	1-4 dias
NH ₃	0.1-10 ppbv	45	10 dias
SO ₂	20 pptv-1500 pptv-100 ppbv	60	1-7 dias

^(a) Concentrações mais baixas correspondem a zonas remotas sobre o Oceano, concentrações mais elevadas correspondem a zonas urbanas poluídas. Fontes: IPCC (1995), Seinfeld e Pandis (1998). Tg: Tera grama=10¹²g.

O tempo de residência de uma espécie química na atmosfera é também importante quando se consideram alterações da intensidade das fontes externas, nomeadamente no caso de fontes antropogénicas. Se o tempo de residência for curto, essas alterações traduzir-se-ão numa variação quase imediata das concentrações atmosféricas. Caso contrário existirá uma resposta lenta. Um exemplo deste comportamento é dado pela gestão global das emissões de CFCs, acordada em tratados internacionais: apesar da redução já efectuada das emissões dos CFCs mais comuns (CFC-11 e CFC-12), devido aos elevados tempos de residência desses compostos, só em meados do próximo século se espera uma redução significativa das suas concentrações estratosféricas.

9.2 Concentrações

Tal como no caso do vapor de água, utilizam-se diversas grandezas para medir a concentração de poluentes na atmosfera. Três dessas grandezas são utilizadas de forma mais frequente:

A concentração volúmica, geralmente indicada em ppmv (partes por milhão em volume), ppbv (partes por bilião em volume) e pptv (partes por trilião em volume), em que se utiliza a convenção anglo-saxónica (1 bilião = 1000

milhões). Devido à lei de Avogadro, no caso dos componentes gasosos a concentração volúmica é numericamente igual à fracção molar, i.e., se o composto x tem a concentração de 1ppmv, ele é responsável por 1 em cada milhão de moléculas do ar.

A razão de mistura (concentração mássica), indicada em ppm (mg/kg), ppb ($\mu g / kg$) ou ppt (ng/kg).

A massa volúmica do componente, geralmente indicada em $\mu g m^{-3}$.

A conversão entre as grandezas referidas depende da densidade do ar, que por sua vez é função da temperatura e da pressão. O Exercício 9.2 exemplifica o procedimento a seguir na conversão.

Exercício 9.2 – Cálculo da massa volúmica do CO₂

Recorrendo aos dados da Tabela 9-1, calcule a massa volúmica média de CO₂ na atmosfera, μ_{CO_2} , à temperatura de 15°C e à pressão de 1000 hPa.

Solução: Admite-se uma concentração volúmica de 350 ppmv. Recorrendo à lei dos gases ideais (3-4) pode calcular-se o volume molar do ar à temperatura e pressão consideradas:

$$\frac{V}{N} = \frac{RT}{p} = \frac{8.314 \times 288}{100000} \approx 0.24 m^3 mol^{-1}$$

Então, considerando a massa molar do CO₂ ($M_{CO_2}=44 \text{ g mol}^{-1}$) a massa volúmica do CO₂ pode calcular-se:

$$\begin{aligned} \mu_{CO_2} &= 350 \times 10^{-6} \frac{M_{CO_2}}{RT/p} = 350 \times 10^{-6} \frac{44 \text{ g mol}^{-1}}{0.24 m^3 mol^{-1}} = \\ &= \frac{350 \times 44}{0.24} \mu g m^{-3} \approx 64 mg m^{-3} \end{aligned}$$

O exercício anterior, justifica a seguinte expressão para a conversão entre ppmv e $\mu g m^{-3}$:

$$\text{Massa } (\mu g m^{-3}) = \text{Concentração (ppmv)} \frac{\text{Massa molar } (g mol^{-1})}{RT/p (m^3 mol^{-1})} \quad (9-4)$$

9.3 Principais poluentes

Dada a grande variedade de compostos que podem ser designados como poluentes atmosféricos, é conveniente proceder à sua classificação. Do ponto de vista da sua produção, os poluentes são designados como **poluentes primários**, se forem introduzidos na atmosfera a partir de fontes externas, e como **poluentes secundários**, nos casos em que resultem da transformação química dos poluentes primários. Assim, o CO e o SO₂ são poluentes primários, enquanto o O₃, produzido em reacções fotoquímicas em que podem intervir diversos poluentes primários (hidrocarbonetos, NO_x, etc.), é um poluente secundário.

Por outro lado, os poluentes podem ser classificados quanto à sua composição química. A generalidade dos compostos gasosos que se encontram da atmosfera pode incluir-se num dos 4 grandes grupos:

Compostos sulfurados (contendo enxofre);

Compostos azotados (contendo azoto);

Compostos contendo carbono;

Compostos halogenados (contendo um elemento halogéneo – F, Cl, Br, I).

Fora destes quatro grupos existem, no entanto, para além do oxigénio, do ozono (O_3) e do vapor de água, diversos compostos do tipo H_xO_y , incluindo em particular o radical hidroxilo (OH), de grande importância na química atmosférica. Por outro lado, a atmosfera contém um grande número de partículas e gotículas em suspensão.

9.3.1 Compostos de enxofre

Os principais compostos contendo enxofre que se encontram na atmosfera são o SO_2 (dióxido de enxofre), H_2SO_4 (ácido sulfúrico), H_2S (sulfureto de hidrogénio), CH_3SCH_3 (sulfureto dimetilo ou *DMS*), OCS (sulfureto carbonilo) e CS_2 (dissulfureto de carbono).

O dióxido de enxofre é o principal poluente antropogénico desta família. O SO_2 é produzido em todos os processos de combustão se o material combustível possuir uma fracção de enxofre, como são o caso do petróleo e carvão. As emissões antropogénicas de dióxido enxofre estão estimadas em cerca de 80×10^9 kg/ano de enxofre (IPCC, 1990), correspondendo a 80 a 90% das emissões totais de SO_2 , que incluem igualmente emissões devidas a fogos florestais e a erupções vulcânicas. As concentrações de SO_2 variam fortemente de local para local, devido ao reduzido tempo de residência atmosférica deste composto (cf. Tabela 9-1), desde valores da ordem das 20 pptv (partes por trilião, em volume) até várias centenas de ppm em zonas poluídas.

O segundo composto de enxofre, do ponto de vista dos fluxos totais é o *DMS*. Este composto resulta de emissões biogénicas, em especial pelo plâncton oceânico, sendo responsável por cerca de $\frac{1}{4}$ das emissões totais de enxofre. Por essa razão, a sua concentração atinge valores mais elevados na camada limite (baixa Troposfera) oceânica.

Em termos de concentração média, no entanto, o *OCS* é o principal reservatório de enxofre da atmosfera. Dada a sua reduzida importância em termos da intensidade das emissões, pode facilmente concluir-se que se trata se um composto com um elevado tempo de residência atmosférica – da ordem dos 7 anos (contra 7 dias para o SO_2). Esse valor do tempo de residência justifica o facto de ser um composto relativamente bem misturado na Troposfera (cf. Tabela 9-2), sendo o único composto de enxofre – para além do SO_2 directamente injectado por erupções vulcânicas – capaz de

atingir a Estratosfera. A presença de *OCS* na Estratosfera é muito relevante em termos climáticos, dado contribuir de forma preponderante para o nível observado de aerossol estratosférico. A conversão de *OCS* em partículas de sulfatos, na Estratosfera, envolve reacções fotoquímicas de fotodissociação e subsequente oxidação por átomos livres de *O* e radicais *OH*, dando origem a *SO*₂ e posteriormente a aerossol de *H*₂*SO*₄ (ácido sulfúrico).

Tabela 9-2 – Principais compostos de enxofre na atmosfera

Espécie química	Concentração (razão de mistura, ppt)		Fontes totais 10 ⁹ kg de enxofre/ano	Processo de formação
	Ar marítimo	Ar continental		
SO ₂	20	150-1500	97	Combustão, vulcões
CH ₃ SCH ₃ (DMS)	80-110	8-60	40	Plâncton oceânico
OCS	500	545	0.4	Combustão de biomassa, emissão oceânica

Fonte: IPCC (1995)

Do ponto de vista da qualidade do ar, o dióxido de azoto é um gás tóxico, com um cheiro intenso, mesmo em concentrações relativamente baixas (da ordem de 1 ppm). Dada a sua fácil conversão em ácido sulfuroso (*H*₂*SO*₃) e em ácido sulfúrico (*H*₂*SO*₄) a principal acção deste poluente é devida à actividade destes ácidos nas superfícies em que se depositam, quer sejam os pulmões, a superfície das plantas ou de monumentos calcários. Por esta razão, o *SO*₂ é o principal responsável pelas **chuvas ácidas**, e o seu controle tem constituído uma prioridade nos países industrializados.

9.3.2 Compostos de azoto

O *N*₂ é o principal constituinte da atmosfera mas, dada a sua grande estabilidade química, não participa directamente na química da Troposfera ou da Estratosfera. Os principais componentes minoritários que contêm azoto são: o óxido nitroso (*N*₂*O*), o óxido de azoto (*NO*), o dióxido de azoto (*NO*₂), o ácido nítrico (*HNO*₃) e o amoníaco (*NH*₃). Outros compostos de azoto, como nitratos e sais de amónio são produzidos a partir da conversão química de *NO*, *NO*₂ e *NH*₃.

O óxido nitroso (*N*₂*O*) é produzido naturalmente, devido, em especial, à actividade de bactérias no solo. O óxido de azoto (*NO*) é introduzido na atmosfera a partir de fontes naturais e antropogénicas, em especial em processos de combustão a alta temperatura, em que ocorre combustão do próprio azoto do ar. Dadas as elevadas temperaturas geradas localmente, as trovoadas constituem uma importante fonte natural de óxidos de azoto (cf. Tabela 9-4). O *NO*₂ é emitido em pequenas quantidades, conjuntamente com o *NO*, em processos de combustão sendo produzido fundamentalmente na própria atmosfera por oxidação do *NO*, o que faz do *NO*₂, em larga medida, um poluente secundário. A soma *NO*+*NO*₂, cuja massa é conservada no processo de conversão (oxidação) do *NO* em *NO*₂, é geralmente designada

por NO_x . Da oxidação do NO_x resulta, eventualmente, a formação de ácido nítrico, susceptível de ser rapidamente removido, por deposição húmida ou seca. O amoníaco é emitido para a atmosfera, principalmente a partir de fontes naturais. A Tabela 9-3 apresenta alguns dados sobre os principais compostos de azoto na Troposfera.

O azoto é um dos elementos fundamentais da vida. Os organismos vivos não são, em geral, capazes de utilizar directamente o azoto livre atmosférico, N_2 . A sua utilização implica uma prévia “fixação” do azoto em compostos biodisponíveis, nomeadamente na forma de nitratos. Esse processo é efectuado por bactérias do solo, em particular em culturas de leguminosas, tradicionalmente utilizadas para enriquecimento do solo em azoto. Na agricultura moderna, no entanto, o aumento dos níveis de azoto no solo é frequentemente realizado por adição de adubos azotados, em quantidade superior à efectivamente utilizada pelas culturas, traduzindo-se num aumento da quantidade de azoto biodisponível, cuja consequência é a poluição dos solos e das águas, num processo, designado por *eutrofização*, que leva ao desenvolvimento descontrolado de algas e inquinação dos reservatórios de água. Por outro lado, uma grande parte do azoto introduzido na atmosfera, sob a forma de óxidos de azoto, em processos de combustão industrial e pelos veículos automóveis, é eventualmente depositado na superfície, na forma de ácido nítrico, contribuindo igualmente para a poluição do solo e das águas.

Tabela 9-3 – Principais compostos de azoto na atmosfera

Espécie química	Concentração (razão de mistura, ppbv)		Fontes totais Tg (N) ano ⁻¹	Principal processo de formação
	Ar marítimo	Ar urbano		
N_2O	310		15	Emissão a partir do solo
$NO+NO_2$	0.02-0.04	10-1000	53	Combustão
NH_3		0.1-10	45	Pecuária, fertilizantes, emissões naturais

Fonte: IPCC (1995). Tg: Tera grama= 10^{12} g.

9.3.2.1 Óxido nitroso N_2O

Não contando com o N_2 , o óxido nitroso é o mais abundante dos compostos de azoto na atmosfera. O facto de a sua concentração média ser muito superior à dos óxidos de azoto ou do amoníaco, apesar de ser emitido a taxas francamente menores (Tabela 9-3), deve-se ao longo tempo de residência atmosférica deste composto, da ordem dos 100 anos (Tabela 9-1). Por esta mesma razão, o N_2O está bem misturado na Troposfera, apresentando concentrações quase constantes (cerca de 310 ppmv), mas que têm vindo a aumentar nos últimos 150 anos (a partir de um valor de cerca de 275 ppmv), devido ao incremento da actividade agrícola, com uso intensivo de adubos azotados.

Apesar de a concentração volúmica de N_2O ser cerca de 1000 vezes inferior à do dióxido de carbono, ele é um importante gás de estufa, dada sua

elevada capacidade de absorção de energia, cerca de 300 vezes superior à do CO_2 , molécula por molécula. O elevado tempo de residência do N_2O é uma consequência da sua baixa reactividade química, sendo o principal processo de destruição de N_2O a sua fotodissociação na Estratosfera, dando origem a NO (cf. secção 9.4.1).

9.3.2.2 NO_x

A Tabela 9-4 apresenta estimativas das principais fontes dos óxidos de azoto NO e NO_2 , na Troposfera. A maior parte das emissões estão associadas a processos de combustão a alta temperatura e dependem também, na sua maioria, da actividade humana. NO e NO_2 são dois compostos extremamente reactivos na atmosfera, com tempos de residência de poucos dias. A grande maioria das emissões de óxidos de azoto ocorre sob a forma de NO , dando-se a sua oxidação em NO_2 , por reacção com o ozono troposférico:



O dióxido de azoto, por sua vez, pode ser fotodissociado:



dando origem a um átomo livre de oxigénio que se pode recombinar com o O_2 , produzindo ozono e reiniciando o ciclo. As reacções (9-5) e (9-6) conservam a soma $NO+NO_2=NO_x$.

Tabela 9-4 – Fontes de NO_x troposférico

Fontes	Intensidade estimada Tg (N) ano ⁻¹
Indústria e transportes	24
Libertado pelo solo	12
Combustão de biomassa	8
Trovoadas	5
Oxidação do NH_3	3
Emissões dos aviões	0.5
Transporte a partir da Estratosfera	0.1
TOTAL	52.6

Fonte: IPCC (1995). Tg: Tera grama= 10^{12} g.

Os óxidos de azoto NO_x intervêm na fotoquímica da Troposfera e da Estratosfera em muitas outras reacções chave, sendo importantes nos processos de destruição de ozono estratosférico e de produção de ozono troposférico. A sua remoção da Troposfera é efectuada de forma eficiente, com tempos de residência de poucos dias, por reacção com o radical OH , dando origem a ácido nítrico HNO_3 , rapidamente removido por deposição húmida. Por este processo, os óxidos de azoto contribuem para a acidificação do solo.

9.3.3 Compostos de carbono

A família dos compostos de carbono encontra-se representada na atmosfera por um grande número de espécies químicas, na fase gasosa e na forma de condensados (partículas). Excluindo os óxidos de carbono CO_2 e CO , os compostos gasosos desta família são genericamente designados por **compostos orgânicos voláteis** (COVs), e incluem fundamentalmente diversos **hidrocarbonetos** (compostos de carbono e hidrogénio). Os compostos de carbono são importantes na atmosfera como gases de estufa (especialmente o CO_2 e o CH_4) e participam de diversas maneiras na química da atmosfera, em particular em reacções fotoquímicas em que há produção de radicais livres, podendo contribuir para a produção de ozono troposférico: os COVs são **precursores de ozono troposférico**. Alguns compostos de carbono, muito pouco abundantes na atmosfera natural, mas produzidos pelo Homem, são importantes devido à sua elevada toxicidade.

9.3.3.1 Dióxido de carbono

O dióxido de carbono (CO_2) é o mais abundante reservatório de carbono atmosférico. A sua presença na atmosfera é uma condição fundamental para a existência de vida, visto que ele constitui a fonte de carbono no processo da fotossíntese. O CO_2 é emitido para a atmosfera por inúmeros processos naturais e humanos, incluindo a respiração, a combustão de matéria orgânica e a decomposição dessa mesma matéria sob a acção de bactérias. A sua remoção da atmosfera é efectuada pelo processo de fotossíntese e também por dissolução no oceano.

Existe actualmente uma grande preocupação com as concentrações de CO_2 devido ao seu papel no efeito de estufa. Ao longo do último século as concentrações de CO_2 têm vindo a aumentar continuamente (Figura 1.2) devido ao rápido aumento da utilização de combustíveis fósseis (petróleo e carvão) na indústria, produção de energia e transportes. Neste período assistiu-se a um aumento de concentração de 280 para mais de 350 ppmv, isto é, de cerca de 25%.

9.3.3.2 Monóxido de carbono

O monóxido de carbono (CO) resulta da combustão incompleta de compostos orgânicos, incluindo a oxidação do metano (CH_4), processos de combustão naturais e antropogénicos e a oxidação de outros hidrocarbonetos, para além do metano. A Tabela 9-5 e a Tabela 9-6 apresentam, respectivamente, estimativas da taxa de produção e destruição de CO pelas principais fontes e sumidouros conhecidos. Cerca de 2/3 do CO presente na atmosfera é de origem antropogénica, incluindo a oxidação de metano devido à actividade humana. A principal via de eliminação do CO da atmosfera é a reacção com o radical OH .

Tabela 9-5 – Fontes de CO

Fontes	Intensidade estimada Tg (CO) ano ⁻¹
Indústria e transportes	300-500
Combustão de biomassa	300-700
Produção biogénica	60-160
Oceano	20-200
Oxidação do metano	400-1000
Oxidação de COVNM	200-600
TOTAL	1800-2700

Fonte: IPCC (1995). Tg: Tera grama=10¹²g.

COVNM: hidrocarbonetos excluindo metano

Tabela 9-6 – Destruição de CO

Sumidouros	Intensidade estimada Tg (CO) ano ⁻¹
Reacção OH	1400-2600
Transferência para o solo	250-640
Perda para a Estratosfera	~100
TOTAL	2100-3000

Fonte: IPCC (1995). Tg: Tera grama=10¹²g.

O monóxido de carbono é um importante poluente, principalmente em zonas urbanas e junto de vias rodoviárias. A sua concentração média na Troposfera encontra-se no intervalo de 40 a 200 ppbv, apresentando maiores concentrações no Hemisfério Norte, em consequência de o seu tempo de residência (30-90 dias, cf. Tabela 9-1) ser muito inferior ao tempo de mistura inter-hemisférico de cerca de 1 ano. O CO é tóxico para os animais que utilizam hemoglobina para realizar o transporte de oxigénio e CO₂ no processo respiratório, dado a sua afinidade com hemoglobina ser muito superior à do O₂. Devido à sua toxicidade e ao facto de ser um poluente muito comum, as concentrações de CO encontram-se regulamentadas (secção 9.6).

9.3.3.3 Metano

O metano (CH₄) é o mais abundante hidrocarboneto na atmosfera, sendo responsável, em média por cerca de 90% da concentração total de COVs. A concentração actual de metano na Troposfera é de cerca de 1.7 ppmv, tendo-se observado um aumento para mais do dobro nos últimos 100 anos, devido à actividade humana. A concentração de metano há cerca de mil anos pode ser estimada em cerca de 700 ppbv, a partir da análise de bolhas de ar aprisionadas no gelo polar (na Antárctica e Groenlândia). O metano é um importante gás de estufa, com um efeito cerca de 4 vezes superior ao do CO₂, para a mesma concentração, e a sua concentração tem aumentado muito mais rapidamente do que a do CO₂. Por essa razão, apesar de a concentração de CH₄ ser duzentas vezes inferior à do CO₂ o aumento dessa concentração constitui motivo de preocupação. A Tabela 9-7 e a Tabela 9-8

apresentam, respectivamente, estimativas das fontes e sumidouros totais de CH_4 . A falta de igualdade entre fontes e sumidouros indica que existe actualmente acumulação de metano na Troposfera.

O metano é produzido naturalmente e em processos antropogénicos, em reacções de fermentação e decomposição de matéria orgânica, nomeadamente em zonas húmidas (pântanos e charcos, arrozais). O processo de decomposição do lixo orgânico, incluindo carcaças de animais, esgotos, etc., e a fermentação entérica em ruminantes (fermentação bacteriana no intestino de animais) contribuem de forma muito significativa para a produção total de metano. O metano produzido dessa forma, geralmente referido como *biogás*, pode ser utilizado como fonte de energia ou ser simplesmente queimado, de modo a reduzir as emissões.

Tabela 9-7 – Fontes de CH_4

Fontes		Intensidade estimada Tg (CO) ano ⁻¹	
Naturais	Terras húmidas	115 (55-150)	
	Térmitas	20 (10-50)	
	Oceanos	10 (5-50)	
	Outras	15 (10-40)	
	Total natural	160 (110-210)	
Antropogénicas	Combust. fósseis	Gás natural	40 (25-50)
		Minas de carvão	30 (15-45)
		Indústria petrolífera	15 (5-30)
		Combustão de carvão	? (1-30)
		Total (comb. fósseis)	100 (70-120)
	Carbono biosférico	Fermentação entérica	85 (65-100)
		Campos de arroz	60 (20-100)
		Combustão de biomassa	40 (20-80)
		Aterros	40 (20-70)
		Decomposição de animais	25 (20-30)
		Esgotos domésticos	25 (15-80)
		Total (biosférico)	275 (200-350)
		Total antropogénico	375 (300-450)
		TOTAL	535 (410-660)

Fonte: IPCC (1995). Tg: Tera grama=10¹²g.

Tabela 9-8 – Destruição de CH_4

Sumidouros	Intensidade estimada Tg (CH ₄) ano ⁻¹
Reacção com OH	445 (360-530)
Transferência para o solo	30 (15-45)
Perda para a Estratosfera	40 (32-48)
TOTAL	515 (430-600)

Fonte: IPCC (1995). Tg: Tera grama=10¹²g.

9.3.3.4 Outros Compostos Orgânicos Voláteis

Os Compostos orgânicos voláteis (COVs) incluem todos os compostos gasosos de carbono, excepto o CO_2 e o CO . Existem centenas de espécies

químicas nesta classe, já identificadas na Troposfera, com comportamentos químicos bastante diversos e com grau de perigosidade para a saúde muito variável. Os COVs podem ser introduzidos na atmosfera a partir de fontes naturais e antropogénicas. As fontes antropogénicas mais importantes são a combustão incompleta de combustíveis fósseis, a sua evaporação e a utilização de solventes. Quanto às fontes naturais, existe libertação de COVs por parte da vegetação, em processos que dependem fortemente da temperatura e, nalguns casos, da radiação fotossintética disponível. Por essa razão, as emissões biogénicas de COVs atingem o máximo no período de Verão. As emissões variam muito de espécie vegetal para espécie vegetal, atingindo valores muito elevados nos trópicos, devido à elevada densidade de biomassa e à existência de temperaturas elevadas. Na zona mediterrânica existem também fontes muito elevadas de COVs biogénicos, associadas, em particular, à floresta. As emissões naturais totais de COVs estão estimadas num valor quase dez vezes superior ao das emissões antropogénicas mas, devido a diferenças de tempos de residência atmosférica e de toxicidade, as emissões antropogénicas têm grande impacto nas concentrações observadas. A Tabela 9-9 apresenta uma lista de alguns COVs relevantes.

Tabela 9-9 – Compostos orgânicos voláteis

Família	Composto	Fórmula	Fonte	Sumidouro	Concentração típica (ppbv)
Alcanos	Metano	CH ₄	Actividade microb., Gás natural	OH	1700
	Etano	C ₂ H ₆	Motores	OH	0-100
	Hexano	C ₆ H ₁₄	Motores	OH	0-30
Alquenos	Eteno	C ₂ H ₄	Motores, Actividade microbiana	OH, O ₃	0-100
	Propeno	C ₃ H ₆	Motores	OH, O ₃	0-50
	Isopreno	C ₅ H ₈	Vegetação	OH, O ₃	0.2-30
Alquinos	Acetileno	C ₂ H ₂	Motores	OH	
Aromáticos	Benzeno	C ₆ H ₆	Motores	OH	
	Tolueno	C ₇ H ₈	Motores	OH	
Aldeídos	Formaldeído	HCHO	Motores	<i>hν</i> ^(a) , OH	
	Acetaldeído	CH ₃ CHO	Motores	<i>hν</i> , OH	
Cetonas	Acetonas	CH ₃ C(O)CH ₃		<i>hν</i> , OH	0-10
Ácidos	Ác. Fórmico	HCOOH		chuva	
	Ac. Acético	CH ₃ COOH		chuva	
Álcoois	Metanol	CH ₃ OH		OH	

Fonte: Seinfeld e Pandis (1998). ^(a)Fotodissociação.

Os COVs têm importância na atmosfera como poluentes primários em regiões perto das fontes, devido à elevada toxicidade de alguns destes compostos (cf. Tabela 9-10). Por outro lado, os COVs intervêm na química da Troposfera em reacções fotoquímicas, em que dão origem a radicais livres, sendo, nesse processo, *precursores de ozono* troposférico (secção 9.4.2). As reacções químicas e fotoquímicas entre os COVs e os radicais livres constituem a principal forma de remoção de COVs da atmosfera (cf. Tabela 9-9).

9.3.4 Compostos halogenados

Na atmosfera, existe uma grande variedade de compostos halogenados, i.e. contendo átomos de elementos halogéneos – especialmente, flúor, cloro e bromo – na sua composição. Alguns compostos desta família são de origem natural, sendo produzidos em processos biológicos oceânicos ou na combustão de biomassa. A grande maioria das emissões é, no entanto, resultado da sua síntese industrial, sendo utilizados como refrigerantes, propulsores de aerossóis e de espumas, e como solventes.

Os compostos halogenados podem ser de vários tipos, consoante a sua composição. Por um lado, temos compostos de carbono, flúor e cloro, designados por **clorofluorcarbonetos** ou simplesmente **CFCs**. Uma outra família de compostos é designada por **HCFCs** (hidroclorofluorcarbonetos) contendo, para além dos três elementos referidos, hidrogénio. Hidrofluorcarbonetos (**HFCs**) são por sua vez compostos por hidrogénio, flúor e carbono. Perhalocarbonetos são compostos por carbono e um elemento halogéneo.

Dos compostos referidos, os **CFCs** têm sido motivo de maior preocupação, devido ao seu papel fundamental no processo de destruição da camada de ozono. Os **CFCs** são produtos extremamente estáveis do ponto de vista químico, o que se traduz em tempos de residência na atmosfera de muitas dezenas ou mesmo centenas de anos (Tabela 9-1). Este tempo é suficiente para permitir a difusão destes compostos até à estratopausa, onde podem ser fotodissociados por radiação de pequeno comprimento de onda (ultravioleta), libertando átomos halogéneos que podem intervir em reacções com ozono estratosférico (secção 9.4.2).

As emissões de **CFCs** encontram-se reguladas em acordos internacionais (protocolo de Montreal) visando a redução progressiva das emissões. No entanto, apesar das reduções já efectuadas, ou a efectuar a curto prazo, o longo tempo de residência atmosférica destes compostos implica que as concentrações observadas continuarão a aumentar durante as próximas décadas.

9.3.5 Ozono

O ozono (O_3) é um dos mais importantes poluentes. Enquanto a sua presença na Estratosfera é desejável, dado absorver radiação ultravioleta nociva para a vida, na Troposfera, a sua grande actividade química traduz-se em efeitos prejudiciais à saúde, podendo provocar crises respiratórias agudas quando a sua concentração atinge determinados valores. A acção do ozono faz-se também sentir sobre a vegetação, sendo por vezes responsável por grandes prejuízos agrícolas, em zonas afectadas por episódios de poluição fotoquímica. Uma introdução ao mecanismo da poluição fotoquímica é feita na secção 9.4.2. O ciclo do ozono estratosférico é discutido na secção 9.4.1.

9.3.6 Aerossol atmosférico

O aerossol atmosférico é constituído por partículas de diversa composição e dimensões. Algumas dessas partículas são introduzidas directamente na atmosfera, principalmente a partir de fontes localizadas no solo, constituindo o **aerossol primário**. A fracção restante resulta de processos de conversão gás-partícula, sendo designada por **aerossol secundário**.

Diversos processos naturais e artificiais introduzem aerossol primário na atmosfera. A superfície do globo contém, frequentemente, quantidades abundantes de partículas livres que podem ser arrastadas pelo vento. Se essas partículas forem suficientemente finas podem ser transportadas a longas distâncias, por vezes a milhares de kms da zona de origem. Um exemplo bem conhecido deste processo de emissão de aerossol é o caso das tempestades de areia no deserto do Saara, que podem dar origem a deposição de poeiras características em várias regiões da Europa. As partículas arrancadas pelo vento da superfície da Terra incluem variadas partículas minerais e também pólenes e outras partículas de origem biológica. Sobre o oceano, os processos de interacção oceano-atmosfera que têm lugar na superfície livre dão origem a partículas de sal que resultam da evaporação do *spray* marinho. Uma terceira fonte natural de aerossol primário é fornecida pelos vulcões que, no caso das grandes erupções vulcânicas, introduzem aerossol directamente na Estratosfera, com um impacto significativo sobre o clima global.

No que se refere às fontes antropogénicas de aerossol primário, existem diversos processos industriais com emissões significativas de partículas para a atmosfera, incluindo negro de fumo e poeiras de variada composição química. Os processos de combustão – nomeadamente produção de energia em centrais térmicas alimentadas a carvão, incineração, veículos com motores diesel – constituem importantes fontes de partículas atmosféricas.

Apesar de existirem taxas de emissão muito elevadas de aerossol primário, a maior parte das partículas que se encontram em suspensão na atmosfera fazem parte do aerossol secundário. O aerossol secundário resulta fundamentalmente de processos de condensação de sulfatos, nitratos e compostos orgânicos, emitidos na forma gasosa a partir de fontes naturais e artificiais. Estas partículas são, em geral, de muito pequenas dimensões e podem manter-se em suspensão durante períodos prolongados.

Na verdade, o tempo de residência atmosférica das partículas em suspensão depende tanto das suas dimensões como da composição química. As partículas de maiores dimensões são rapidamente removidas por deposição seca, enquanto as partículas solúveis em água são removidas por deposição húmida. As partículas de diâmetro inferior a $1\ \mu\text{m}$ são designadas como partículas *finas* e as partículas de maiores dimensões como *grosseiras*. As partículas finas encontram-se em concentrações até dezenas de milhar por cm^3 enquanto as partículas de maiores dimensões se encontram geralmente

em concentrações inferiores a 1 por cm^3 . Dada a sua origem, as partículas em suspensão são muito mais abundantes sobre os continentes do que sobre os oceanos, e mais ainda em zonas sujeitas a forte poluição industrial.

Do ponto de vista da qualidade do ar interessam-nos as *partículas inaláveis*, isto é, que podem introduzir-se no sistema respiratório. Estas têm um diâmetro inferior a $10 \mu\text{m}$, sendo designadas por PM_{10} . Deve ter-se em atenção, no entanto, que, do ponto de vista da qualidade do ar interessa, não só a dimensão das partículas, como a sua composição química. Frequentemente, as partículas contêm poluentes perigosos, com efeitos cumulativos sobre a saúde humana, nomeadamente metais pesados, ou amianto.

Finalmente, é importante acentuar que o aerossol atmosférico interfere directamente no clima da Terra por dois processos fundamentais. Por um lado, muitas partículas de aerossol – de dimensão apropriada e com afinidade para a água (cf. secção 5.2) – funcionam como *núcleos de condensação de nuvens*, favorecendo o processo de condensação. Por outro lado, o aerossol difunde radiação solar, aumentando o albedo da Terra. Este último processo poderá ter sido relevante na história climática da Terra, consistindo numa das hipóteses actualmente mais divulgadas de explicação da extinção dos dinossauros (segundo esta hipótese, a extinção resultaria de um arrefecimento global, devido ao grande aumento de aerossol atmosférico na sequência de um impacto cósmico). Voltaremos a este assunto no capítulo 12.

9.3.7 Poluentes perigosos para a saúde humana

Alguns poluentes são extremamente tóxicos, podendo afectar a saúde humana, mesmo em concentrações muito baixas. Em muitos casos, estes poluentes perigosos têm efeitos carcinogénicos e, nalguns casos, podem acumular-se em tecidos do corpo humano ao longo da vida. Nos últimos anos, a lista de poluentes perigosos não tem parado de aumentar, apesar de existir ainda alguma incerteza quanto à quantificação do efeito a longo prazo sobre a saúde de alguns desses compostos.

A legislação actual sobre qualidade do ar (secção 9.6) não estabelece limites para as concentrações ambientes dos poluentes perigosos. Existem já, no entanto, estudos sobre a acção de muitos desses compostos que permitem começar a estabelecer valores máximos de exposição admissível. A Tabela 9-10 apresenta uma lista de alguns poluentes perigosos, incluindo informação sobre a natureza do perigo, os valores guia recomendados pela Organização Mundial de Saúde, o seu tempo de residência na atmosfera e as principais fontes conhecidas. A mesma tabela apresenta igualmente valores guia para as concentrações dos poluentes clássicos (CO , NO_2 , SO_2 , O_3 e partículas inaláveis (PM_{10})).

No caso dos poluentes perigosos, existem duas metodologias para estabelecimento de limites de exposição. De um lado, consideram-se os poluentes com efeitos cumulativos sobre a saúde, devido à sua permanência prolongada em tecidos do corpo humano (e.g. ossos, fígado, rins) ou a acção irreversível, conduzindo provavelmente a doença fatal, nomeadamente a cancro. No caso destes poluentes, o limite a estabelecer refere-se à exposição total acumulada durante todo o período de vida. Exemplos de poluentes desta classe são o amianto (fibras minerais), o rádio (gás radioactivo), o arsénico, o cromo VI, o níquel, o benzeno, o formaldeído e o tricloroetileno. O grau de perigosidade de cada poluente é estabelecido, neste caso, em função do aumento de risco de morte para uma exposição a uma concentração média de $1 \mu\text{g m}^{-3}$, durante todo o período de vida.

Doutro lado, consideram-se os poluentes para os quais não são conhecidos efeitos cumulativos, ou não existe prova de que os seus efeitos a longo prazo sejam fatais. Neste caso, os limites a estabelecer referem-se a concentrações máximas observadas num dado período. O período considerado varia de poluente para poluente, conforme o efeito mais grave se refira a exposição prolongada ou a exposições pontuais. No caso de vários metais pesados (chumbo, mercúrio, manganésio, cádmio) em que existe acumulação no corpo humano, os valores guia referem-se a médias anuais da concentração observada, enquanto para alguns COVs esses valores se referem a períodos curtos (horas ou dias).

Uma classe particular de poluentes perigosos é constituída pelos poluentes radioactivos, a considerar na secção seguinte.

Tabela 9-10 – Alguns poluentes perigosos para a saúde humana e valores guia (a não ultrapassar) propostos pela Organização Mundial de Saúde para a Europa (1996)

	Composto	Risco	Fontes	Tempo de residência	Valor Guia	Período de média	Concent. observada
Poluentes clássicos	CO		Combustão incompleta	30-90 dias	100 mg m ⁻³	15 min	
					60 mg m ⁻³	30 min	
					30 mg m ⁻³	1 h	
					10 mg m ⁻³	8 h	
	O ₃		Produção fotoquímica		120 µg m ⁻³	8 horas	
	NO ₂		Combustão	1-4 dias	200 µg m ⁻³	1 hora	
40 µg m ⁻³					ano		
SO ₂		Combustão	1-7 dias	500 µg m ⁻³	10 min		
				125 µg m ⁻³	24 h		
				50 µg m ⁻³	ano		
	Partículas PM ₁₀		Combustão		(a)		
Dentro de casa	Fibras minerais (Amianto, etc.)	A	Minas, Isolamento em edifícios		10 ⁻⁶ /(fibras/l)	UR/vida	8-80 fibras m ⁻³
	Rádion	A	Natural		3-6×10 ⁻⁵ /Bq m ⁻³	UR/vida	
	Fumo de tabaco				(a)		
Inorgânicos	Arsénico	A	Combustão, pesticidas		1.5×10 ⁻³ / (µg m ⁻³)	UR/vida	2.4 ng m ⁻³
	Cádmio	B	Combustão, baterias	7 dias	5 ng m ⁻³	anual	2.5 ng m ⁻³
	Crómio VI	A	Cromagem	—	4×10 ⁻² /(µg m ⁻³)	UR/vida	0.5 ng m ⁻³
	Flúor				(a)		
	Chumbo	T	Gasolina, baterias	7-30 dias	0.5 µg m ⁻³	anual	270-820 ng m ⁻³
	Manganésio				0.15 µg m ⁻³	anual	
	Mercúrio	T	Pilhas, indústria elect.	0.3-2 anos	1 µg m ⁻³	anual	0.37-0.49 ppbv
	Níquel	B	Ligas metálicas, cerâmicas	—	3.8×10 ⁻⁴ / (µg m ⁻³)	UR/vida	7.3 ng m ⁻³
	Platina		Ligas metálicas		(a)		
Orgânicos	Benzeno	A	Gasolina, fumo tabaco	12 dias	6×10 ⁻⁶ / µg m ⁻³	UR/vida	4.6 ppbv
	1,3 Butadieno	B	Motores	9 h	(a)		2-39 ppbv
	Diclorometano				3 mg m ⁻³	24 h	
	Dioxinas	B	Combustão	1 ano (solo)			1 pg m ⁻³
	Formaldeído	B	Ind.química e madeiras	3.8-8.6 h	0.1 mg m ⁻³	30 min	2-39 ppbv
	PAH(BaP)	B	Combustão	0.4-40 d	8.7×10 ⁻⁵ /(ng m ⁻³)	UR/vida	0.46 ng m ⁻³
	PCBs	B	Electrónica	3-1700 d	(a)		0.5-14 ng m ⁻³
	Estireno				0.26 mg m ⁻³	7 dias	
	Tetracloroetileno				0.25 mg m ⁻³	anual	
	Tolueno				0.26 mg m ⁻³	7 dias	
Tricloroetileno	B	Solvente, Ind. Química	5-8 dias	4.3×10 ⁻⁷ / µg m ⁻³	UR/vida	0.22 ppbv	

Fonte: Dados do Estado da Califórnia, cf. Seinfeld e Pandis (1998). A-Carcinogénio humano; B-Provável carcinogénio humano; T-tóxico; (a) Não foi estabelecido valor guia.

9.3.8 Poluentes radioactivos

Os poluentes radioactivos constituem uma classe à parte no grupo de poluentes perigosos. Enquanto os poluentes considerados na secção anterior devem a sua perigosidade a uma interferência na bioquímica dos seres vivos, em especial na bioquímica humana, os poluentes radioactivos interferem com a vida por intermédio da emissão de radiação ionizante – radiação α , β e γ – capaz de quebrar as longas cadeias de DNA que contêm a informação genética, dando eventualmente origem a neoplasias (cancros). Assim, apesar da variada natureza dos poluentes radioactivos, é possível efectuar o cálculo do seu impacto em termos de saúde humana, ou sobre outros seres vivos, recorrendo a uma metodologia integrada, traduzida no cálculo de *doses* de exposição a radiação.

Conhecemos actualmente mais de 110 diferentes elementos químicos, dos quais cerca de 20 são fabricados em laboratório. Cada um destes elementos pode existir sob a forma de diferentes *isótopos*, isto é, átomos com o mesmo número de prótons (e electrões) mas diferentes números de neutrões. Muitos desses isótopos são nuclearmente instáveis, transformando-se noutros elementos após emissão de radiação α (um núcleo de He=2 prótons+2 neutrões), β^- (electrão) ou β^+ (positrão) ou passando a um estado menos energético por emissão de radiação γ (fotão). No caso de isótopos radioactivos de grande massa, é ainda possível a sua desintegração por *cisão nuclear* espontânea, com produção de isótopos mais leves e, eventualmente, emissão de neutrões. Os isótopos instáveis são designados por *radionuclidos* e o processo de transformação nuclear é designado por *decaimento radioactivo*, ou *desintegração radioactiva*. No processo de decaimento radioactivo há diminuição da massa do isótopo *progenitor* e criação de massa do isótopo *descendente* na cadeia de reacções. Se este último isótopo for nuclearmente instável, ocorrerá um novo processo de desintegração, e assim sucessivamente até à produção de um isótopo estável. A sequência de isótopos que se obtém por decaimento de um elemento primordial até a um isótopo estável designa-se por *família*. Vários radionuclidos podem decair de mais do que uma forma, pelo que os processos de decaimento no interior de uma dada família podem ser bastante intrincados.

O processo de decaimento radioactivo é um processo aleatório. Cada isótopo é caracterizado por um *período de semi-vida*, τ , definido como o período de tempo ao fim do qual metade dos átomos de uma dada amostra desse isótopo terão decaído. Recorrendo a esse parâmetro, podemos caracterizar o processo de decaimento radioactivo pela expressão:

$$Q_i(t) = Q_{0,i} 2^{-\frac{t}{\tau}} = Q_{0,i} e^{-\lambda_i t} \quad (9-7)$$

em que $Q_i(t)$ é a massa do isótopo i no instante t , $Q_{0,i}$ é a massa inicial ($t=0$) desse isótopo e λ_i é a sua constante de decaimento. A expressão (9-7) é, em geral, incompleta, pois a maior parte dos radionuclídeos resulta do decaimento de progenitores, o que implica que o processo de desintegração do isótopo filho é parcialmente compensado pelo processo de decaimento do isótopo progenitor. Esse facto obriga a considerar-se, em conjunto, todos os radionuclídeos que constituem uma dada família.

O processo de desintegração de um dado radionuclídeo é completamente caracterizado pelo seu período de semi-vida. No caso de uma amostra, contendo um ou vários radionuclídeos em concentrações determinadas, podemos caracterizar a sua radioactividade, num dado instante, pela grandeza **actividade radioactiva**, definida como o número de desintegrações que aí ocorrem por segundo. A actividade tem unidades s^{-1} , utilizando-se neste contexto a designação de bequerel (Bq).

O efeito da radioactividade sobre eventuais receptores não depende exclusivamente da actividade, mas também do tipo de radiação. As diferentes formas de radiação têm capacidades muito diferentes de penetração nos tecidos vivos e o seu poder de destruição das moléculas orgânicas depende da sua energia. Assim, por exemplo, a radiação α tem muito pouco poder de penetração, só apresentando grande perigosidade quando os emissores são internos ao corpo. Para entrar em linha de conta com os efeitos reais da radiação sobre organismos vivos utilizam-se diversas grandezas:

A **dose absorvida**, definida como a energia média absorvida por unidade de massa de um dado tecido ou da totalidade do corpo, devida à absorção de radiação ionizante, medida em $J kg^{-1}$, mas designada, neste contexto, por *gray* (Gy).

A **dose equivalente** é a dose absorvida multiplicada por um factor de ponderação, que tem em conta o efeito real da radiação considerada sobre um dado órgão, medida em $J kg^{-1}$, mas designada, neste contexto, por *sievert* (Sv).

A **dose efectiva** é a soma pesada das doses equivalentes em cada órgão, entrando em conta com a importância relativa da radiação em cada tecido. A unidade é, igualmente, o sievert.

O cálculo da dose absorvida a partir da actividade recorre a factores de conversão que entram em consideração com a perigosidade da radiação em causa (Tabela 9-11). A Tabela 9-12 contém a informação necessária para o cálculo das doses efectivas.

Tabela 9-11 – Factores de conversão para diferentes tipos de radiação (a)

	Tipo de radiação	Factor de conversão
	Fotões	1
	Electrões, muões	1
Neutrões	E < 10keV ^(b)	5
	10keV < E < 100keV	10
	100keV < E < 2MeV	20
	2MeV < E < 20MeV	10
	20MeV < E	5
	Protões, E > 2MeV	5
	Partículas α , produtos de cisão, núcleos pesados	20

(a) Fonte: Dörschel, Schuricht and Steuer, 1995: *The physics of radiation protection*. Nuclear Technology Publishing. (b) keV (kilo electrão-volt)

Tabela 9-12 – Factores de conversão para determinação da dose efectiva (a)

Órgão	Factor de conversão
Gónadas	0.20
Medula óssea vermelha	0.12
Colon	0.12
Pulmões	0.12
Estômago	0.12
Bexiga	0.05
Peito	0.05
Fígado	0.05
Esófago	0.05
Tiróide	0.05
Pele	0.01
Superfície óssea	0.01
Restante	0.05
TOTAL	1.00

(a) Fonte: Dörschel, Schuricht and Steuer, 1995: *The physics of radiation protection*, Nuclear technology Publishing. (b) keV (kilo electrão-volt)

As doses são cumulativas no tempo. Por outro lado, quando ocorre absorção de radionuclidos, isto é, no caso em que existe uma exposição *interna*, deve considerar-se não só a dose imediata no momento da exposição como a *dose comprometida* a longo prazo (50 anos no caso da população adulta), resultante da radiação associada ao processo de desintegração dos radionuclidos incorporados no corpo, ao longo de toda a vida das pessoas expostas.

Tal como se passa com a generalidade dos poluentes, os poluentes radioactivos presentes na atmosfera podem ter origem natural ou humana. Os radionuclidos de origem natural resultam do decaimento de isótopos de grande semi-vida, nomeadamente do ^{238}U (urânio 238, com semi-vida de cerca de 4500 milhões de anos), ^{232}Th (tório 232, com semi-vida de cerca de 14000 milhões de anos) e ^{40}K (potássio 40, com semi-vida de cerca de 1260 milhões de anos) presentes na Terra desde a sua formação. Destes radionuclidos assume particular importância o Rn (rádon, na forma de ^{222}Rn

e ^{220}Rn), gás inerte radioactivo com semi-vida muito curta, decaindo em outros radionuclidos de desintegração lenta, nomeadamente chumbo e bismuto radioactivos. A perigosidade do rádon deve-se à sua grande mobilidade, podendo ser facilmente respirado, após o que os produtos de desintegração tenderão a depositar-se no interior dos pulmões. Algumas zonas do mundo, mais ricas em urânio, são zonas de risco para o rádon, exigindo a tomada de medidas especiais de prevenção, nomeadamente ventilação forçada em caves. A radiação cósmica – e.g. o *vento solar* – constitui igualmente uma fonte de radioactividade ambiente.

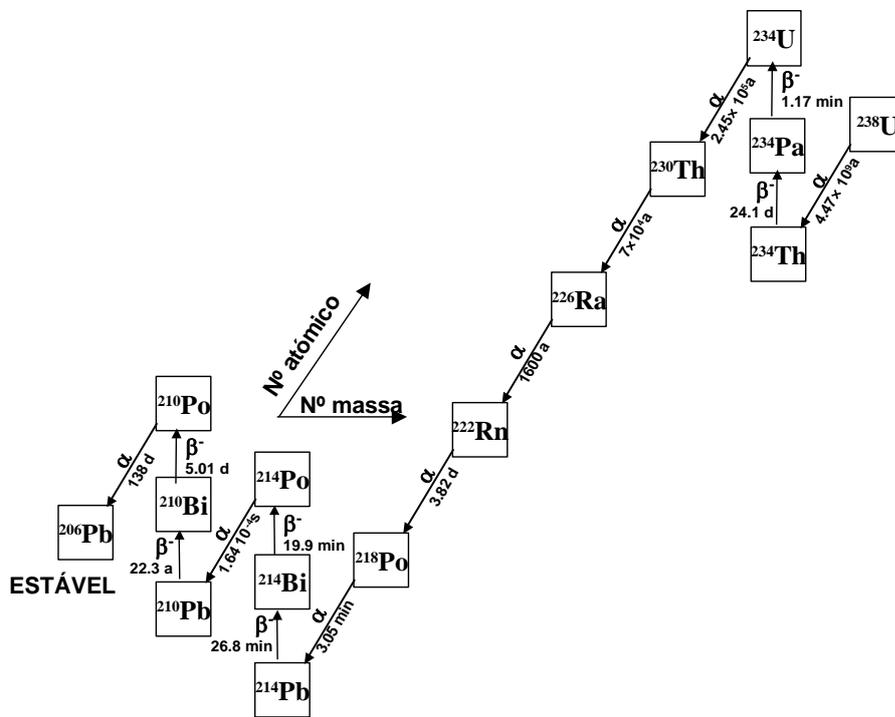


Figura 9.1 – Decaimento radioactivo do urânio 238. Indicado: radiação emitida (α – partícula constituída por 2 prótons e 2 neutrões, β^- – electrão) e tempo de semi-vida.

As fontes artificiais de poluentes radioactivos são de vários tipos. Para a generalidade da população, a principal fonte de radioactividade é a utilização de técnicas de radiação em medicina, especialmente diagnóstico por raio-X. Por outro lado, a utilização de energia nuclear em centrais térmicas, navios e submarinos, pode dar origem a emissões de efluentes radioactivos, especialmente em situações de acidente, como ficou demonstrado em algumas ocasiões (e.g. Chernobyl, Three-Miles-Island). Para além disso, estes sistemas constituem uma fonte de radionuclidos de elevado número atómico, incluindo diversos elementos não existentes na natureza. Até recentemente, as explosões nucleares experimentais constituíram igualmente uma importante fonte de poluição radioactiva,

nomeadamente na alta atmosfera. Finalmente, os combustíveis fósseis, especialmente o carvão, contêm pequenas quantidades de isótopos radioactivos, dando origem à libertação para a atmosfera de efluentes radioactivos. A Tabela 9-13 apresenta estimativas das doses efectivas médias resultantes de exposição à radioactividade ambiente.

A exposição humana aos radionuclidos existentes no ambiente pode fazer-se por diversas vias. Por um lado, pode existir uma exposição *externa* a radiação emitida por radionuclidos presentes na atmosfera ou no solo. A exposição externa é mais relevante no caso de radiação muito penetrante (radiação γ e β). Por outro lado, os radionuclidos gasosos ou em suspensão no ar podem ser respirados (caso, já referido, do rádon). Finalmente, alguns radionuclidos podem ser absorvidos pelas plantas, ou adsorvidos na superfície das folhas, podendo entrar na cadeia alimentar, constituindo fontes *internas*. Alguns destes radionuclidos podem concentrar-se em órgãos particulares, dadas as suas propriedades químicas, constituindo um perigo de saúde pública no caso de emissões acidentais desses isótopos. Os principais radionuclidos nessas condições são o ^{90}Sr (estrôncio 90), que pode substituir o cálcio no organismo, o ^{131}I (iodo 131) prontamente absorvido pela tiróide e o ^{134}Cs (césio 134) ou o ^{137}Cs (césio 137), capazes de substituir o potássio. Para a radioactividade interna contribuem significativamente três radionuclidos naturais: o potássio 40, já referido, o carbono 14 e o trítio (^3H), sendo estes dois últimos produzidos pela acção da radiação cósmica sobre os gases atmosféricos (CO_2 e vapor de água).

A regulamentação internacional sobre poluição radioactiva baseia-se na adopção de níveis de intervenção – que vão desde o aviso às populações, passando pela utilização de abrigos e medidas de restrição alimentar, até à evacuação prolongada – de acordo com certos valores das doses estimadas. No caso de doses muito elevadas, os efeitos sobre os organismos são imediatamente verificados (cf. Tabela 9-14). Noutros casos, os efeitos são calculados a partir de estudos epidemiológicos. A Tabela 9-15 apresenta valores recomendados para as doses máximas, órgão a órgão, a partir das quais é exigida uma intervenção das autoridades responsáveis pela protecção radiológica. A Tabela 9-16 apresenta as recomendações da União Europeia para a interdição de alimentos, em função da sua actividade radioactiva. A análise das duas tabelas referidas mostra, muito claramente, a diferente importância da radioactividade, conforme o radionuclido que lhe dá origem ou o órgão sujeito a radiação.

Tabela 9-13 – Doses efectivas estimadas para a população, na ausência de centrais nucleares⁽¹⁾

Origem	Fonte	Dose (mSv/ano)
Natural	Radiação cósmica	0.35 (0.25-0.40)
	Solos e materiais de construção	0.5 (0.4-0.8)
	Rádón (²²² Rn, ²²⁰ Rn)	1.2 (0.5-20)
	Radionuclídeos integrados no organismo	0.34 (0.3-0.5)
Total de origem natural		2.4 (1.4-22)
Artificial	Aplicações em medicina	0.4-1
	Deposição atmosférica	0.01-0.03
	Outras fontes	0,005
Total		~3

(1) Fonte: A. Bettencourt, 1989, LNETI/DPSR-C-Nº1, III Série.

Tabela 9-14 – Efeitos de doses elevadas em períodos de exposição curtos (horas)^(a)

Dose	Efeito
20 Sv	Síndrome agudo fulminante – destruição do sistema nervoso central
6 Sv	Síndrome agudo acelerado – perturbações gastrointestinais; morte certa
4 Sv	Síndrome agudo grave – 50% de mortes no 1º mês
3 Sv	Síndrome agudo – náuseas e vômitos no primeiro dia; anorexia, astenia e diarreia; recuperação possível em cerca de 3 meses.
1 Sv	Astenia, náuseas, alterações sanguíneas
500 mSv	Ligeiras alterações sanguíneas
250 mSv	Sem efeito aparente

(a) Fonte: A. Bettencourt, "Radiações ionizantes: a protecção contra radiações e seus fundamentos", *Colóquio Ciências*, No. 22.

Tabela 9-15 – Níveis de intervenção: dose a partir da qual se justifica uma intervenção⁽¹⁾

Exposição aguda	
Órgão ou tecido	Dose absorvida em menos de 2 dias (Gy)
Corpo inteiro	1
Pulmão	6
Pele	3
Tiróide	5
Cristalino	2
Gónadas	3
Exposição crónica	
Órgão ou tecido	Dose equivalente (Sv ano ⁻¹)
Gónadas	0.2
Cristalino	0.1
Medula óssea	0.4

(1) IAEA Safety Series, Nº 115, 1996.

Tabela 9-16 – Níveis de actividade ($Bq\ kg^{-1}$) a partir dos quais a UE recomenda interdição de alimentos⁽¹⁾

Radionuclídeos	Comida para bebé	Alimentos diários	Outros alimentos	Alimentos líquidos
Isótopos de Sr	75	125	750	125
Isótopos de I	150	500	2000	500
Emissores α	1	20	80	20
Outros (semi-vida >10 d)	400	1000	1250	1000

(1) Morrey, 1996, Countermeasures and their benefits and drawbacks, N. Radio. Protec. Board, FZK, Karlsruhe.

9.4 Reacções químicas na atmosfera

Quando duas ou mais moléculas reagem para formar novos compostos existe uma alteração das energias de ligação intra-moleculares, que tem que ser compensada por importação ou exportação de energia, sob a forma de calor. Assim as reacções que se traduzem no aumento da energia de ligação são endotérmicas e as que se traduzem numa diminuição dessa energia são exotérmicas. Na atmosfera, as reacções endotérmicas são improváveis, pois exigiriam uma fonte externa de energia, enquanto as reacções exotérmicas podem ocorrer mais facilmente, visto que a energia sobrando pode ser transferida para um ou mais dos produtos da reacção, sob a forma de energia cinética (de translação, rotação ou vibração).

O facto de uma dada reacção ter condições energéticas para ocorrer não garante que ela seja uma reacção relevante para a química da atmosfera. Para isso é necessário que a velocidade da reacção seja significativa. Algumas reacções termodinamicamente viáveis ocorrem a velocidades tão lentas que têm impacto desprezável na composição da atmosfera. A velocidade da generalidade das reacções depende da temperatura, da taxa de colisão entre as moléculas e de características próprias das moléculas reagentes.

Devido aos constrangimentos referidos, a reacção entre moléculas quimicamente estáveis, quando viável, tende a ocorrer a taxas muito lentas. Existem, no entanto, alguns componentes extremamente reactivos e que são responsáveis pela grande maioria das reacções químicas que ocorrem na atmosfera. Estes componentes incluem, em especial, diversos **radicais livres**, i.e., fragmentos de moléculas com um número ímpar de electrões, possuindo, portanto, um electrão desemparelhado. A produção de radicais livres exige quantidades significativas de energia – necessária para quebrar a ligação intra-molecular. Essa energia pode ser fornecida, nalguns casos, pela radiação solar, num processo de **fotodissociação**.

Na Troposfera, o espectro da radiação solar é pobre em ultravioleta – quase totalmente absorvido na alta atmosfera e na camada de ozono estratosférico. Os comprimentos de onda ainda menores, portanto mais energéticos, são absorvidos na Termosfera. Alguns compostos, no entanto, têm energias de ligação suficientes baixas para serem fotodissociados por radiação visível,

dando origem a radicais livres. Um exemplo é fornecido pela fotodissociação do peróxido de hidrogénio, que dá origem a dois radicais hidroxilo.



Os radicais livres reagem com diversos componentes estáveis da atmosfera. Essas reacções têm, geralmente, energias de activação positivas, sendo favorecidas quando aumenta a temperatura. Quando um radical livre reage com um composto estável, o produto da reacção contém, necessariamente, um radical livre, visto que o número total de electrões é ímpar. Por essa razão, a reacção entre um radical e uma molécula estável dá origem a uma *cadeia* de reacções.

Se dois radicais reagirem entre si, podem dar origem a um produto quimicamente estável, terminando a cadeia de reacções. As reacções entre radicais podem ser muito rápidas. Frequentemente, estas reacções são favorecidas a temperaturas mais baixas, devido ao facto de as moléculas se deslocarem mais lentamente, aumentando o tempo de contacto. Por outro lado, muitas destas reacções ocorrem mais facilmente na presença de catalisadores, i.e., de substâncias que não participam directamente na reacção química, mas que podem transportar o excesso de energia.

Muitas das reacções químicas que ocorrem na atmosfera seguem, assim, o seguinte percurso:

Fotodissociação de uma molécula estável → Produção de radicais livres → Início de uma cadeia de reacções com outros compostos → Reacção entre radicais livres termina a cadeia → produto estável. Algumas das reacções da sequência anterior podem incluir catalisadores.

Se a radiação disponível for muito energética (ultravioleta longínquo, X ou γ), a sua interacção com as moléculas da atmosfera pode dar origem a fotoionização, i.e., a produtos de reacção com carga eléctrica (iões). No entanto, o processo de fotoionização só é importante na alta atmosfera, onde dá origem à existência da Ionosfera. Na Troposfera e Estratosfera, a concentração de iões na fase gasosa é irrelevante para contribuir de forma significativa para a transformação química.

Finalmente, deve notar-se que uma parte da química atmosférica não ocorre na fase gasosa. Muitos compostos são solúveis em água e reagem entre si nas gotículas das nuvens e nas gotas de chuva. Na superfície do aerossol atmosférico, podem também ocorrer reacções heterogéneas, envolvendo o aerossol e compostos gasosos.

9.4.1 *Química do ozono estratosférico*

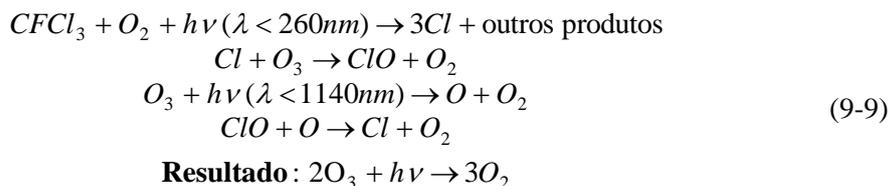
Na secção 2.8 foi introduzido, de forma muito simplificada, o ciclo de produção/destruição de ozono na Estratosfera. Nas últimas décadas, o interesse no ozono estratosférico tem aumentado continuamente, devido ao

reconhecimento do seu papel fundamental para a manutenção da vida na Terra. Por outro lado, a descoberta de que diversos constituintes muito pouco abundantes da atmosfera podem ter um papel central no processo de destruição do ozono estratosférico – por intermédio do processo de destruição catalítica descrito pela expressão (2-25) – levantou a questão da possibilidade de uma instabilização do ciclo de produção/destruição, no sentido de uma redução progressiva das concentrações observadas. Finalmente, observações de redução maciça das concentrações sobre a Antártica e, em menor grau, sobre o Ártico, obrigaram a repensar todo o problema da química do ozono estratosférico.

Diversos componentes minoritários da atmosfera foram identificados como possíveis intervenientes (catalisadores) no processo de destruição catalítica do ozono estratosférico. Os mais importantes destes compostos são os óxidos de azoto NO e NO_2 , presentes na Estratosfera em consequência das emissões de N_2O . O óxido nitroso (N_2O) é produzido pela actividade microbiana no solo, especialmente em solos agrícolas fortemente adubados. Dado o seu elevado tempo de residência troposférico (150-200 anos) o N_2O consegue difundir-se até atingir a Estratosfera. Aí o óxido nitroso reage com oxigénio excitado por radiação ultravioleta, dando origem a duas moléculas de NO . O monóxido de azoto assim produzido pode reagir com o ozono segundo a reacção (2-25) (substituindo X por NO). Moléculas de NO podem também ser directamente introduzidas na Estratosfera nos gases escape de aviões, devido à acção de radiação cósmica (protões solares) sobre o azoto ou por difusão a partir da Troposfera, embora este último processo esteja severamente limitado pelos processos de remoção que ocorrem na Troposfera.

Outros catalisadores que podem contribuir para a remoção de ozono são os radicais OH e HO_2 , que podem ser produzidos na Estratosfera em reacções fotoquímicas com o vapor de água.

Finalmente, demonstrou-se nas últimas décadas que os elementos halogéneos podem catalisar a destruição fotoquímica do ozono, sendo os principais responsáveis pela recente descida das suas concentrações estratosféricas. De entre os elementos halogéneos, o cloro (Cl) é, de longe, o mais abundante na atmosfera. As concentrações de cloro na Estratosfera de origem natural são insignificantes, devendo-se as concentrações observadas quase exclusivamente à actividade humana. O principal reservatório de cloro estratosférico é constituído pelos clorofluorcarbonetos ($CFCs$). Estes compostos são quimicamente muito estáveis – o que constitui a razão do seu sucesso industrial – pelo que conseguem sobreviver facilmente à difusão através da Troposfera. Quando atingem altitudes da ordem dos 20 km, o nível de radiação ultravioleta disponível é suficiente para promover a sua fotodissociação, com libertação de átomos de cloro. Estes átomos são eficientes catalisadores na reacção de destruição do ozono, mais eficientes que os óxidos de azoto. No caso do $CFCl_3$, um dos mais abundantes $CFCs$, o processo de destruição catalítica de O_3 pode seguir a cadeia:

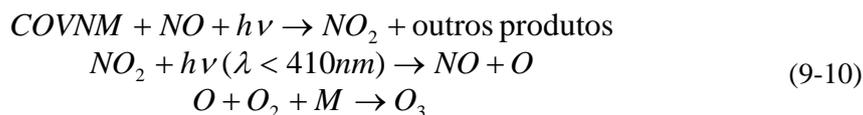


A reacção (9-9) é exemplo de um conjunto de reacções envolvendo cloro (ou outros halogéneos) que podem contribuir para a destruição catalítica do ozono.

As reacções propostas – catalisadas pelos óxidos de azoto, pelos radicais *OH* e pelo cloro – ocorrem na fase gasosa. Na Estratosfera polar, a situação pode complicar-se bastante, devido à presença de fases condensadas, possíveis devido às baixíssimas temperaturas que aí ocorrem no Inverno polar. Nas gotículas sobreaquecidas dessas nuvens podem ocorrer reacções químicas com produção de cloro livre que, no fim do Inverno polar, quando começa a existir radiação incidente, podem iniciar um rápido processo de destruição catalítica. Este processo pode promover, em poucas semanas, uma rápida destruição da camada de ozono, dando origem ao **buraco do ozono**. As condições particulares que existem na região polar são especialmente agravadas no caso do Hemisfério Sul em que, devido às características da distribuição das massas continentais, se observa uma circulação atmosférica circumpolar quase simétrica – o **vórtice polar** – com um quase total isolamento do ar polar durante todo o período de Inverno.

9.4.2 Poluição fotoquímica (smog)

Até 1940 pensava-se que a produção de ozono só era possível na Estratosfera, devido à presença de radiação ultravioleta suficientemente energética, e que o ozono troposférico resultava do transporte, para baixo, do ozono estratosférico. A partir dessa altura, no entanto, começou a tornar-se clara a existência de fontes de ozono troposférico, necessárias para explicar episódios localizados de aumento da concentração de ozono, com grande impacto na vegetação. Na sequência dessa constatação, várias cadeias de reacções fotoquímicas responsáveis pela produção de ozono troposférico têm vindo a ser progressivamente descobertas. A cadeia mais simples, e a primeira a ser proposta, envolve a presença de *NO* e de *COVNM* (hidrocarboneto não metano), que funcionam como catalisadores na produção de ozono:



A cadeia (9-10) só levará à produção efectiva de ozono, sem consumo de óxido de azoto ou dos outros catalisadores, se o processo de conversão de *NO* em *NO*₂ não envolver o ozono, seguindo um caminho semelhante ao proposto na primeira reacção da cadeia. O ozono é, no entanto, um

candidato à oxidação do NO e, na falta de radiação solar, a sua presença na Troposfera levará à conversão de NO em NO_2 , frequentemente observada no período nocturno em zonas urbanas (cf. secção 9.3.2).

Existem várias cadeias de reacções, da forma (9-10), envolvendo a presença de óxidos de azoto e hidrocarbonetos (incluindo o metano), capazes de produzir ozono na Troposfera. Por esta razão, tanto os óxidos de azoto como os COVs são designados como precursores de ozono.

9.5 Remoção de poluentes

A evolução da concentração média global de um dado poluente na atmosfera resulta de um balanço entre os processos de produção (emissão) e de remoção. Estes últimos podem assumir diferentes formas, dependendo da natureza do poluente:

Poluentes reactivos podem ser removidos ou criados em reacções químicas e/ou fotoquímicas, que funcionam como fontes de alguns poluentes e sumidouros de outros;

No caso dos poluentes radioactivos, o processo de decaimento introduz um sumidouro para essa espécie química, podendo eventualmente funcionar como fonte de outras espécies, frequentemente na forma de isótopos radioactivos;

Muitos poluentes podem ser removidos da atmosfera por deposição seca para a superfície;

Muitos poluentes podem ser igualmente removidos por deposição húmida, isto é, em solução em gotas de chuva.

Os processos de deposição seca e húmida são frequentemente antecidos por reacções químicas e fotoquímicas que transformam o poluente numa espécie solúvel, ou que favorecem o processo de conversão gás-partícula. Tal é o caso, nomeadamente, dos processos de conversão dos óxidos de azoto e enxofre em ácido nítrico e sulfúrico, respectivamente, e posteriormente em partículas de nitratos e sulfatos, em especial, por reacção com o radical OH . Assim, pode em geral afirmar-se que, mesmo no caso de compostos quimicamente muito activos, o seu destino último é a superfície, atingida num processo de deposição seca ou húmida.

9.5.1 Deposição seca

Tanto os gases como as partículas podem ser removidos por deposição seca. Este processo envolve duas etapas: i) o movimento descendente das moléculas ou partículas até ao seu choque com os elementos da superfície; ii) a sua absorção ou adsorção nesses elementos. O processo de deposição seca implica um fluxo de massa descendente, da espécie química a ser

depositada, cuja intensidade dependerá das suas concentrações atmosféricas. Por outro lado, é de esperar que a eficiência do processo de transferência vertical dependa da intensidade da turbulência atmosférica na camada considerada e que a eficiência da absorção/adsorção dependa do composto depositado e da natureza da superfície sobre a qual se efectua a deposição.

Apesar de tanto os gases como as partículas sofrerem deposição seca, são de esperar diferenças qualitativas entre os seus processos de deposição. No caso das partículas de dimensão inferior a $1 \mu m$, verifica-se que elas se comportam essencialmente como gases no que se refere ao processo de difusão. No caso das partículas de maiores dimensões, o seu movimento é independente do movimento das moléculas de ar, atingindo cada partícula uma *velocidade terminal*, que cresce rapidamente com a sua dimensão. Em consequência, no caso das partículas de diâmetro superior a $1 \mu m$, a taxa de deposição seca cresce rapidamente com o diâmetro.

Em face das considerações anteriores, é fácil de compreender que o processo de deposição seca é bastante complexo. No entanto, é comum recorrer a expressões empíricas, muito simples, para o representar. Essas expressões recorrem em geral a um parâmetro empírico, cujo valor só pode ser obtido a partir de observações experimentais, e que relaciona o fluxo de massa do processo de deposição com a concentração de poluente a um dado nível de referência, e têm a forma:

$$\Phi_x = v_{d,x} \rho_x \quad (9-11)$$

em que Φ_x é o fluxo de deposição ($kg \ m^{-2} \ s^{-1}$) do composto x , ρ_x é a sua concentração no nível de referência ($kg \ m^{-3}$) e $v_{d,x}$ é um parâmetro empírico com dimensões de velocidade ($m \ s^{-1}$), designado por **velocidade de deposição** do composto x , nas condições consideradas (tipo de superfície, turbulência atmosférica, etc.). A Tabela 9-17 apresenta alguns valores típicos de velocidades de deposição de poluentes gasosos. Em comparação, as velocidades de deposição de partículas (sobre a relva) variam entre pouco mais de $0.01 \ cm \ s^{-1}$, para partículas com $1 \ \mu m$ de diâmetro, e $10 \ cm \ s^{-1}$ para partículas com $10 \ \mu m$. Partículas com maiores dimensões têm velocidades de deposição tão elevadas que são rapidamente removidas da atmosfera.

Tabela 9-17 – Velocidades de deposição de alguns poluentes gasosos

Gás	Superfície	v_d ($cm \ s^{-1}$)
O ₃	Solo, relva	0.5–1.8
SO ₂	Floresta de pinheiros	0.1–1.0
HNO ₃	Relva	1.1–3.6

Fonte: Graedal e Crutzen (1993).

9.5.2 Deposição húmida

O processo de deposição húmida só ocorre na presença de precipitação e é, em geral, muito mais eficiente que a deposição seca. Por essa razão, apesar da baixa frequência de episódios de precipitação, este processo é responsável, em média, por fluxos de massa comparáveis com os da deposição seca. A grande eficiência deste modo de deposição é óbvia quando respiramos o ar após uma chuvada e sentimos a limpeza do ar, em comparação com o seu estado anterior. Por outro lado, este facto explica, nas regiões com Verão seco, porque razão o ar de Inverno é, em média, mais limpo e com maior visibilidade, que o ar de Verão.

O processo de deposição húmida não pode ser representado por uma parametrização tão simples como a da expressão (9-11), com recurso a um único parâmetro empírico (a velocidade de deposição). Em primeiro lugar, o processo de deposição húmida é, por natureza, esporádico, só ocorrendo quando existe precipitação a atingir a superfície. Por outro lado, o processo depende da dimensão das gotas de precipitação – o que vai afectar a sua velocidade terminal e a área de choque – e da eficiência do processo de colecção de moléculas de gás pela gota de chuva, o que depende da natureza do gás.

A deposição húmida de partículas é também muito eficiente, especialmente no caso das partículas solúveis ou com afinidade para a água, que podem não só ser colectadas por gotas de precipitação, como podem funcionar como núcleos de condensação de gotículas.

9.6 Normas de qualidade do ar

Nas últimas décadas, a atenção das agências reguladoras e da legislação ambiental tem-se focado num conjunto de poluentes mais comuns, emitidos em grandes quantidades pela actividade humana – especialmente nos transportes e no sector industrial. As concentrações destes poluentes encontram-se reguladas por legislação europeia e existe obrigação de monitorização dessas concentrações por parte dos diferentes estados. Os poluentes incluídos nesta lista incluem, neste momento, o monóxido de carbono (CO), o dióxido de enxofre (SO_2), os óxidos de azoto (NO , NO_2), as partículas inaláveis (PM_{10} , diâmetro inferior a $10 \mu m$), o chumbo (Pb) e o ozono (O_3).

A lista dos principais poluentes inclui ainda o conjunto dos compostos orgânicos voláteis ($COVs$), para o qual começam a existir normas de qualidade do ar, e que têm grande importância como precursores de ozono troposférico, em processos fotoquímicos. Existem, para além disso, normas específicas que regulam as emissões de diversos poluentes em algumas actividades industriais (e.g. centrais térmicas ou incineradoras) e pelos veículos automóveis. Esta dupla regulação – da qualidade do ar ambiente e

da intensidade das fontes poluidoras – visa uma melhoria gradual da qualidade do ar europeia e mundial, fortemente deteriorada no último século.

Tabela 9-18 – Normas de qualidade do ar ambiente

Poluente	Período de medida	Limites legais ($\mu\text{g m}^{-3}$)	
		Média, P50 ⁽¹⁾	Valor extremo
SO ₂	Média diária	P50<100, Média<20 ⁽³⁾⁽⁴⁾	P98<250; Max em 24h <100 ⁽²⁾ ; Max em 24 h<200 ⁽³⁾ , P99.18=125 ⁽³⁾
NO ₂	Média horária	P50<50, Média<40 ⁽³⁾ , 30 ⁽³⁾⁽⁴⁾	P98<200 (P98<135 ⁽²⁾ , P99.3<200 ⁽³⁾)
CO	Média horária	—	Max< 40000
	Média 8 horas	—	Max< 10000
O ₃	Média diária	—	Max< 1000 ⁽²⁾
	Média horária	—	Max<360 ⁽⁵⁾ , 200 ⁽⁴⁾ , 180 ⁽⁶⁾
Partículas inaláveis	Média 8 horas	—	Max<110 ⁽⁷⁾
	Média diária	—	Max<65 ⁽⁴⁾
Pb	Média diária	Média<2	—
Partículas inaláveis	Média diária	Média<150	P95<300

Notas: ⁽¹⁾ P50: Percentil 50 (50% dos valores observados são inferiores ao P50); P98: Percentil 98 (98% dos valores observados são inferiores ao P98); Média: média aritmética dos valores observados, Max: valor máximo observado; Os percentis são calculados, conforme o caso, com base em valores horários ou diários. ⁽²⁾ Valor guia; ⁽³⁾ Directiva europeia em preparação; ⁽⁴⁾ valor para protecção da vegetação; ⁽⁵⁾ limiar para alerta à população; ⁽⁶⁾ limiar para informação da população; ⁽⁷⁾ limiar de protecção da saúde.

9.7 Autoavaliação

Palavras-chave

Actividade radioactiva	Hidrocarbonetos
Aerossol primário	Isótopo
Aerossol secundário	Metano
Biogás	Monóxido de carbono
Buraco do ozono	NO _x
Cadeia de reacções	Óxido nitroso
Carcinogénio	Ozono
CFCs	Percentil
Chuva ácida	PM10 (partículas inaláveis)
Ciclo biogeoquímico	Poluente primário
Clorofluorcarbonetos	Poluente secundário
COVs compostos orgânicos voláteis	Poluentes perigosos
Decaimento radioactivo	Poluição fotoquímica
Deposição húmida	ppm
Deposição seca	ppmv
Desintegração radioactiva	Precursor de ozono
Destruição catalítica	Qualidade do ar ambiente
Dióxido de carbono	Radical livre
Dióxido de enxofre	Radionuclido
Dose radioactiva	Semi-vida
Eutrofização	smog
Fotodissociação	Tempo de residência

Problemas

Problema 9-1 Na vizinhança de uma dada central térmica, importante fonte de óxidos de enxofre, observa-se um vento médio de 5 m/s, independente da altitude. Recorrendo ao resultado do Exercício 9.1, estime a distância máxima a que são de esperar concentrações acrescidas de SO_x .

Problema 9-2 A concentração média atmosférica de óxido nitroso é de 3.0×10^{-5} (em massa). Admitindo que as emissões globais desse composto valem 1.0×10^{11} kg ano⁻¹, estime o seu tempo de residência atmosférico.

Problema 9-3 Uma amostra de madeira recolhida num depósito arqueológico apresenta uma actividade de 12×10^3 Bq kg⁻¹, devida à desintegração de ¹⁴C. Uma amostra de madeira idêntica numa árvore recém cortada tem uma actividade de 15×10^3 Bq kg⁻¹. Estime a idade da primeira amostra. (Tempo de semi-vida do ¹⁴C = 5700 anos).

Problema 9-4 O NO_2 pode ser fotodissociado na reacção $NO_2 + h\nu \rightarrow NO + O$. Sabendo que a sua energia de dissociação vale 304 kJ mol⁻¹, determine a zona do espectro (intervalo de comprimentos de onda) que dá origem a fotodissociação.

Problema 9-5 Recorrendo aos dados apresentados na Tabela 9-1, indique, de entre a lista de compostos a seguir apresentada, quais se encontram bem misturados na Troposfera (global e local) e na Estratosfera: NO_2 , CO_2 , SO_2 , $CFCl_3$, CO .

10 Dispersão de poluentes

Objectivos

No final do capítulo, o estudante deve:

- *Compreender o conceito de dispersão e a sua relação com a turbulência.*
- *Conhecer o modelo da "pluma gaussiana" de uma fonte pontual contínua.*
- *Compreender o conceito de "classe de estabilidade" e a sua relação com o escoamento atmosférico.*
- *Conhecer, qualitativamente, os critérios de selecção de modelos de dispersão e dos principais parâmetros para esses modelos.*

Uma vez introduzidos na atmosfera, os poluentes são transportados pelo vento. Não se trata porém de um simples transporte, mas de um transporte acompanhado por diluição progressiva no ar ambiente, a que chamamos *dispersão*. Alguns poluentes gasosos quimicamente estáveis sofrem unicamente esse processo de dispersão. Noutros casos, a dispersão é acompanhada por transformação química, decaimento radioactivo ou deposição. O conjunto destes processos vai definir as concentrações de poluentes observadas num dado ponto do espaço e num dado instante, devidas à presença de uma fonte poluidora. Neste capítulo vamos descrever as principais características do processo da dispersão atmosférica de poluentes e introduzir algumas noções sobre os modelos utilizados para estimar concentrações de poluentes, em estudos de qualidade do ar.

10.1 O processo de dispersão

A dispersão de poluentes inclui essencialmente dois mecanismos: transporte e difusão. O transporte é facilmente compreendido: trata-se afinal do simples arrastamento das moléculas ou partículas de poluente pelo vento. O processo de difusão é bem mais complicado. Em princípio, ele pode ser devido ao efeito da viscosidade, que no caso dos gases é muito pequena, ou ao efeito da turbulência, i.e., a movimentos irregulares (turbilhões) de pequena escala. Em qualquer dos casos, no entanto, a difusão pode ser encarada como uma forma de mistura ou diluição pelo que, pelo menos qualitativamente, podemos admitir que o seu efeito é o de “alargamento” progressivo da nuvem de poluente enquanto se reduz a sua concentração média.

Não existe uma solução exacta para o problema da difusão turbulenta. Contrariamente à difusão molecular (viscosa) a difusão turbulenta não é homogénea nem isotrópica: em geral, varia de ponto para ponto e depende da direcção. De que depende a intensidade da turbulência? Na atmosfera existem dois processos fundamentais de geração de turbulência: os processos de geração térmica e de geração mecânica.

A geração térmica de turbulência ocorre quando uma camada da atmosfera é aquecida por baixo (ou arrefecida por cima). Desse aquecimento (arrefecimento) resulta uma instabilização da camada (cf. secção 4.5) e a geração de movimentos verticais. A baixa Troposfera – a camada limite – é especialmente afectada por produção térmica, devido ao ciclo diurno de aquecimento da superfície pelo Sol, havendo, em condições de céu limpo, produção térmica de turbulência durante o dia e destruição durante a noite. Os movimentos turbulentos gerados na camada limite organizam-se frequentemente em circulações celulares verticais – as térmicas.

A geração mecânica de turbulência ocorre quando o vento varia rapidamente de intensidade e/ou direcção de local para local. A camada limite é também uma zona preferencial para produção mecânica de turbulência, dada a rápida

variação do vento com a altitude nessa camada. Em situações de escoamento atmosférico nas vizinhanças de obstáculos – edifícios ou acidentes topográficos – existe forte geração mecânica de turbulência, afectando a dispersão de poluentes nesse local.

Tanto a produção térmica como a produção mecânica de turbulência podem variar bastante de local para local, o que justifica a não homogeneidade do processo de difusão turbulenta. Por outro lado, a existência de estabilidade estática na Troposfera introduz uma grande assimetria entre o movimento horizontal e vertical, já referida no capítulo 6, que também se traduz numa diferença qualitativa entre a difusão horizontal e vertical.

Na falta de uma solução exacta para o problema da dispersão atmosférica de poluentes, é necessário recorrer a soluções empíricas, baseadas em soluções particulares das equações da dispersão, mas incluindo parâmetros ajustáveis, cujo valor pode ser determinado pela observação de muitos casos idênticos. Existem diversos modelos empíricos deste tipo, dos quais o mais utilizado é o modelo da *pluma gaussiana* (secção 10.3.2). Alternativamente, pode recorrer-se a modelos numéricos muito complicados, semelhantes aos modelos de previsão do tempo, mas com um tratamento especial dos processos de difusão. O recurso a esses modelos não evita a necessidade de recorrer a algumas fórmulas empíricas, mas permite a simulação de casos particulares de escoamentos turbulentos com grande complexidade. Neste curso, no entanto, vamos limitar o nosso interesse à explicação do modelo mais simples.

10.2 Parâmetros que influem na dispersão atmosférica

Antes de introduzir quaisquer modelos de dispersão, é necessário estabelecer quais as características da circulação atmosférica que são mais relevantes para o processo de dispersão. A discussão realizada na secção anterior sobre os mecanismos de geração de turbulência, permite concluir facilmente que existem dois ingredientes fundamentais a considerar: o vento e a estabilidade atmosférica.

O vento interfere no processo de dispersão de duas formas: em primeiro lugar, ele constitui o campo de transporte do poluente; em segundo lugar, em condições de vento espacialmente variável, existe produção mecânica de turbulência, com aumento da eficiência do processo de difusão. A Figura 10.1 compara duas situações, com diferente intensidade do vento, no caso da emissão de poluentes a partir de uma chaminé. Em condições de vento fraco a dispersão é menos eficiente, verificando-se uma maior concentração do poluente nas vizinhanças da fonte.

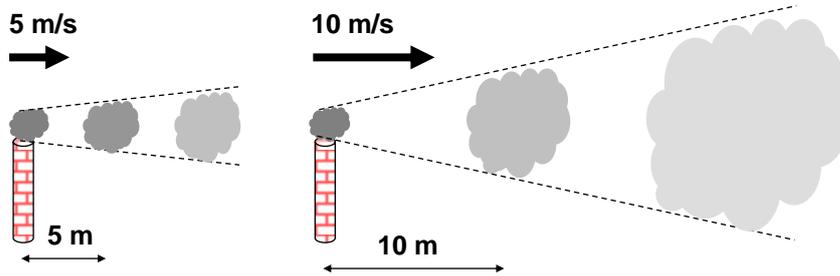


Figura 10.1 – Efeito do vento na dispersão. A chaminé emite 1 puff por segundo. A intensidade do sombreado é proporcional à concentração em cada puff.

O segundo parâmetro determinante no processo de difusão é a estabilidade atmosférica. Neste contexto, o conceito de estabilidade envolve não só o conhecimento do gradiente vertical de temperatura (cf. secção 4.5), isto é a *estabilidade estática*, como o perfil vertical do vento, pois há que considerar não só a produção térmica mas também a produção mecânica de turbulência. É possível generalizar o conceito de estabilidade estática para incluir este segundo efeito, mas isso não é indispensável neste curso, pois vamos utilizar uma aproximação empírica para a definição da estabilidade.

A estabilidade atmosférica na camada limite, i.e., nas primeiras centenas de metros acima da superfície, toma frequentemente valores muito diferentes dos observados na atmosfera livre. Na atmosfera livre (grosso modo, acima dos 1000 m) não se faz sentir o ciclo diurno do aquecimento/arrefecimento do solo e existe, em geral, estabilidade estática (a temperatura decresce aproximadamente 6.5 °C por km). Na camada limite, com céu limpo, observa-se uma forte variação diurna: durante o dia o solo aquece provocando instabilidade, durante a noite o arrefecimento do solo gera estabilidade. No topo da camada limite observa-se geralmente uma camada de grande estabilidade – a *inversão* – em que a temperatura decresce muito lentamente, podendo mesmo crescer com a altitude. Esta zona funciona como uma *tampa* para a difusão vertical de poluentes, afectando de forma muito significativa o processo de dispersão.

As diferentes combinações de estabilidade no topo e na base da camada limite e a sua altura, dão origem a diferentes padrões de dispersão, com uma clara assinatura na forma de plumas produzidas em chaminés industriais. A Figura 10.2 representa, esquematicamente, algumas condições típicas observadas em plumas, geralmente identificadas por designações em inglês: (a) *looping* – pluma numa camada limite muito instável, observando-se grandes excursões verticais (*loops*) do ponto médio da pluma; (b) *coning* – pluma numa camada limite fracamente estável ou neutra, a pluma apresenta uma forma cónica; (c) *fanning* – pluma numa camada limite estável, a difusão vertical é muito dificultada realizando-se quase toda a difusão no plano horizontal, dando origem a uma pluma em forma de leque (*fan*); (d) *lofting* – camada superficial muito estável (e.g. inversão nocturna), camada

superior fracamente estável, inserção do poluente na camada superior, a pluma fica retida na camada superior; (e) *fumigação* – camada superficial instável, camada superior estável, a pluma é misturada na camada superficial, atingindo-se valores muito elevados de concentração à superfície.

Para além do vento e da estabilidade, a dispersão de poluentes é fortemente afectada pela existência de precipitação, devido à ocorrência de deposição húmida e, com menos intensidade, pela natureza da superfície, por intermédio de possíveis alterações do regime de deposição seca.

10.3 Modelos de dispersão

10.3.1 Tipos de modelos

Existe uma panóplia de modelos utilizados no cálculo da dispersão atmosférica de poluentes, alguns de tipo genérico, outros desenvolvidos para aplicações muito específicas. Uma grande parte desses modelos destina-se a estudos de qualidade do ar, isto é à verificação do cumprimento das normas de qualidade do ar estabelecidas na legislação, o que implica a sua utilização com séries de dados de meteorologia e de emissões com duração não inferior a um ano, de forma a permitir o cálculo das estatísticas definidas por lei (cf. Tabela 9-18). Apesar de existirem muitos modelos disponíveis para este tipo de aplicação, o *standard* de facto tem sido estabelecido pela agência americana de ambiente (EPA) que divulga uma lista de modelos aprovados (cf. página Internet da EPA).

Outros modelos de dispersão destinam-se a estudos de risco de exposição a poluentes perigosos em libertações acidentais, nomeadamente em acidentes nucleares ou acidentes na indústria química. Neste caso, o estudo faz-se por análise de casos concretos e não de estatísticas, e exige modelos especializados, capazes de lidar com escoamentos atmosféricos reais (não idealizados) e com as características próprias do poluente libertado: por exemplo, o decaimento radioactivo, o movimento de nuvens de gases pesados ou reacções químicas.

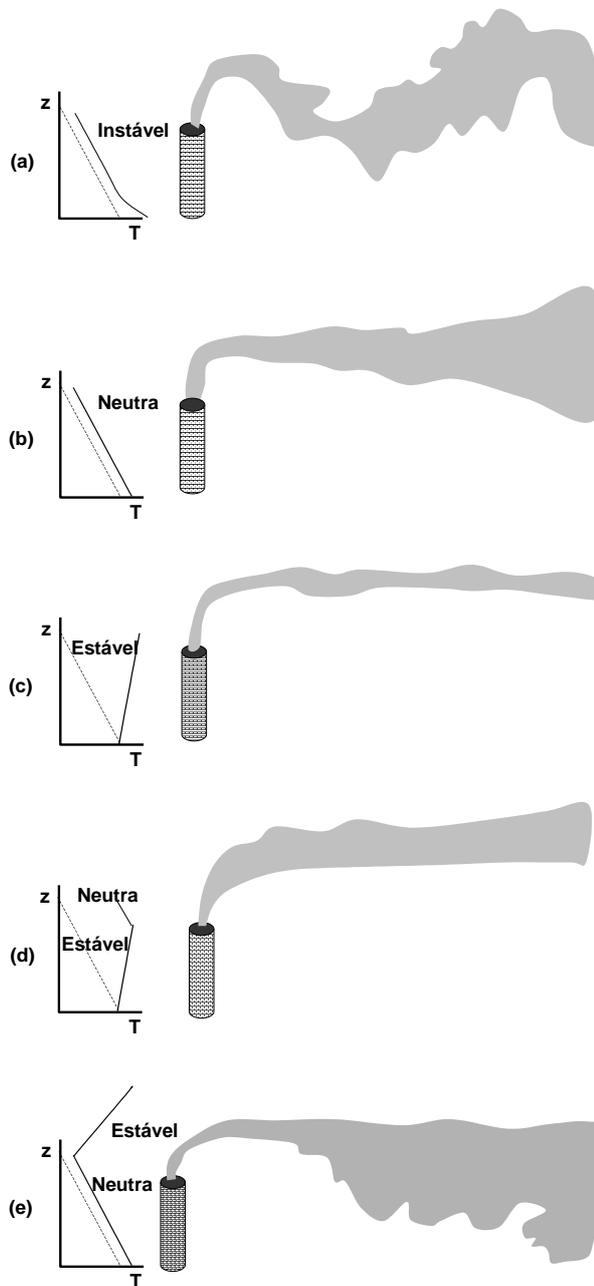


Figura 10.2 – Regimes de dispersão de uma pluma em diferentes condições de estabilidade. Cada painel da figura apresenta o perfil vertical de temperatura, comparado com o perfil vertical numa atmosfera neutra (adiabática seca, a tracejado). (a) looping, (b) coning, (c) fanning, (d) lofting, (e) fumigação.

Assim, antes de efectuar um estudo de dispersão, é necessário estabelecer com clareza qual a natureza do problema a considerar, qual a informação disponível e quais os objectivos do estudo, em função do que há que fazer a selecção do modelo a utilizar. Os seguintes aspectos deverão ser considerados:

a) Objectivo do estudo

Qualidade do ar, análise de risco ou estudo de um caso.

b) Tipo de fonte ou fontes

Quanto à sua geometria, os modelos consideram geralmente *fontes pontuais* (exemplo: chaminé), *fontes em linha* (estradas) e *fontes em área* (por exemplo fontes difusas numa cidade, ou emissões de um aterro). Quanto à sua evolução, os modelos consideram *fontes contínuas* (emitem constantemente, podendo no entanto variar a sua taxa de emissão) e *fontes esporádicas* (emitem ocasionalmente).

c) Características do poluente

Por exemplo: gases passivos, partículas com velocidades de deposição importantes, poluentes passíveis de participarem em reacções fotoquímicas, poluentes radioactivos, gases pesados, poluentes perigosos.

d) Distância a considerar

Para distâncias pequenas à fonte (até poucas dezenas de kms) pode muitas vezes admitir-se que as condições meteorológicas são homogéneas.

e) Características regionais

Qual a importância da topografia na circulação atmosférica local? Existem circulações locais relevantes (e.g. brisas)?

Uma grande parte dos modelos disponíveis baseia-se na aproximação da *pluma gaussiana*. Essa aproximação, sucintamente descrita na secção 10.3.2, é adaptável a fontes contínuas de qualquer geometria (pontuais, em linha ou em área), em condições de escoamento homogéneo (velocidade do vento e estabilidade constantes em todo o domínio), sendo válida até distâncias de algumas dezenas de kms da fonte, em situações de orografia pouco acentuada. Alguns modelos deste tipo contêm algoritmos que consideram efeitos topográficos e calculam taxas de deposição dos poluentes, se lhes for fornecida informação adequada (e.g. uma velocidade de deposição). Pela natureza das aproximações utilizadas, os modelos gaussianos estão vocacionados para estudos de qualidade do ar, i.e., para a análise das estatísticas a longo prazo (≥ 1 ano) das concentrações e não para *estudos de caso*. Em geral, estes modelos não consideram de forma explícita reacções fotoquímicas, o que exige o recurso a modelos especializados, no caso de se pretender calcular, por exemplo, concentrações de ozono.

Quando o problema a tratar exige a consideração de emissões esporádicas ou de escoamentos atmosféricos complexos, por exemplo, em zonas de forte topografia ou a grandes distâncias das fontes, será necessário recorrer a modelos mais complexos. A natureza destes modelos tem evoluído rapidamente nos últimos anos, acompanhando o aumento da capacidade de

simular, explicitamente, escoamentos atmosféricos de mesoscala. Geralmente, estudos deste tipo envolvem o recurso a um modelo atmosférico para o cálculo dos campos da velocidade e da estabilidade em cada ponto do domínio, seguido do uso de um modelo de dispersão. Os modelos de dispersão utilizados neste contexto são designados por modelos de *puff*, pois seguem a evolução de cada *puff* (nuvem) de poluição emitido, calculando o seu movimento através do domínio e a sua difusão no ar ambiente. Tecnicamente, a aproximação seguida nestes modelos é designada por *semi-lagrangiana*.

Muitos modelos incluem módulos especializados para tratar problemas particulares de dispersão atmosférica. Assim, existem modelos específicos para dispersão de poluentes radioactivos, com cálculo de produção e remoção de elementos em processos de decaimento, modelos para emissões de fontes móveis (automóveis), para dispersão de gases densos, etc.

Neste curso não é possível uma descrição aprofundada das técnicas de modelação atmosférica da dispersão. Recomenda-se para esse efeito a consulta das obras referidas em apêndice. No que se segue, far-se-á unicamente uma introdução ao modelo gaussiano, que não só constitui a base da maioria dos modelos efectivamente utilizados, como permite a discussão de alguns conceitos básicos, importantes para a compreensão e utilização de modelos mais sofisticados.

10.3.2 Modelo gaussiano de uma fonte pontual contínua

A fonte pontual contínua constitui o modelo mais simples de uma chaminé industrial. Em condições idealizadas, com vento e estabilidade constantes, a concentração atmosférica dos poluentes emitidos por essa fonte, em pontos próximos (até algumas dezenas de kms), pode ser calculada por intermédio de um modelo muito simples: o modelo da pluma gaussiana. Se se definir a direcção x como a direcção do vento na vizinhança da chaminé, a direcção z como a direcção vertical e a direcção y como a direcção transversal, o modelo gaussiano pode escrever-se:

$$\chi(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi U \sigma_y \sigma_z} \left[e^{-\left\{ \frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2} \right\}} + e^{-\left\{ \frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2} \right\}} \right] \quad (10-1)$$

em que Q é a taxa de emissão de poluente (kg s^{-1}), U é a velocidade do vento (na direcção x por definição), H é a altura da chaminé acima do solo, σ_y e σ_z são, respectivamente, a semi-largura da pluma na direcção transversal e vertical e χ é concentração de poluente no ponto considerado (kg m^{-3}). O primeiro termo do segundo membro da expressão (10-1) representa uma função de Gauss bidimensional – daí o nome do modelo. O segundo termo representa o efeito do solo na propagação da pluma, traduzido por uma “reflexão” do poluente para o interior da camada quando

este atinge o solo. Este efeito de reflexão é representado na expressão pela introdução de uma *fonte virtual* de poluente situada à altura $-H$, i.e., abaixo do nível do solo.

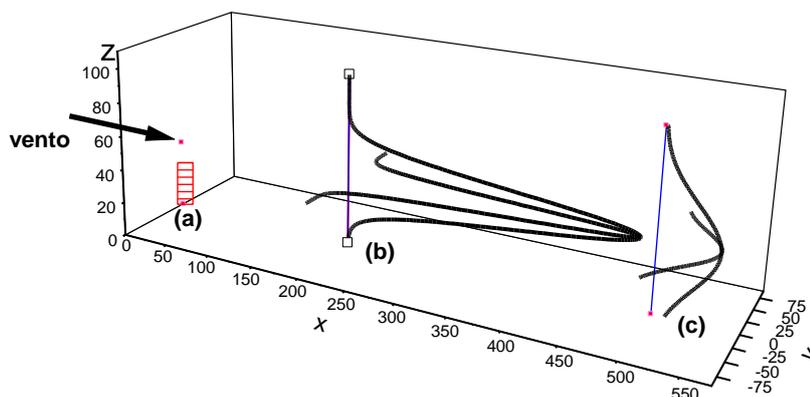


Figura 10.3 – Pluma gaussiana de uma fonte pontual contínua. A seta representativa do vento está colocada ao nível da "altura efectiva" da pluma. As curvas em (b) e (c) representam a distribuição relativa da concentração de poluente na direcção vertical e na direcção transversal. Com o afastamento da fonte a concentração máxima (no eixo da pluma) decresce, enquanto a pluma se alarga. Em (c) nota-se o efeito da reflexão da pluma na superfície.

A Figura 10.3 representa uma pluma gaussiana. Na figura, considera-se uma chaminé típica, em que os gases emitidos possuem uma velocidade inicial e se encontram, possivelmente a uma temperatura superior à do ar ambiente. Devido a esses dois factores, a **altura efectiva** da pluma de poluição é superior à altura da chaminé, i.e., a pluma vai subir até atingir um nível de equilíbrio, a partir do qual vai dominar o efeito da dispersão. Após ter atingido esse equilíbrio considera-se válida a solução gaussiana, fazendo $H = \text{altura efectiva} = \text{altura da chaminé} + \text{sobre-elevação}$. O efeito da reflexão no solo começa a fazer-se sentir a partir de uma certa distância da fonte, com aumento das concentrações na camada junto da superfície (perfil (c) na figura).

A expressão (10-1) não considera o efeito da reflexão da pluma no topo da camada limite (i.e., na inversão). Se este efeito for importante será necessário considerar outras *fontes virtuais*, isto é, será necessário incluir termos adicionais (Problema 10-2). Neste caso, o poluente fica confinado à camada limite e a uma certa distância da fonte, as sucessivas reflexões da pluma no solo e na inversão produzem uma concentração independente da vertical, situação semelhante, nesse aspecto, à observada em condições de fumigação.

10.3.3 Classes de estabilidade

A expressão (10-1) deixa liberdade para a introdução de informação empírica na definição das semi-larguras transversal e vertical (σ_y e σ_z). Estas semi-larguras são dadas em função da distância à fonte x e da estabilidade atmosférica. Para o efeito recorre-se a uma definição semi-empírica da estabilidade, obtida a partir da análise de muitas observações de plumas reais, e que estabelece uma divisão das diferentes situações atmosféricas em **classes de estabilidade**, propostas por Pasquill, geralmente designadas por letras de A (muito instável) a F (muito estável), sendo D a classe neutra.

A determinação da classe de estabilidade a partir de parâmetros meteorológicos observados pode ser feita recorrendo a diferentes metodologias. A metodologia recomendada consiste na utilização de medidas da variância da direcção do vento, directamente relacionada com a intensidade da turbulência. A Tabela 10-1 apresenta as diferentes classes de estabilidade, relacionando-as com valores típicos do desvio padrão da direcção do vento e do gradiente vertical de temperatura.

Dado que o desvio padrão da direcção do vento só pode ser avaliado em estações automáticas, a metodologia tradicional recorre a parâmetros clássicos, nomeadamente ao valor da intensidade do vento e à insolação, substituída pela nebulosidade durante a noite. Esta última metodologia, baseia-se no facto de que a produção/destruição térmica de turbulência na camada limite resulta indirectamente do ciclo diurno de aquecimento/arrefecimento do solo, e, por essa razão, não é aplicável em situações de dispersão sobre superfícies extensas de água. A Tabela 10-2 apresenta o critério de classificação clássico.

A Figura 10.4 mostra a variação das semi-larguras de uma pluma gaussiana em função da distância à fonte, para as diferentes classes de estabilidade. Em qualquer dos casos, a semi-largura cresce rapidamente, sendo o crescimento mais rápido no caso das classes mais instáveis, dada a maior eficiência do processo de mistura.

Tabela 10-1 – Classes de estabilidade de Pasquill

Classe	Situação da atmosfera	Gradiente vertical de temperatura (K km ⁻¹)	Desvio padrão da direcção do vento (°)
A	Muito instável	-17	25
B	Instável	-15	20
C	Ligeiramente instável	-13	15
D	Neutra	-10 ^a	10
E	Estável	+5	5
F	Muito estável	+25	2.5

a) Igual à taxa de arrefecimento no processo adiabático seco (secção 3.4)

Tabela 10-2 – Determinação da classe de estabilidade a partir de parâmetros operacionais

Vento à superfície (m/s)	Dia: Insolação			Dia ou Noite	Noite
	Forte >580Wm ⁻²	Moderada 290-580Wm ⁻²	Fraca 145-290Wm ⁻²	Nebulosidade ≥ 4/8	Nebulosidade ≤ 3/8
<2	A	A-B	B	—	—
2-3	A-B	B	C	E	F
3-4	B	B-C	C	D	E
4-6	C	C-D	D	D	D
>6	C	D	D	D	D

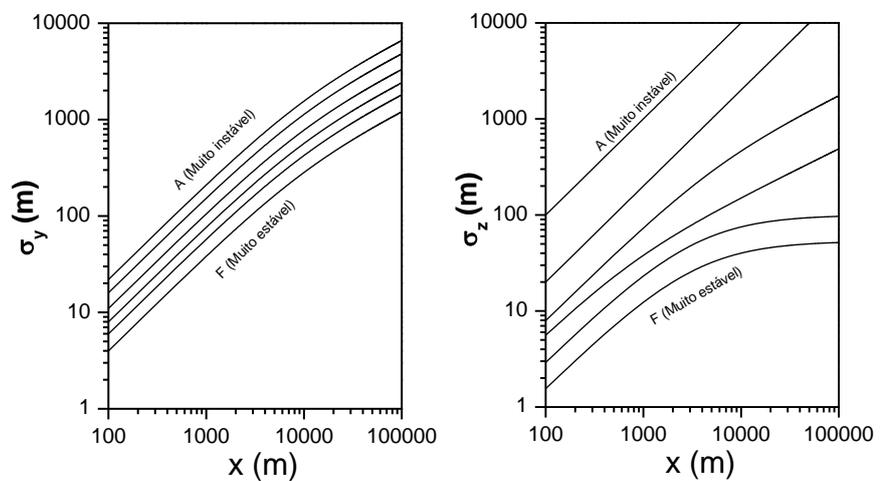


Figura 10.4 – Variação das semi-larguras da pluma gaussiana com a distância à fonte, para as diferentes classes de estabilidade. Fonte: Briggs (1973), Atmospheric Turbulence and Diffusion Laboratory Cont. No.79.

10.3.4 Altura da camada limite

O topo da camada limite atmosférica é geralmente caracterizado por uma inversão de temperatura, i.e., uma zona em que a temperatura cresce com a altitude e em que existe, portanto, forte estabilidade estática. Essa inversão comporta-se como uma barreira para o transporte vertical de poluentes, conforme indicado na Figura 10.2e (cf. Problema 10-2). A altura da camada limite tem um ciclo diurno, apresentando normalmente menores valores durante a noite e princípio da manhã e maiores valores a meio da tarde (Figura 10.5). Em geral, não existem observações directas deste parâmetro, excepto em pontos de radiossondagem, só efectuada às 0 e 12 h UTC, pelo que é necessário recorrer a métodos empíricos de avaliação, com base em observações de superfície.

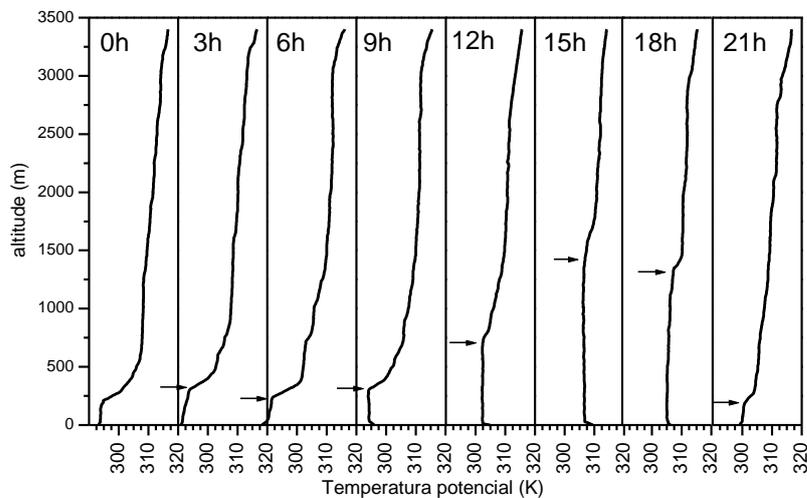


Figura 10.5 – Evolução da camada limite ao longo de um ciclo diurno: sondagens efectuadas em Julho 1998, de 3 em 3 horas, no Alentejo (Projecto CICLUS). As setas indicam o topo da camada limite.

10.3.5 Dispersão na vizinhança de obstáculos

Na presença de obstáculos, como edifícios ou orografia de pequena escala, a dispersão sofre perturbações locais, que podem ser, até certo ponto, representadas em modelos. Nalguns casos, o escoamento atmosférico na vizinhança de obstáculos pode dar origem a transporte de poluentes em direcção à superfície. Quando esses efeitos ocorrem muito perto da fonte, numa zona em que as concentrações no centro da pluma são ainda muito elevadas, podem dar origem a episódios de grave poluição junto da superfície. Essa situação é designada pela expressão inglesa *stack downwash* (Figura 10.6).

Do ponto de vista de um modelo de dispersão, o efeito de *downwash* traduz-se numa redução da altura efectiva da pluma e num aumento da dispersão junto da fonte. Dadas as grandes implicações deste processo na qualidade do ar na vizinhança de fontes industriais, existem regras de construção, legalmente obrigatórias, estabelecendo uma altura mínima para as chaminés de fontes significativas, em função da dimensão dos edifícios vizinhos.

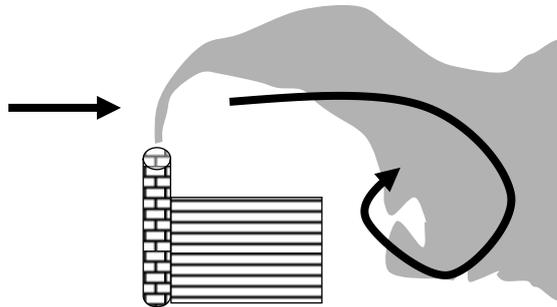


Figura 10.6 – Efeitos aerodinâmicos na esteira de edifícios (*downwash*).

10.4 Autoavaliação

Palavras-chave

Altura efectiva de uma pluma
 Classe de estabilidade
coning
downwash
fanning
 Fonte em área
 Fonte em linha
 Fonte pontual
 Fumigação

Inversão térmica
lofting
looping
 Modelo gaussiano
 Modelo semi-lagrangiano
 Pluma
puff
 Sobre-elevação de uma pluma

Problemas

Problema 10-1 Numa dada cidade, no equinócio, a hora de ponta ocorre às 8 horas e às 16 horas (solares). Em qual dos casos serão de esperar maiores concentrações de CO?

Problema 10-2 Modifique a expressão (10-1) para o caso de uma camada limite com uma inversão à altura z_i .

Problema 10-3 Em regra, serão de esperar maiores concentrações de poluentes em condições depressionárias ou anticiclónicas? Justifique.

Problema 10-4 Durante o Verão, a costa portuguesa é caracterizada por um ciclo diurno de vento, associado à brisa marítima (cf. secção 8.6). Que implicações terá esse facto na poluição atmosférica?

Problema 10-5 Lembrando a circulação de brisa orográfica (secção 8.3), esquematize a circulação nocturna num vale encaixado. Se existirem fontes de poluição nesse vale ou nas encostas, que condições serão de esperar?



11 Clima



Objectivos

No final do capítulo, o estudante deve:

- *Compreender o conceito de "normal climática".*
- *Conhecer os fundamentos das classificações climáticas clássicas, em especial da classificação de Köppen.*
- *Compreender o conceito de "evapotranspiração potencial" e seu papel na classificação climática.*



Especialmente nos tempos mais remotos, anteriores à era tecnológica, o clima sempre foi a condição primeira da nossa sobrevivência como espécie e também do nosso conforto. O papel primordial desta preocupação é traduzido de forma muito clara nas línguas latinas pelo duplo significado da palavra ‘tempo’: tempo de relógio – sucessão dos dias e das noites – e tempo meteorológico – mudança contínua do estado da atmosfera. Tanto num sentido como noutro, ‘tempo’ quer dizer mudança. Até muito recentemente, no entanto, enquanto o tempo meteorológico sempre foi encarado neste sentido de mudança constante do estado da atmosfera, o termo ‘clima’ ficou reservado para a descrição do estado ‘médio’ da atmosfera, aquilo que fica depois de eliminadas as oscilações mais ou menos imprevisíveis, devidas à sucessão de situações meteorológicas.

Hoje sabemos que o Clima não é estático, havendo forte evidência no sentido de que ele tem sofrido oscilações significativas ao longo da história da Terra. Trata-se, porém, de oscilações lentas, duma natureza diferente das rápidas oscilações meteorológicas. Apesar delas, continua a ter todo o interesse conhecer o ‘estado médio’ da atmosfera num dado local (e numa dada estação do ano e hora do dia), porque o conhecimento desse estado – i.e., do clima nesse local – é um elemento fundamental para o planeamento das actividades humanas.

11.1 Parâmetros do clima

A descrição quantitativa do clima é feita por intermédio de um conjunto de valores de grandezas meteorológicas observadas, tais como a pressão, a temperatura, a humidade, a precipitação acumulada, o tipo de precipitação, a nebulosidade, a radiação solar incidente numa superfície horizontal, a frequência de ocorrência de nevoeiros, geada, neve e granizo, etc. Estes parâmetros são medidos diariamente em estações meteorológicas (onde se observam um grande número de diferentes parâmetros) e udométricas (onde se observa unicamente precipitação).

Tradicionalmente, as observações meteorológicas são realizadas em dois tipos de estações: as estações *sinópticas* e as estações *climatológicas*. No caso das estações sinópticas, cuja finalidade é a preparação de cartas meteorológicas instantâneas (*sinópticas*) para a previsão do tempo, as observações são efectuadas de 3 em 3 horas, em horas fixas em TUC (Tempo Universal Coordenado). No caso das estações climatológicas, cujo objectivo é a caracterização do clima local, as observações referem-se a horas solares fixas (9h e 15h ou 9h e 18h). Modernamente, no entanto, com a instalação de redes de estações automáticas (Figura 11.1), muitas estações meteorológicas fazem observações contínuas, com apuramentos de valores médios a intervalos relativamente curtos (10 ou 15 minutos), podendo os seus dados ser utilizados tanto para fins sinópticos como climatológicos.

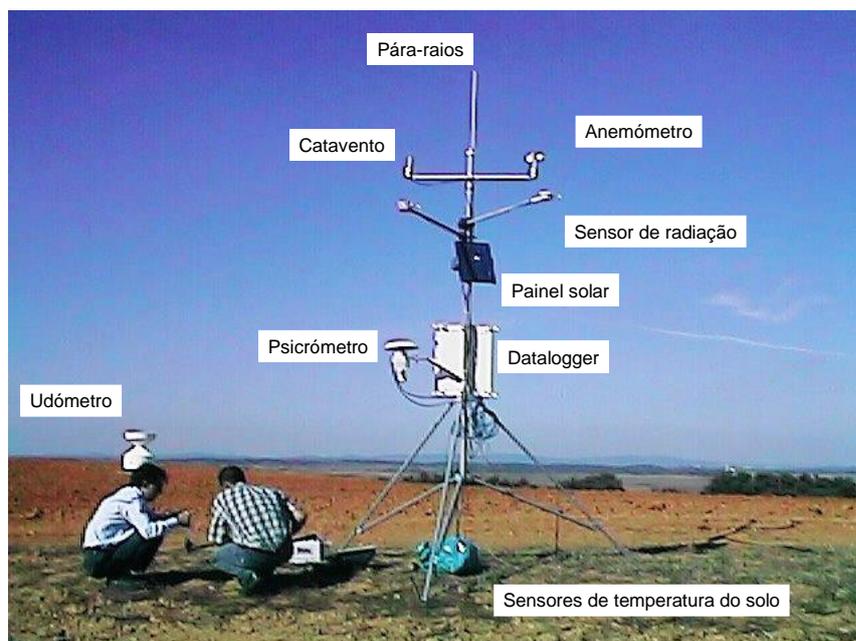


Figura 11.1 – Estação meteorológica automática.

As observações meteorológicas podem ser divididas em dois tipos: o primeiro grupo de observações consiste em medidas quantitativas de grandezas como a temperatura e humidade do ar, a pressão, a precipitação, a irradiância solar, etc., facilmente automatizáveis; o segundo grupo inclui observações semi-quantitativas como a nebulosidade, tipos de nuvens, tipo de precipitação, visibilidade, estado do solo (e.g. ocorrência de geada ou acumulação de neve), etc., difíceis de realizar por intermédio de instrumentos automáticos e que continuam a ser efectuadas por observadores meteorológicos. Algumas destas observações visuais são importantes para a caracterização do clima local.

11.2 Normal climática

O clima de uma dada estação meteorológica é, em geral, caracterizado por intermédio da sua *normal climática*. A normal consiste em valores médios mensais de diversas variáveis meteorológicas, calculados para um período de 30 anos de observações, por exemplo o período 1961-90. A informação contida nas normais depende do leque de observações efectuadas na referida estação e pode agrupar-se em três grupos: valores médios mensais de variáveis observadas (temperatura, humidade, precipitação, insolação, evaporação, cf. Tabela 11.1); estatísticas da velocidade do vento (velocidade média para cada rumo e frequência de ocorrência desse rumo); número médio de dias em que se observaram determinadas condições meteorológicas (e.g. vento forte, precipitação intensa, nevoeiro, geada, etc.).

A Tabela 11-1 apresenta parte da informação incluída numa normal climática.

Tabela 11-1 – Normal climática em Lisboa (Instituto Geofísico 1961-1990)^(a)

Meses	Temperatura (°C)					Pressão hPa	Humidade relativa (%)			Evaporação Piche (mm)	Nebulosidade às 9h (1/10)	Nº Dias			Precipitação (mm)		Insolação	
	\bar{T}	\bar{T} Máx	\bar{T} Min	T max abs.	T min abs.		nível médio do mar	9 h	15 h			21 h	Nevoeiro	Orvalho	Trovoada	Total	Máx 24h	Total (h)
Jan	11.4	14.5	8.2	20.6	0.4	1020.7	86	72	84	55.7	7	3.3	4.0	0.9	109.6	61.2	144.5	48
Fev	12.3	15.6	9	24.8	1.2	1018.7	83	68	82	64.4	7	1.6	3.0	0.9	110.8	65.7	151.1	51
Mar	13.7	17.6	9.9	26.2	2.9	1018.6	76	60	78	95.6	6	1.2	3.2	0.6	68.9	82.9	208.2	57
Abr	15.1	19.1	11.1	28.6	5.5	1016.9	72	59	77	105.2	7	0.2	1.5	1.4	64.0	49.6	234.7	60
Mai	17.4	21.7	13	35.1	6.9	1017.4	69	56	74	129.6	6	0.2	0.9	0.6	38.6	30.5	291.0	66
Jun	20.2	24.8	15.6	41.5	10.2	1017.7	68	56	73	137.2	6	0.2	0.6	0.3	21.2	37.1	302.5	69
Jul	22.4	27.4	17.4	38.5	13.1	1018.1	66	51	71	174.9	4	0.2	0.6	0.3	4.8	34.0	352.0	79
Ago	22.8	27.9	17.7	39.3	13.5	1017.6	66	49	69	180.6	4	0.2	1.3	0.3	5.7	26.7	342.8	82
Set	21.7	26.4	17	37.1	10.7	1018.2	72	54	76	135.5	5	0.5	2.4	0.5	25.7	53.8	261.0	71
Out	18.5	22.4	14.6	32.6	8.0	1018.3	78	61	78	104.4	6	1.3	4.7	1.6	80.3	91.2	212.9	62
Nov	14.5	17.8	11.2	27.8	3.9	1019.1	82	68	81	72.5	6	1.8	4.2	1.3	113.5	95.6	157.4	53
Dez	11.8	14.8	8.9	23.2	0.5	1020.3	85	72	82	61.1	7	2.3	3.2	2.3	107.6	56.3	142.2	49
Ano	16.8	20.8	12.8	41.5	0.4	1018.5	75	61	77	1316.7	6	13.5	29.6	10.8	750.7	95.6	2800.3	62

(a) Fonte: IGIDL (www.igidl.ul.pt)

Quando se utiliza um período de 30 anos para caracterizar o clima de um dado local, deve ter-se presente que esse período não é, em muitos casos, suficiente para eliminar as flutuações interanuais do clima observado. Assim, no caso de algumas variáveis, diferentes períodos de 30 anos produzirão estatísticas significativamente diferentes. Por outro lado, mesmo dentro de um dado período de 30 anos existe muita variabilidade que não é convenientemente representada na normal climática. Por essa razão, no caso de parâmetros como a precipitação, é frequente apresentar outras estatísticas, para além da média mensal e do valor máximo em 24 horas (indicados na Tabela 11-1), nomeadamente alguns percentis.

11.3 Classificações climáticas

Por vezes, é útil recorrer a uma descrição simplificada do clima de uma dada região, sem recorrer à apresentação de todos os quadros que constituem a normal climática. Para o efeito, recorre-se a uma classificação do clima local, com base em critérios seleccionados. Existem diversos sistemas de classificação climática. Em geral, estes sistemas classificam o clima local com base em critérios que procuram avaliar o ambiente meteorológico e hídrico de uma região o que, como é fácil compreender, tem tendência a traduzir-se no tipo de cobertura vegetal aí dominante. Assim, as grandes

regiões climáticas, em qualquer classificação, deverão marcar regiões de ocupação natural do solo relativamente homogéneas. Nas zonas de transição, pelo contrário, são de esperar condições variáveis e heterogeneidade.

11.3.1 *Evaporação e balanço hídrico*

Que parâmetros devem ser escolhidos para estabelecer uma classificação climática? Dado que o objectivo central dessa classificação é estabelecer uma delimitação, com uma correspondência tão estreita quanto possível com os tipos de ocupação natural do solo, as classificações climáticas terão de considerar, necessariamente, os dois elementos fundamentais no controle do *ciclo vegetativo* das plantas: a *temperatura* e a *disponibilidade de água no solo*.

Enquanto a temperatura é um parâmetro meteorológico directamente acessível, esse não é o caso da disponibilidade de água. Esta depende do tipo de solo, da sua ocupação e do balanço entre a *precipitação* e a *evaporação*. A precipitação é uma variável observada, enquanto a evaporação é muito difícil de avaliar, pois varia fortemente de local para local, dependendo de inúmeros factores: água disponível para evaporação, tipo de solo, vento, cobertura vegetal, temperatura, radiação solar. Dada a grande diferença entre as condições de evaporação em solo nu e em zonas vegetadas, é costume designar esta última por *evapotranspiração*, incluindo o efeito tanto da evaporação directa da água presente no solo como o efeito da *transpiração* efectuada pelas plantas.

Como não é possível conhecer directamente o valor da evapotranspiração numa área extensa, utiliza-se, para fins climatológicos, um parâmetro que pode ser directamente avaliado: a *evapotranspiração potencial (ETP)*. Por definição, a *ETP* é a evapotranspiração que existiria se houvesse disponibilidade infinita de água, dependendo, por isso, fundamentalmente, das condições meteorológicas, nomeadamente temperatura e vento. Assim, quando a *ETP* é inferior à precipitação, existe acumulação de água no solo, inversamente, quando a *ETP* excede a precipitação, existe perda de água. Se conhecermos o tipo de solo (textura e profundidade) é possível calcular, aproximadamente, a evolução anual do balanço hídrico, a partir do ciclo anual de valores da *ETP* e precipitação.



Figura 11.2 – Tina de Classe A, utilizada para medir a evaporação potencial, e anemómetro de copos tradicional. A variação do nível de água da tina é adicionada à precipitação ocorrida no mesmo período, obtendo-se a evaporação potencial. (Estação meteorológica do Instituto Geofísico do Infante D. Luís, fotografia J. Cristina).

11.3.2 Classificação climática de Köppen

Entre as diferentes classificações climáticas disponíveis, a mais popular é certamente a classificação inicialmente proposta pelo climatologista alemão Wladimir Köppen em 1918, posteriormente sujeita a diversas actualizações. A classificação de Köppen relaciona directamente as classes climáticas com a cobertura vegetal natural, o que permite fazer um mapeamento climatológico global, incluindo as regiões em que não existem observações meteorológicas.

O sistema de Köppen define 5 regiões climáticas principais, e diversas sub-regiões. As regiões principais, designadas pelas letras de A a E, têm as seguintes características:

Clima tropical húmido. A temperatura média mensal, em todos os meses do ano, é superior a 18°C, não existindo uma estação de Inverno.

Clima seco. Existe deficit de precipitação durante a maior parte do ano. A evapotranspiração potencial excede a precipitação.

Clima temperado com Inverno suave. Existe um Verão moderado ou quente e Inverno suave. A temperatura média do mês mais frio encontra-se entre os 18°C e os -3°C.

Clima temperado com Inverno rigoroso. Verão moderadamente quente e Inverno frio. A temperatura média do mês mais quente é superior a 10°C e a temperatura média do mês mais frio é inferior a -3°C.

Clima polar. Inverno e Verão extremamente frios. A temperatura média do mês mais quente é inferior a 10°C.

No sistema de Köppen, a constituição das diferentes classes é feita com base no ciclo anual das temperaturas médias mensais, excepto no caso da classe B. A definição das sub-regiões recorre, por sua vez, aos ciclos anuais da precipitação e da temperatura mensais. A Tabela 11.2 apresenta as regras de classificação utilizadas. A Figura 11.8 apresenta uma carta global da distribuição das principais zonas climáticas, de acordo com esta classificação.

Clima tropical húmido – A

As regiões com clima tropical húmido encontram-se na zona intertropical e distinguem-se entre si pelas características do seu ciclo anual de precipitação: zonas de precipitação constante ao longo de todo o ano, correspondentes às zonas de floresta tropical, classificadas como de clima *Ar*; zonas em que se observa uma estação seca e uma estação de chuvas, classificadas como clima *Aw* e zonas de clima se monção *Am*. A Figura 11.3 apresenta um exemplo de clima tropical húmido com estação seca (caso de S. Tomé) em que se observa a ocorrência de dois máximos de precipitação correspondentes às duas passagens da zona intertropical de convergência sobre na zona equatorial, no seu movimento anual.

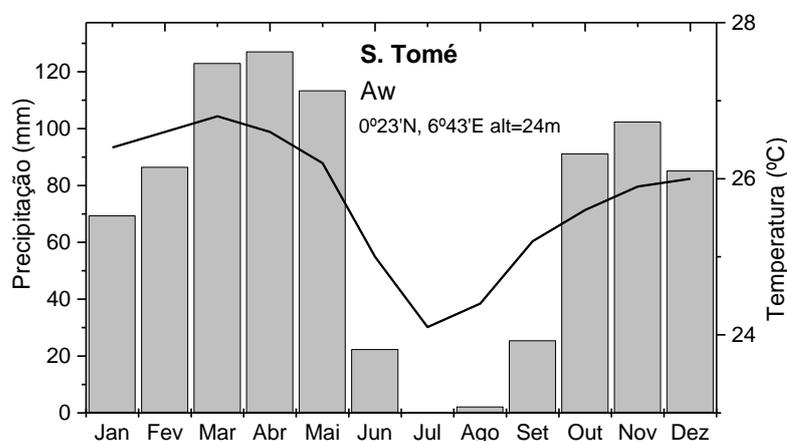


Figura 11.3 – Exemplo de clima tropical húmido: clima em S. Tomé (clima tropical húmido com estação seca – *Aw*). Barras: precipitação média mensal; linha: temperatura média mensal. Fonte: Serviço Meteorológico Nacional, 1956.

Clima seco – B

O clima é classificado como seco – tipo *B* – quando existe deficit hídrico. Quando o deficit hídrico é extremo, o clima é desértico (*BW*) quente (*BWh*, caso do deserto do Saara ou do deserto Australiano) ou frio (*BWk*, caso do deserto de Gobi, na Mongólia). Quando existe uma curta estação chuvosa, o

clima à semi-árido (*BS*) quente (*BSh*) ou frio (*BSk*). A Figura 11.4 mostra um exemplo de clima semi-árido quente, em Cabo Verde, com uma estação de chuvas coincidente com o período de maior calor, no momento da passagem da ZITC. As zonas de clima seco encontram-se fundamentalmente na região dos trópicos (África do Norte, Arábia Saudita, Irão, Afeganistão, Nordeste da Índia, interior da Austrália, da América do Sul e da América do Norte) e ainda no Interior da Ásia (Norte da China, Mongólia, Ásia Central).

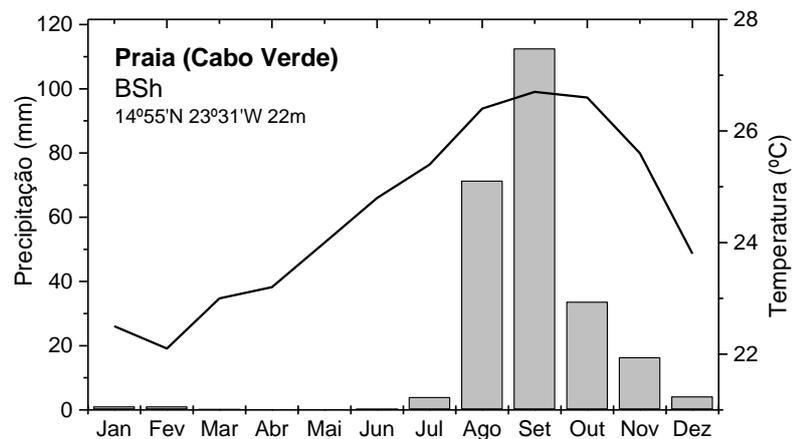


Figura 11.4 – Exemplo de clima seco: clima em Cabo Verde (clima semi-árido quente – *BSh*). Fonte: Serviço Meteorológico Nacional, 1956.

Clima temperado com Inverno suave – C

Nos climas temperados com Inverno suave, a temperatura média do mês mais frio encontra-se acima dos -3°C . A precipitação resulta em grande parte da actividade de ciclones frontais e a sua distribuição anual depende do movimento da frente polar. Köppen considera três subclasses: *Cs*, com Verão seco, *Cw*, com Inverno seco e *Cf*, com precipitação durante todo o ano. A Figura 11.5 apresenta um caso de clima *Cfa* (Precipitação todo o ano, Verão quente e prolongado) em S. Cruz, na Ilha das Flores (Açores).

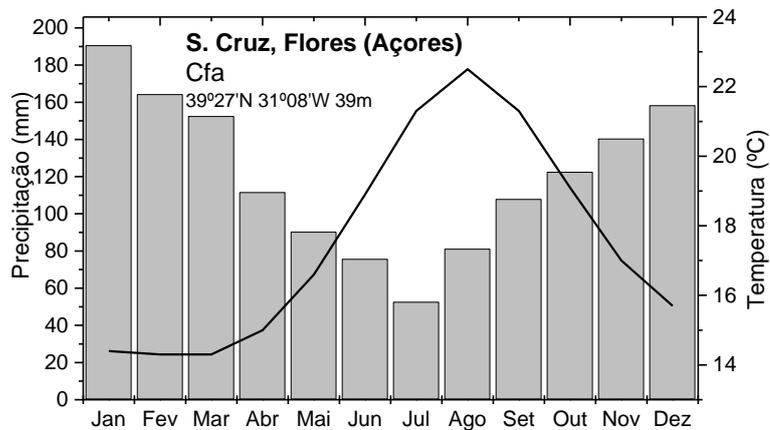


Figura 11.5 – Exemplo de clima temperado com Inverno suave: clima das Flores, Açores.
 Fonte: Serviço Meteorológico Nacional, 1956.

Clima temperado com Inverno rigoroso – D

Os climas de tipo *D* são caracterizados por um Inverno frio (temperatura média abaixo dos -3°C) mas com a existência de um Verão moderado (temperatura média acima dos 10°C). As subclasses são definidas do mesmo modo que no tipo *C*. A Figura 11.6 apresenta um exemplo de clima *Dfb*, no Quebec (Canadá).

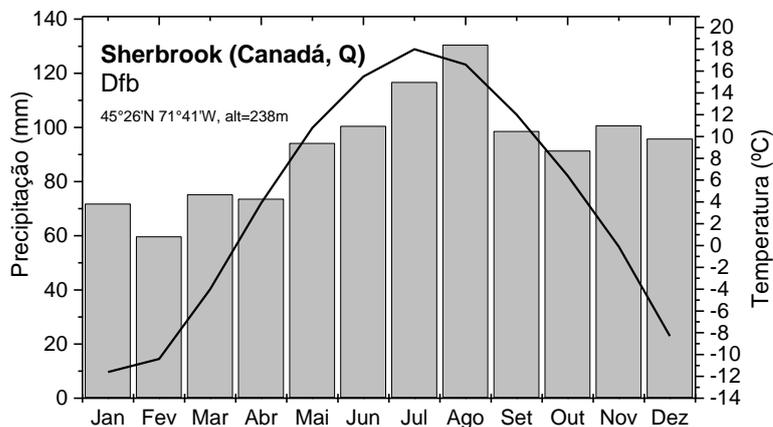


Figura 11.6 – Exemplo de clima temperado com Inverno rigoroso: clima das Sherbrook, Quebec, Canada. Fonte: Environment Canada.

Clima polar – E

O clima polar – tipo *E* – observa-se nas latitudes elevadas dos dois hemisférios e é caracterizado por Inverno e Verão extremamente frios. Definem-se duas subclasses: clima de Tundra (*ET*), em que a temperatura de Verão é positiva, permitindo a existência de uma cobertura vegetal mínima,

e clima de calote polar (*EF*), com temperaturas sempre negativas, em que não se chega a estabelecer cobertura vegetal. A Figura 11.7 apresenta um exemplo de clima de tundra, no Norte do Canadá.

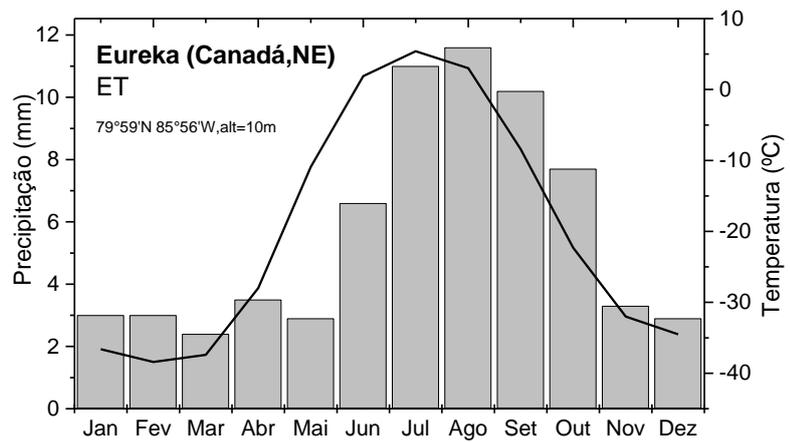


Figura 11.7 – Exemplo de clima polar de tundra: clima em Eureka, Canada. Fonte: Environment Canada

Figura 11.8 – Classificação climática de Köppen

Sub-subclasse	Características	Critério de classificação
	Clima tropical húmido	A temperatura média do mês mais frio é superior a 18°C
	Tropical húmido (Floresta tropical)	Precipitação do mês mais seco superior a 60mm.
	Tropical húmido com estação seca. (Savana)	A precipitação no mês mais seco é inferior a 10mm e a 1/25 da precipitação total anual
	Tropical de Monção	A precipitação no mês mais seco é inferior a 10mm mas superior a 1/25 da precipitação total anual
	Clima Seco	A evapotranspiração potencial excede a precipitação. 3 casos: (i) $P < 2T + 280$ (Inverno seco) (ii) $P < 2T$ (Verão seco) (iii) $P < 2T + 140$ (T é a temperatura em °C, P precipitação anual em mm)
	Desértico árido	
	Semi-árido ou estepe	Precipitação atinge metade dos limites definidos em (i),(ii) ou (iii), conforme o caso
B_h	Quente e seco	Temperatura média anual superior a 18°C
B_k	Frio e seco	Temperatura média anual inferior a 18°C
	Clima Temperado com Invernos suaves	Temperatura do mês mais frio entre -3°C e 18°C
	Inverno seco	Precipitação média mensal no mês mais húmido de Verão é pelo menos 10x superior à do mês mais húmido de Inverno
	Verão seco (Mediterrânico)	Verão seco. Mês de Verão mais seco com precipitação inferior a 40 mm e a 1/3 da precipitação do mês de Inverno mais húmido
	Sempre húmido	Critério Cw e Cs não aplicáveis
C_a	Verão quente e longo	Temperatura média do mês mais quente acima de 22°C; existem pelo menos 4 meses com temperatura média acima de 10°C
C_b	Verão longo e fresco	Temperatura média de todos os meses abaixo de 22°C; existem pelo menos 4 meses com temperatura média acima de 10°C
C_c	Verão curto e fresco	Temperatura média de todos os meses abaixo de 22°C; existem 1 a 3 meses com temperatura média acima de 10°C
	Temperado húmido com Invernos frios	Temperatura média do mês mais frio abaixo de -3°C. Temperatura média do mês mais quente acima de 10°C
	Inverno seco	Como Cw
	Verão seco	Como Cs
	Sempre húmido	Como Cf
D_a	Verão quente e longo	Como C_a
D_b	Verão longo e fresco	Como C_b
D_c	Verão curto e fresco	Como C_c
D_d	Verão curto e frio; Inverno rigoroso	Temperatura média do mês mais frio abaixo de -38°C
	Clima polar	Temperatura média do mês mais quente abaixo de 10°C
	Tundra	Temperatura média do mês mais quente abaixo de 10°C e acima de 0°C
	Calote polar	Temperatura média do mês mais quente abaixo de 0°C

Fonte: Ahrens, 1994: Meteorology Today.

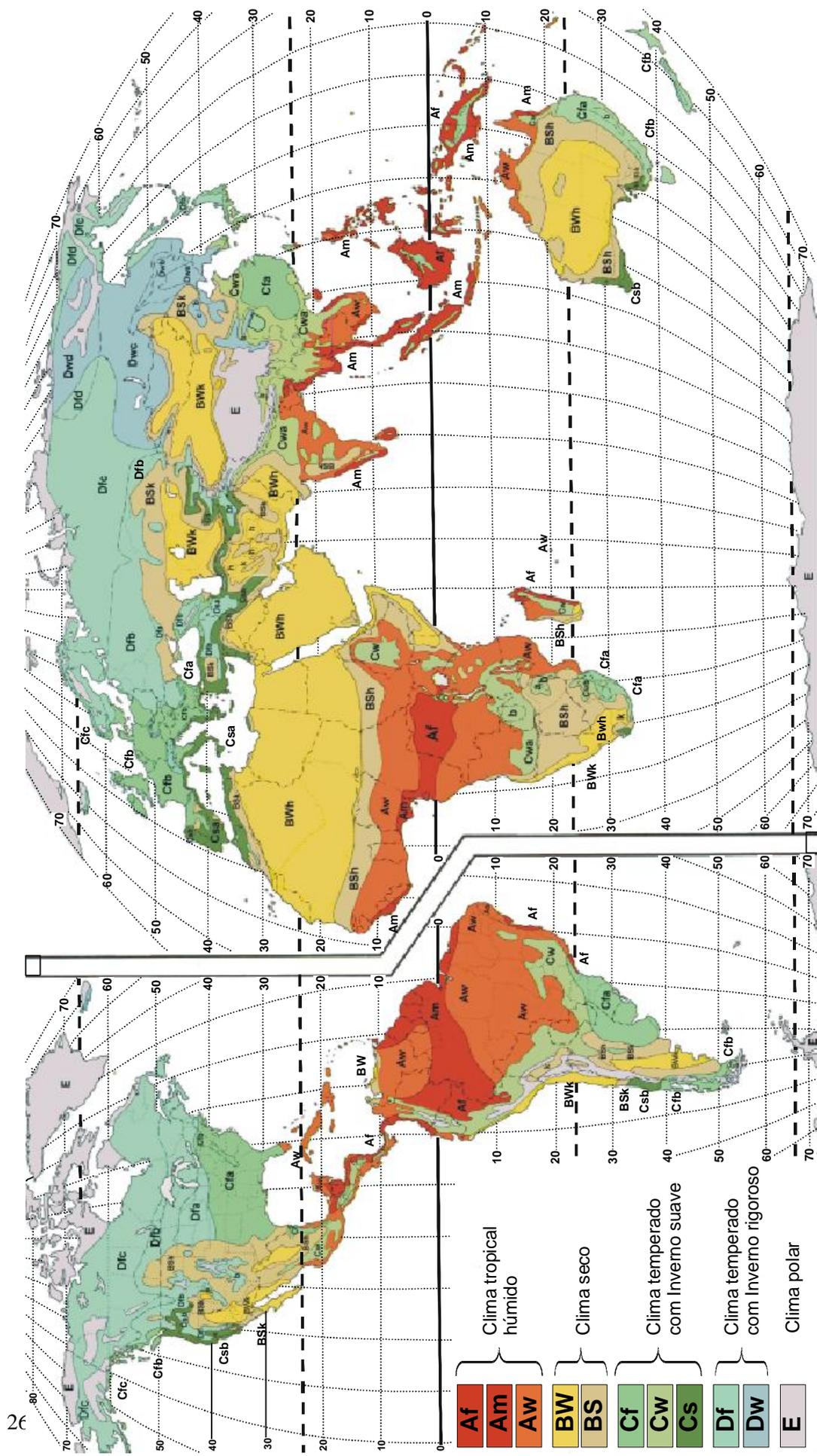


Figura 11.8 - Os climas do mundo, segundo a classificação de Köppen. Adaptado de Koeppel e Long, *Weather and Climate*, 1958, McGraw-Hill, com autorização do editor. O mapa original baseia-se numa carta produzida por Geiger em 1954.

11.4 Condições que determinam o clima local

O clima observado num dado local é influenciado, em graus variáveis, pela circulação atmosférica à escala global, à escala regional e à escala local. A circulação global define, em primeira aproximação, as grandes classes climáticas: as zonas de clima tropical húmido são as zonas afectadas pela zona intertropical de convergência, as zonas de clima desértico correspondem às regiões de subsidência das células de Hadley, as zonas temperadas correspondem às zonas afectadas pelo movimento anual da frente polar, as zonas frias correspondem às zonas polares. Em termos globais, o mapa do clima é, por isso, largamente determinado pela latitude, facto reconhecido pelos gregos, 5 séculos antes de Cristo.

A subdivisão seguinte das classes climáticas depende fundamentalmente da circulação atmosférica nas zonas de transição entre os continentes e o oceano. Isto é, depende do grau de continentalidade do clima local, distinguindo, por exemplo, o interior dos continentes da zona costeira e a costa oeste da costa leste. Assim, na costa oeste dos continentes, devido à circulação atmosférica de oeste, existe frequente entrada de ar marítimo, implicando climas mais suaves, com características marítimas, enquanto na costa leste a circulação tem características continentais, observando-se climas com maiores amplitudes térmicas. As circulações costeiras, têm características muito variáveis em diferentes pontos do mundo, dependendo da geometria e posição das costas, explicando muitas características do clima observado, nomeadamente os climas de monção (secção 8.7).

A uma escala ainda mais fina, o clima local pode ser afectado pelo relevo ou pela proximidade de massas de água (rios ou lagos). No capítulo 8 descrevemos diversos efeitos desse tipo, alguns com impacto muito significativo.

11.5 Autoavaliação

Palavras-chave

Balanço hídrico	Evapotranspiração
Classificação de Köppen	Evapotranspiração potencial
Estação climatológica	Normal climática
Estação sinóptica	

Problemas

Problema 11-1 Considerando os valores para a temperatura e precipitação médias mensais correspondentes à normal climática de Lisboa (Instituto Geofísico) indicada na Tabela 11-1, determine a sua classificação climática, de acordo com o sistema de Köppen.

Problema 11-2 As duas margens dos grandes oceanos apresentam, à mesma latitude, importantes diferenças climáticas: nas latitudes subtropicais (20-30°), só se observam ciclones tropicais na costa leste dos continentes; nas latitudes médias, a costa oeste dos continentes tem um clima muito mais ameno que a costa leste. Explique essas diferenças, recordando as características da circulação global.

Problema 11-3 De que tipo climático é característica a floresta amazónica?

Problema 11-4 Quais as características específicas do clima mediterrânico que o distinguem dos outros tipos da classe C

Problema 11-5 A normal climática contém valores médios mensais e valores extremos mensais da temperatura e precipitação. Se compararmos duas normais para a mesma estação – por exemplo a normal 1931-1960 com a normal 1961-1990 – em que valores serão de esperar maiores diferenças?

12 Variabilidade e mudança Climática

Objectivos

No final do capítulo, o estudante deve:

- *Conhecer as características dos diferentes "registos" climáticos.*
- *Conhecer, qualitativamente, a teoria de Milankovitch.*
- *Saber descrever o fenómeno ENSO, na sua componente oceânica e atmosférica.*
- *Saber relacionar os diferentes forçamentos climáticos com os mecanismos físicos que lhes são próprios, em termos de alteração da composição atmosférica ou da radiação incidente no topo da atmosfera.*

A história da Terra tem sido, tal como nos é dado observar nos registos de que dispomos, uma história de contínua mudança. Tal mudança ocorreu em diversas escalas de tempo, em paralelo com a lenta evolução do sistema solar e do planeta Terra, e nela o Clima assume frequentemente um papel fundamental, quer como o resultado dessa evolução quer como um condicionador das transformações que tiveram lugar.

A maior parte da informação que temos da história climática da Terra é de natureza indirecta. Só nas últimas dezenas de anos possuímos medidas globais de parâmetros climáticos, observadas na rede meteorológica ou por satélite. Nalguns pontos do mundo, especialmente na Europa e América do Norte, possuímos registos quantitativos com alguns séculos – no máximo, até ao princípio do século XVII. Para explorar o passado mais longínquo, é necessário recorrer à análise das muitas marcas do Clima no ambiente terrestre incluindo, entre outras, muitos aspectos da história humana, a distribuição e características das espécies vivas e a natureza do depósito sedimentar. O recurso a esse conjunto de informação muito variado, oriundo de várias disciplinas, constitui uma característica fundamental do estudo integrado do planeta Terra e uma consequência do carácter global do sistema climático.

12.1 Fontes de informação

As fontes de informação climática são, como se disse anteriormente, muito diversas e, incluem, na maior parte dos casos, indicadores indirectos de parâmetros do Clima. Entre as mais relevantes salientam-se:

12.1.1 O registo instrumental

O registo instrumental é constituído fundamentalmente por séries de observações de parâmetros meteorológicos (temperatura, pressão, humidade, vento, nebulosidade, precipitação, etc.). Em geral, este registo tem um carácter pontual, sendo a sua duração muito variável de ponto para ponto. Nalgumas localizações no Norte da Europa as séries instrumentais têm mais de 300 anos; os registos contínuos mais antigos em Portugal têm cerca de 150 anos (no Instituto Geofísico do Infante D. Luiz, em Lisboa), enquanto em muitos pontos do mundo só existe informação desde o princípio da década de 60.

Só desde os finais da década de 1950 existe uma rede global de observações que permite avaliar a distribuição global dos parâmetros climáticos. A partir da década de 1970 existe, além disso, um registo global quase contínuo de fotografias de satélite, que permite conhecer a distribuição global da nebulosidade, do albedo e da radiação solar e terrestre.

Apesar do registo instrumental ser objectivo e, em termos comparativos, de grande precisão, os seus dados devem sempre ser analisados com algum

cuidado, pois muitos parâmetros climáticos dependem das condições locais. Assim, se o enquadramento de uma dada estação sofrer alterações ao longo do tempo, devido, por exemplo, a alterações da ocupação do solo na zona, são de esperar alterações significativas de alguns parâmetros (nomeadamente vento e amplitudes térmicas) que não reflectem uma alteração do clima global. A análise cuidadosa dos dados observados permite reconstruir séries de evolução da temperatura global da Terra no último século e de outros parâmetros climatológicos.

As figuras seguintes mostram exemplos de análise de evolução da temperatura. Na Figura 12.1 pode observar-se a evolução da temperatura média anual e da precipitação acumulada em Lisboa. Na Figura 12.2 apresenta-se a mais longa série de observações de temperatura, obtida por agregação de informação reunida em diversos pontos do centro de Inglaterra desde meados do século XVII até finais do século XX. Na Figura 12.3 apresentam-se séries de valores médios mensais (em Janeiro e Julho) da temperatura média do globo, obtida por processamento de séries de observações disponíveis desde 1880.

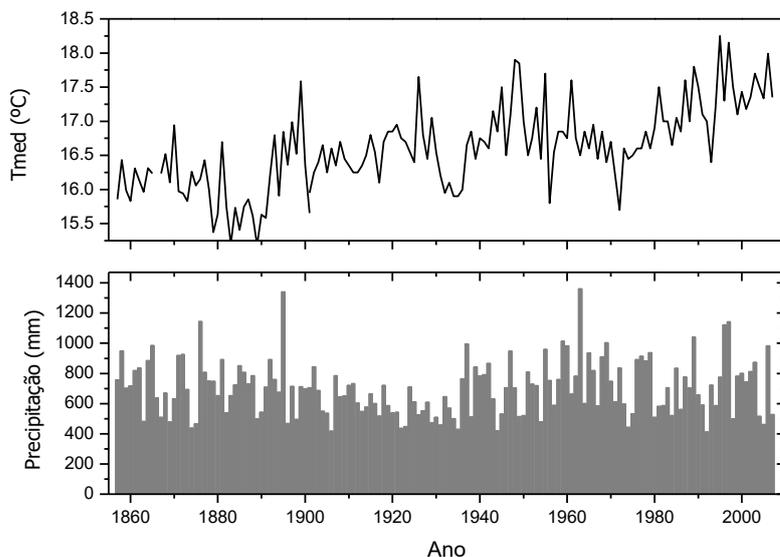


Figura 12.1 – Evolução da temperatura média anual e da precipitação em Lisboa (Instituto Geofísico).

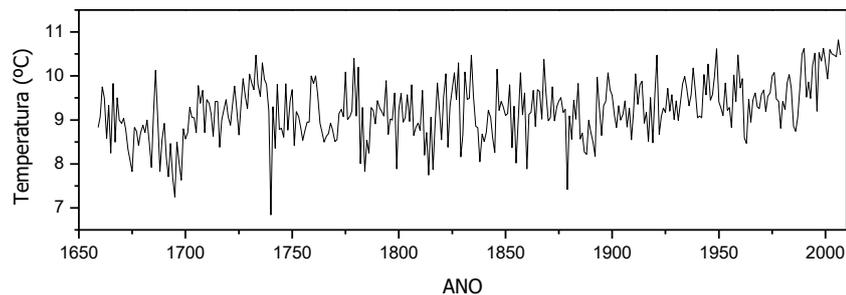


Figura 12.2 – Evolução da temperatura média mensal no centro da Inglaterra. Fonte: Hadley Centre (<http://hadobs.metoffice.com/hadcet/>).

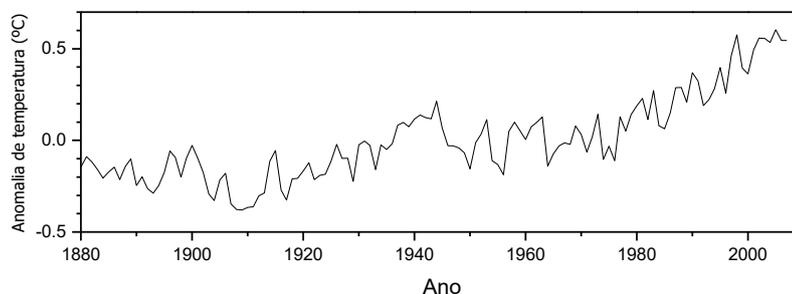


Figura 12.3 – Evolução da temperatura média do Globo a partir de observações. Fonte: National Climate Data Center (www.ncdc.noaa.gov).

12.1.2 O registo histórico

O relato histórico contém, frequentemente, indicações muito concretas sobre o clima da época, quer sob a forma de descrições específicas de condições climáticas quer, indirectamente, pela informação que contém sobre a produção agrícola, evolução de espécies naturais e migrações. O registo histórico inclui numerosos documentos sob a forma de textos, pinturas e tradição oral – eventualmente passada a escrito. Nas suas diferentes formas, esse registo fornece informação estendendo-se por vários milhares de anos, dependendo da civilização considerada.

Existem muitos exemplos concretos de informação sobre o clima do passado obtida por esta via. Um caso bem conhecido é o da evolução do clima da Groenlândia nos últimos 1000 anos: partindo da Islândia, exploradores Vikings estabeleceram-se na Groenlândia nos fins do século X (985) e aí se mantiveram durante vários séculos, mantendo rotas de comércio com a Noruega. A partir do início do século XV, o arrefecimento observado no Atlântico Norte impossibilitou a manutenção das rotas marítimas em latitudes tão elevadas, ao mesmo tempo que tornou impossível a prática de agricultura na Groenlândia. Em consequência, observou-se uma extinção da colónia, cuja história se transmitiu na saga

islandesa *Leif Ericsson*, só confirmada recentemente em estudos arqueológicos no local.

12.1.3 O registo climático em anéis de árvore

Nas latitudes médias e elevadas, o crescimento das árvores varia bastante ao longo do ano, em função da temperatura ambiente e da disponibilidade de água. Desse facto resulta a formação de **anéis** nos troncos das árvores, marcando os períodos de crescimento lento – devido a temperaturas muito baixas ou falta de água, e os períodos de crescimento mais rápido. Assim, cada anel no tronco de uma árvore corresponde, em geral, a um ano de crescimento, e a espessura do anel pode ser relacionada com as condições climáticas (e.g. temperatura média) observadas na zona durante esse período. Esta análise permite, assim, obter informação climática indirecta, com a resolução de um ano, estendendo-se, no caso de algumas árvores de grande duração, a períodos de muitas centenas, ou até milhares de anos.

A utilização das muitas amostras disponíveis, incluindo árvores vivas e árvores mortas (caso da Figura 12.4) permite obter, recorrendo a técnicas de **datação cruzada**, um registo contínuo de grande resolução sobre o clima passado. Um exemplo de aplicação destas técnicas é a análise da abundância do isótopo radioactivo de carbono ^{14}C (carbono-14). Este isótopo, cujo período de semi-vida é de 5730 anos, é produzido naturalmente por acção da radiação cósmica sobre átomos de carbono atmosférico (i.e. os átomos de carbono do CO_2). Dado que o CO_2 constitui a fonte de carbono das plantas no processo de fotossíntese, uma pequena fracção do carbono orgânico é, no momento da formação da planta, constituído por ^{14}C , observando-se que essa fracção vai decaindo ao longo do tempo, devido ao processo de decaimento radioactivo. Esse facto é utilizado frequentemente para fazer a datação de amostras orgânicas com idades até alguns milhares de anos (i.e. algumas semi-vidas). Nesse caso, considera-se que a concentração inicial de ^{14}C é conhecida e idêntica à actual concentração ambiente. No caso do estudo das concentrações de ^{14}C em anéis de árvores, o procedimento é invertido: a datação é conhecida *a priori* com grande precisão (erro de um ano) e a análise da concentração de ^{14}C permite determinar as flutuações naturais desse isótopo na atmosfera e, em consequência, as flutuações da actividade solar, principal fonte de radiação cósmica.



Figura 12.4 – Anéis de uma árvore (Exemplar Broken Flute Cave, USA, Fonte: Tree-ring Lab, University of Arizona)

Para além de informação de tipo climático, os anéis de árvore registam, de forma mais ou menos directa, diversa informação de grande interesse sobre a ecologia florestal, incluindo, nomeadamente, a frequência de ocorrência de fogos florestais ou de diversas pragas.

12.1.4 Bolhas de ar do passado

Uma forma extraordinária de conhecer o clima do passado consiste em analisar bolhas de ar aprisionadas nas calotes de gelo polar. Tanto na Antárctica como na Groenlândia ocorre naturalmente um processo de lenta deposição de gelo, a uma taxa que varia ao longo do ano. Tal como no caso dos anéis das árvores, o facto de a velocidade de deposição ser muito mais rápida numa dada época do ano, estabelece um padrão estriado na calote polar, correspondendo cada estria ao período de um ano. Por outro lado, à medida que se dá o processo de deposição, ocorre o aprisionamento de pequenas bolhas de ar que ficam posteriormente isoladas do ambiente.

O processo de análise do clima a partir das bolhas de ar consiste, assim, nos seguintes procedimentos: primeiro faz-se uma perfuração na calote de gelo, retirando cilindros correspondendo a profundidades crescentes (até a um máximo de cerca de 3 km); de seguida datam-se as estrias desse cilindro, por contagem de estrias ou por outro processo; finalmente recolhem-se amostras de bolhas de ar em diversas zonas (idades) do cilindro e procede-se à sua análise físico-química.

A composição química das bolhas permite obter directamente informação sobre a composição atmosférica, nomeadamente nos gases de estufa CO_2 (cf. Figura 12.5) e CH_4 . De forma mais elaborada, é possível deduzir valores da temperatura média observada na época de deposição. Para o efeito utiliza-se, geralmente, o facto de existirem na natureza três isótopos estáveis de oxigénio (o mais abundante ^{16}O e ainda ^{17}O e ^{18}O). Dado que a proporção observada entre as concentrações atmosféricas de ^{18}O e de ^{16}O depende da

temperatura, pode medir-se aquela proporção e deduzir a temperatura da atmosfera no ano de deposição considerado. De igual modo, pode utilizar-se a concentração isotópica do Deutério (^2H). A Figura 12.7 apresenta o resultado desse cálculo, recorrendo a informação obtida na Antártica (Vostok).

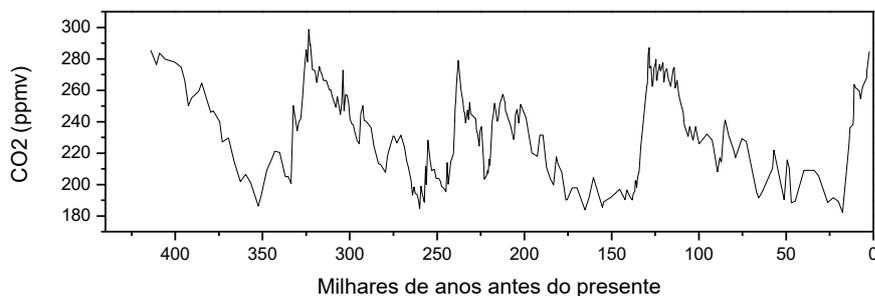


Figura 12.5 – Concentração de CO₂ nos últimos 400 000 anos, estimada a partir da análise de bolhas de ar em Vostok (Antártica). Petit et al., *Nature* v.399 (6735), pp. 429-436. (1999)

As bolhas de ar aprisionadas no gelo polar fornecem ainda indicações explícitas sobre a composição atmosférica no período em que ocorreu a sua deposição. É particularmente relevante o facto de estas bolhas permitirem localizar, muitas vezes com o erro de um ano, o período de ocorrência de grandes erupções vulcânicas, traduzidas por aumento da concentração de partículas em suspensão. As partículas contribuem para a retrodifusão de radiação solar, forçando uma diminuição da temperatura média da Terra e constituindo um dos factores fundamentais de forçamento do clima. No caso das grandes erupções vulcânicas – como foi o caso recente da erupção do Pinatubo no início da década de 1990 – um único evento é suficiente para ter um impacto significativo no clima global durante o período de vários anos.

12.1.5 O registo geológico

O registo geológico contém muitas formas indirectas de informação climática. Tal como no caso do gelo polar, trata-se de um processo de deposição de material – neste caso, rocha sedimentar – em que existe aprisionamento de elementos variados. Tal como nos métodos anteriormente descritos, o processo de interpretação exige, fundamentalmente, dois requisitos: uma técnica de datação e a existência de elementos susceptíveis de interpretação em termos de parâmetros climáticos, nomeadamente, temperatura, precipitação e nível da água do mar.

Os mais frequentes elementos de interesse climático são fósseis de seres vivos: carapaças, pólenes, etc. A sua presença determina um certo tipo de

ambiente favorável à espécie em questão, acontecendo, nalguns casos, que se trata de espécies muito selectivas para determinados parâmetros. Tal é o caso, nomeadamente, de muitas espécies aquáticas, cujo habitat se localiza a baixa profundidade: a sua presença permite inferir a presença de água e calcular com algum rigor o nível do mar.

Apesar de existir evidência da presença de vida na Terra há mais de 3Ga (3×10^9 anos) só a partir do início do Paleozóico, há cerca de 570Ma (570 milhões de anos), começou o depósito de fósseis de forma suficientemente abundante para permitir uma análise da sua evolução. Esta alteração do registo fóssil resultou do aparecimento de numerosas formas de vida marinha com diversos tipos de *carapaça*. Antes desse período, o que sabemos do clima da Terra resulta em especial da análise da existência de rochas sedimentares carbonatadas. A formação deste tipo de rochas é característica do ambiente aquático, o que implica a existência de água líquida em áreas muito extensas do planeta – isto é de um Oceano – desde há, pelo menos 3.8 Ga, idade das mais antigas rochas sedimentares disponíveis. Por outro lado, o carbono constitutivo destas rochas é fornecido pela atmosfera, implicando a existência de CO₂ nessa atmosfera primitiva. Dada a existência de rochas deste tipo em todo o globo, ao longo da generalidade do registo geológico, podemos concluir que a temperatura média da Terra se manteve sempre acima do ponto de congelação (0°C) e abaixo do ponto de ebulição (este valor depende da pressão atmosférica). Por outro lado, podemos igualmente afirmar que o CO₂ foi sempre um constituinte da atmosfera.

O registo geológico contém outras informações que não dependem da presença de fósseis. Uma das informações mais relevantes é fornecida pela presença ocasional de *depósitos glaciares*, caracterizados pela presença de rochas erodidas de forma peculiar. Estes depósitos podem ser datados recorrendo a técnicas geológicas, fornecendo um registo revelando a ocorrência de diversos períodos de extensa glaciação nas latitudes elevadas. Aparentemente, estes períodos ocorreram repetidamente, mas de forma muito irregular, em toda a história do planeta, existindo a suspeita de que eles poderão resultar da interacção entre alterações do *input* solar e a evolução tectónica (cf. secção 12.3).

A partir do início do Paleozóico, a análise do registo geológico é dominada pela presença de fósseis. Há cerca de 400 Ma (milhões de anos) surgiu a vida terrestre. A rápida expansão das plantas terrestres, produzindo uma cobertura vegetal contínua na maior parte da área emersa dos continentes, veio introduzir um novo elemento no sistema climático – a *biosfera*. Desse facto resultaram pelo menos duas consequências de grande impacto: uma redução do albedo da superfície (em cerca de 10 a 15%) e uma aceleração da alteração da composição atmosférica, iniciada pelas plantas marinhas, devida ao processo de fotossíntese. A presença contínua da vida terrestre em todo o registo fóssil desde o seu estabelecimento implica que as concentrações de O₃ se mantiveram relativamente estáveis desde essa época.

Por outro lado, o surgimento dos animais terrestres – respiradores de oxigénio – a partir de 350 Ma, indica que os níveis de O₂ se mantiveram, desde então, relativamente estáveis.

12.2 Reconstrução do registo climático

Conjugando a informação fornecida pelas diversas fontes paleoclimatológicas, podem obter-se curvas de evolução de parâmetros do clima local ou global. Deve notar-se que tais curvas resultam sempre de intenso processamento da informação original, com base em hipóteses plausíveis sobre os processos que deram origem às variações observadas e, por essa razão, não são comparáveis com as curvas de origem instrumental, resultando de medidas directas dos parâmetros representados. Em regra, a incerteza da série paleoclimática aumenta rapidamente à medida que nos deslocamos em direcção ao passado.

A Figura 12.6 e a Figura 12.7 apresentam o resultado dessa análise. No caso da Figura 12.6, utilizou-se um conjunto variado de informação paleoclimática para inferir a temperatura média do hemisfério Norte deste o início do século XV. A curva obtida mostra, até aos finais do século XIX, oscilações da temperatura com uma amplitude pico-a-pico de cerca de 0.4°C, mantendo-se a temperatura média sistematicamente abaixo dos valores observados no século XX. Este período de quatro séculos corresponde àquilo a que se chama a *pequena idade do frio*, em que se observou um avanço generalizado dos glaciares no hemisfério Norte, em resultado de Invernos invulgarmente rigorosos. Na passagem do século XIX para o século XX, a Figura 12.6 mostra um aumento da temperatura hemisférica média de cerca de 0.6°C. Esta parte final da curva deve ser comparada com o registo instrumental, apresentado na Figura 12.3, a partir do qual foi feita a calibração dos dados paleoclimáticos.

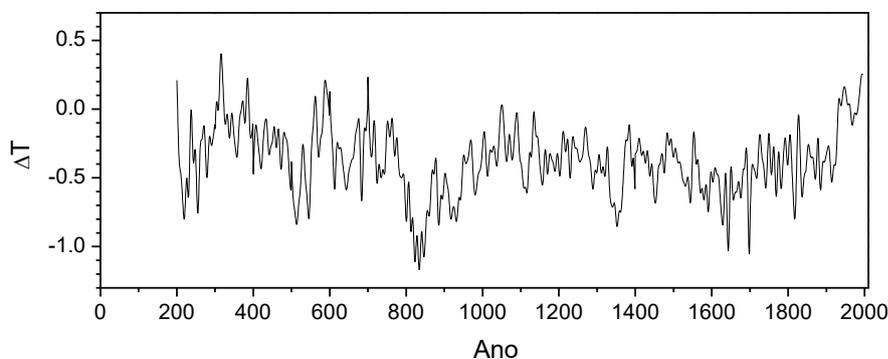


Figura 12.6 – Evolução da temperatura média do Hemisfério Norte desde 200, estimada pela análise de vários dados paleoclimáticos. Fonte: Mann et al, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, Vol. 105, No. 36, pp. 13252-13257. (www.ngdc.noaa.gov)

A Figura 12.7 estende o registo paleoclimático até cerca de 270 ka (270 mil anos antes do presente), utilizando a análise isotópica de bolhas de ar depositadas na Antártica. Nessa figura, a linha tracejada indica o início do registo apresentado na Figura 12.6, que corresponde, portanto, a uma pequeníssima fracção deste último período. As oscilações da temperatura média descritas na Figura 12.7 atingem variações até cerca de 7°C, correspondendo os longos períodos de anomalia negativa da temperatura às duas últimas glaciações do período Quaternário. A abrupta subida de temperatura que se iniciou há cerca de 15 ka marca o fim da última glaciação e início do actual período interglacial. A figura mostra mais dois períodos interglaciais no início do registo (270 ka) e há cerca de 130 ka.

O registo paleoclimático apresentado pela Figura 12.7 dá uma ideia muito clara das oscilações climáticas que têm dominado o Quaternário, ocupando pelo menos o último milhão de anos. Nesse contexto, o período actual surge como uma época relativamente quente, num clima dominado por longos períodos de glaciação e caracterizado por oscilações da temperatura média com períodos entre as dezenas de milhar de anos e cerca de 100 mil anos. Este tipo de oscilações sugere que a sucessão de períodos glaciares e interglaciares no Quaternário está associada a alterações do *input* solar, devidas a oscilações da órbita da Terra (cf. secção 12.3.1). Por outro lado, sabemos, por análise do registo geológico, que existiram no passado outros períodos glaciares, mas em relação a essas glaciações não temos o tipo de informação detalhada fornecida pelas bolhas de ar do gelo polar. A explicação do mecanismo de início e fim dos períodos glaciares é, seguramente, um tema central no estudo do clima global.

A Figura 12.6 e a Figura 12.7 mostram a existência de variabilidade climática em períodos de tempo muito longos. Nesses períodos, a temperatura média da Terra parece ter variado menos de 10°C, o que é um valor relativamente pequeno, não pondo em causa as condições para a existência de vida à escala global. Por outro lado, mesmo pequenas variações da temperatura média, da ordem de 1°C, parecem ser suficientes para desencadear autênticas catástrofes agrícolas, associadas à grande sensibilidade do coberto vegetal em face da alteração climática.

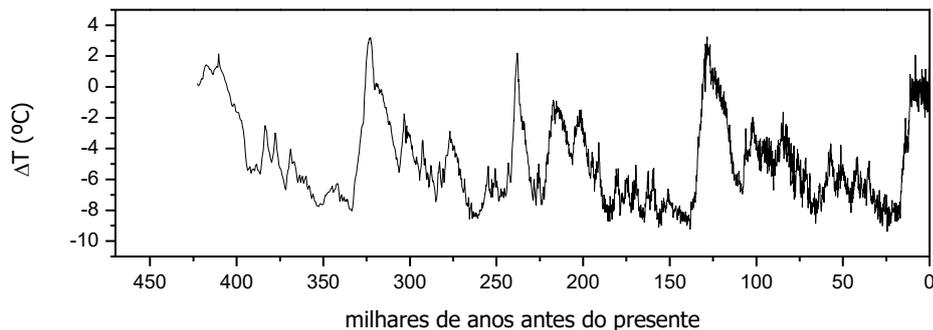


Figura 12.7 – Evolução da temperatura média nos últimos 400 000 anos estimada a partir da análise de bolhas de ar em Vostok (Antártica). O valor 0 corresponde à temperatura média presente, à data da análise. Fonte: Jouzel et al. 1993, Nature 364:407-12.

12.3 Origem da variabilidade climática

A variabilidade do Clima tem sido atribuída a muitos factores que podem ser classificados em dois grandes grupos: variabilidade de origem *externa* e de origem *interna*. Os factores de variabilidade de origem externa pretendem explicar as oscilações observadas como resultado de alterações nas condições exteriores ao sistema climático, em especial alterações periódicas ou esporádicas do *input* solar, ou como devidas a alterações da composição atmosférica devidas a factores "externos" (vulcões, impactos cósmicos, etc.). Neste contexto, o sistema climático é considerado como um *sistema forçado* e a variabilidade resulta directamente de alterações do nível de forçamento.

Nas últimas décadas, em paralelo com o estudo das oscilações de origem externa, tem crescido o interesse pela possibilidade de oscilações que, podendo ser desencadeadas por factores externos de intensidade moderada, podem ser de facto devidas a instabilidades intrínsecas do sistema climático, devidas a *feedbacks positivos* de diverso tipo. O aumento do interesse nestes modos de variabilidade interna resulta do rápido desenvolvimento da teoria dos sistemas caóticos, isto é, sistemas físicos que, apesar de governados por leis bem determinadas, apresentam, em certas condições, comportamentos imprevisíveis. A meteorologia constituiu, aliás, uma das áreas que mais contribuíram para o desenvolvimento desta teoria, mercê, em particular, das contribuições pioneiras de E. Lorenz.

12.3.1 Teoria de Milankovitch

O Clima observado depende, em larga medida, das características do movimento da Terra em torno do Sol. Esse movimento é caracterizado, fundamentalmente por três factores, ou *parâmetros orbitais*: a *excentricidade* da órbita, a *obliquidade* do eixo da Terra e a sua *precessão*.

A excentricidade define a trajectória seguida pela Terra no seu movimento de translação. Esse movimento faz-se ao longo de uma elipse, variando actualmente a distância Terra-Sol entre 147.1 milhões de km no *periélio* (a 3 de Janeiro) e 152.1 milhões de km no *afélio* (a 4 de Julho). A excentricidade é definida como

$$\varepsilon = \frac{R_{af} - (R_{af} + R_{per})/2}{(R_{af} + R_{per})/2}, \quad (12-1)$$

valendo actualmente cerca de 1.7%. A obliquidade é definida como o ângulo entre o eixo de rotação e perpendicular à *eclítica* (plano do movimento de translação), valendo actualmente 23.5°. O terceiro parâmetro define a orientação da projecção do eixo de rotação sobre o plano da eclítica. Essa orientação define a localização dos solstícios e equinócios que, note-se, não têm qualquer relação com a posição do afélio e periélio. Actualmente, a orientação do eixo é tal que o solstício de Verão no hemisfério Norte ocorre no dia 21 de Junho.

Os parâmetros orbitais da Terra não são fixos. Milutin Milankovitch apresentou, em 1930, um estudo demonstrando que cada um deles apresenta uma variação regular. A excentricidade varia entre cerca de 1% e cerca de 5%, com um período dominante de 97 000 anos, isto é, a órbita sofre uma pulsação entre uma órbita quase circular e uma órbita mais excêntrica. A obliquidade do eixo varia entre cerca de 21°59' e 24°36', com um período dominante de 40 400 anos. Finalmente, o eixo precessa com um período de 21 000 anos, isto é, de 21 000 em 21 000 anos o solstício de Verão do Hemisfério Norte ocorre na mesma data.

Cada uma destas oscilações básicas faz variar o ciclo anual da radiação solar. Assim, por exemplo, se se mantiverem os outros parâmetros fixos, um eixo menos inclinado implica uma menor *sazonalidade*, i.e., Invernos mais quentes e Verões mais frescos, e esse facto pode perturbar o ciclo anual do degelo nas latitudes elevadas tornando, eventualmente, impossível o degelo da Primavera. Se o degelo não ocorrer, o albedo no período de Primavera-Verão será mais elevado, reduzindo a radiação disponível e empurrando o sistema ainda mais no sentido do arrefecimento. Pode assim iniciar-se um ciclo de realimentação positiva (o *feedback albedo-gelo*) capaz de justificar uma transição climática.

É claro, no entanto, que não se pode mudar um dos parâmetros mantendo os restantes fixos. Todos eles variam em simultâneo, mas com períodos muito diferentes. Assim, o seu impacto na radiação disponível vai ter, frequentemente, sinais opostos, implicando pequenas alterações no Clima. Ocasionalmente, no entanto, vai observar-se uma coincidência de dois ou três dos ciclos de forçamento. Nesse caso, o forçamento sobre o Clima pode atingir valores significativos.

A possibilidade de as oscilações de Milankovitch terem um impacto no Clima, sugerido pelo próprio aquando da sua demonstração, tornou-se muito

verosímil quando se verificou que as oscilações paleoclimáticas do Quaternário (Figura 12.7) se caracterizavam por períodos comparáveis aos dos parâmetros orbitais. Modelos climáticos confirmaram posteriormente ser possível explicar a maior parte dessas oscilações, recorrendo à teoria de Milankovitch.

Exercício 12.1 – Aplicação da teoria de Milankovitch

Há cerca de 10 000 anos, no fim do último período glacial, a obliquidade do eixo valia 24.5° e o periélio ocorria em Julho. Desprezando a variação da excentricidade, calcule a variação da radiação disponível no Verão e no Inverno do Hemisfério Norte.

Solução:

Considere o Exercício 2.3. Recorrendo a uma folha de cálculo é fácil repetir o cálculo da radiação solar disponível em diversas latitudes e para as várias declinações. Deve notar-se que a expressão utilizada para o cálculo da duração do dia só é válida nos pontos da Terra em que ocorre o pôr-do-sol, i.e., para latitudes inferiores a $90 - \delta$, existindo uma zona com dia de 24 horas (dia polar) e outra com noite de 24h (noite polar). Obtém-se, para o solstício de Inverno (Hem. Norte):

Inverno actual, $\delta = -23.5^\circ$			Inverno, $\delta = -24.5^\circ$		
Latitude °N	Irradiância média MJ/dia	Irradiância média W	Latitude °N	Irradiância média MJ/dia	Irradiância média W
0	24.6	285	0	24.4	283
10	21.3	247	10	21.0	243
20	17.6	203	20	17.2	199
30	13.5	156	30	13.0	151
40	9.2	106	40	8.7	101
50	5.0	58	50	4.6	53
60	1.4	16	60	1.1	13
70	0	0	70	0	0
80	0	0	80	0	0
90	0	0	90	0	0

E para o solstício de Verão (Hem. Norte):

Verão actual, $\delta = +23.5^\circ$			Verão, $\delta = +24.5^\circ$		
Latitude °N	Irradiância média MJ/dia	Irradiância média W	Latitude °N	Irradiância média MJ/dia	Irradiância média W
0	24.6	285	0	24.4	283
10	27.3	316	10	27.3	315
20	29.4	340	20	29.5	341
30	30.7	356	30	31.0	359
40	31.5	364	40	31.9	370
50	31.8	368	50	32.4	375
60	32.2	372	60	33.2	385
70	34.2	396	70	35.0	406
80	29.5	341	80	30.3	351
90	23.8	275	90	24.7	286

Comparando as duas tabelas anteriores, observa-se um aumento da amplitude anual do ciclo radiativo em todas as latitudes, especialmente nas latitudes elevadas. Deve notar-se que as tabelas anteriores se referem unicamente à irradiância no topo da atmosfera, não incluindo possíveis variações do albedo planetário.

Apesar do seu grande sucesso, a teoria de Milankovitch só pode explicar oscilações climáticas com períodos entre as dezenas e as centenas de milhar de anos. Oscilações mais rápidas, como por exemplo as verificadas ao longo do último milénio (Figura 12.6) ou mais lentas, como é o caso das oscilações observadas no registo geológico, requerem explicações alternativas.

12.3.2 Impactos cósmicos

Sabe-se há muito tempo que a evolução da vida na Terra foi marcada por períodos de grande desenvolvimento de certas espécies, seguidas de uma extinção bastante rápida, à escala do tempo geológico. O desaparecimento abrupto de espécies atinge, por vezes, grande número das espécies existentes na Terra num dado momento, estabelecendo uma forte descontinuidade no registo fóssil. Um exemplo, não o mais significativo em termos do número de espécies extintas, mas o de maior impacto mediático, é o da extinção dos dinossauros, ocorrida há cerca de 65 milhões de anos, no fim do período Cretácico.

O que poderá justificar a ocorrência de grandes extinções à escala global? Uma possível explicação sugere que a ocorrência de extinções maciças poderá dever-se a modificações abruptas do ambiente terrestre. Para poderem explicar as extinções observadas, essas modificações teriam de desenvolver-se rapidamente, ter carácter global e dar ao sistema uma capacidade de recuperação a prazo, pois sabemos que o Clima se tem mantido relativamente estável à escala do tempo geológico.

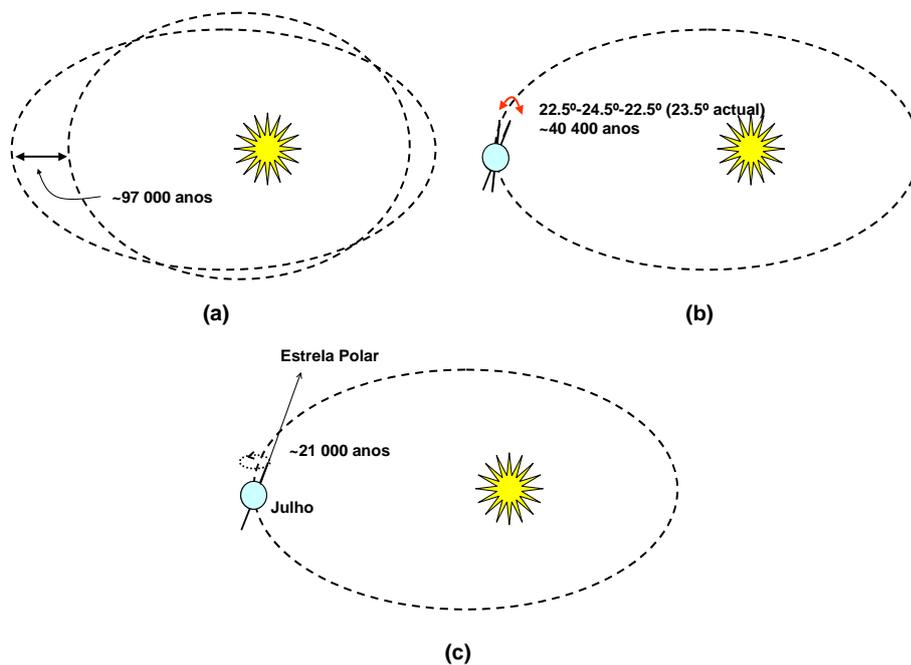


Figura 12.8 – Ciclos de Milankovitch: (a) oscilação da excentricidade – período de 97 000 anos, (b) oscilação da inclinação do eixo (nutação) – período de 40 400 anos, (c) precessão do eixo – período de 21 000 anos. Nota: os desenhos não estão à escala (a excentricidade e a nutação estão exageradas).

A análise do registo geológico sugere que, pelo menos no caso da transição Cretáceo-Terciário (a fronteira *KT*), a extinção de espécies coincide com níveis anormalmente elevados do elemento Irídio, muito pouco abundante na crosta terrestre mas frequente em meteoritos, e com a presença de depósitos de grãos minerais cuja produção pode ser associada a impactos de elevada energia. Estes factos vieram dar corpo à hipótese segundo a qual as grandes extinções estariam associadas a impactos cósmicos de objectos de grande massa, dando origem à libertação de enormes quantidades de poeira em suspensão e a uma redução da radiação solar disponível devido ao aumento da retrodifusão. As condições climáticas geradas por este processo – muitas vezes designadas por condições de *Inverno nuclear* – durariam vários anos, até ocorrer a deposição natural das poeiras.

Apesar de a hipótese cósmica ter sido popular nos meios científicos, ela está longe de ter sido demonstrada. Por um lado, não temos dúvidas de que ocorreram no passado grandes impactos, tendo alguns deles deixado marcas ainda visíveis na superfície da Terra. No entanto, há muitos aspectos que precisam de explicação. Em particular, o registo fóssil parece indicar uma periodicidade nas grandes extinções, com um período da ordem dos 26 milhões de anos, e não é ainda claro que mecanismo cósmico poderia explicar um período desse tipo. Por outro lado, muitas das extinções aparecem associadas a descidas do nível médio do mar, o que por si só,

poderia ter um impacto enorme sobre as espécies ribeirinhas e, ainda mais, sobre espécies habitantes de águas pouco profundas.



Figura 12.9 – Cratera do Arizona: 1500 m de diâmetro, 150 m de profundidade. Pensa-se que terá sido formada pelo impacto de um meteorito com cerca de 50 m de diâmetro há 50 000 anos. Detalhes em www.barringercrater.htm.

12.3.3 Actividade solar

Nos 4.6 Ga de vida Terra é de esperar que a quantidade de energia emitida pelo Sol tenha sofrido alguma variação. A curto prazo, sabemos que o *output* solar varia num ciclo de 11 anos – o *ciclo solar* – caracterizado por uma variação quase periódica do número de *manchas solares*. Os períodos com maior número de manchas solares correspondem a um ligeiro aumento, da ordem de 0.1% (Figura 12.10), da irradiância solar, quase totalmente na zona da radiação ultravioleta.

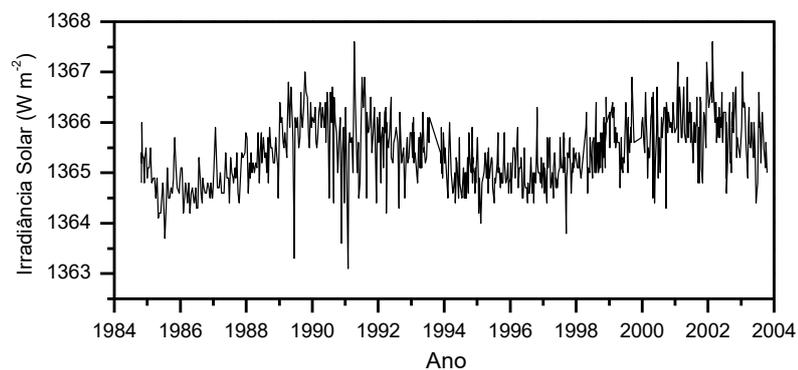


Figura 12.10 – Evolução “constante solar” ao longo do ciclo solar (dados do satélite ERBS, www.ngdc.noaa.gov).

A amplitude dos ciclos solares não é sempre a mesma. Nalguns ciclos o número total de manchas no ponto máximo é muito maior que noutros. Esse

facto implica que, sobreposto com o *batimento* solar de 11 anos existem períodos mais longos, devidos a razões desconhecidas. Desde que Galileu descobriu a existência de manchas solares, no início do século XVII, existe uma observação regular da superfície do Sol, com registo do número de manchas. A Figura 12.11 mostra a evolução do número de manchas solares desde 1700. No período entre 1650 e 1700, não foram praticamente detectadas manchas solares. Apesar da correlação com a Figura 12.6 não ser evidente, os mínimos de actividade solar verificados no início dos séculos XVII e XVIII foram uma das explicações consideradas para explicar a *pequena idade do frio* (1640-1890).

Não possuímos informação directa sobre variações da radiação solar em períodos mais longos. As variações da concentração isotópica do ^{14}C , já referida na secção 12.1, fornecem alguma informação sobre a variabilidade da actividade solar em períodos até algumas dezenas de milhares de anos. Em períodos realmente muito longos, da ordem da idade da Terra ou do Sol, podemos recorrer a modelos astrofísicos de evolução estelar. De acordo com esses modelos a irradiância solar deve ter vindo a crescer lentamente ao longo do tempo até ao seu valor actual, partindo de valores de cerca de 80% do valor actualmente observado. Uma variação desta magnitude poderia implicar, se não existissem outras alterações, um aumento da temperatura média de 10 a 15 °C, o que colocaria a temperatura média do planeta, há 3 ou 4 Ga, próxima do ponto de congelação. O registo geológico indica, no entanto, que a temperatura média variou muito menos, o que implica a existência de mecanismos de compensação.

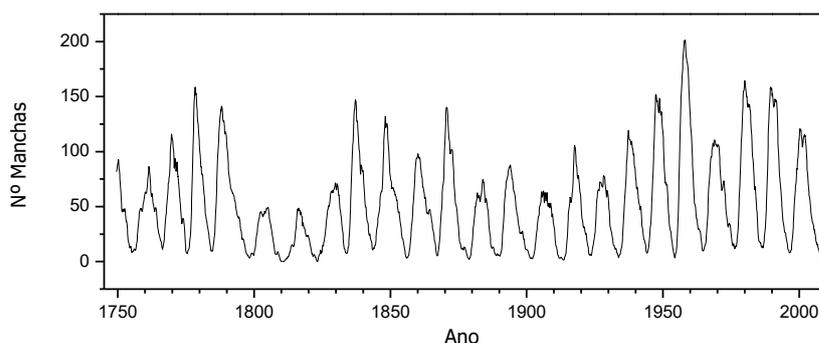


Figura 12.11 – Evolução do número de manchas solares (sacd.oma.be).

Que mecanismos podem justificar a relativa estabilidade da temperatura média? Por um lado, é possível que o modelo astrofísico padrão do Sol esteja errado ou incompleto. Por outro lado, é claro que a composição da atmosfera sofreu uma profunda evolução, associada a um processo de apropriação de carbono pela superfície, tanto na produção de rochas carbonatadas como na produção de *biomassa* (por fotossíntese), pelo que é

muito provável que a atmosfera primordial fosse muito rica em CO₂, tal como a atmosfera dos outros planetas *terrestres* (Vénus e Marte, cf. Tabela 1-3). Assim, a atmosfera primitiva teria um efeito de estufa mais eficiente, compensando a menor radiação solar disponível. Finalmente, o estabelecimento da biosfera, isto é, da cobertura vegetal dos continentes, introduziu um elemento activo no controle do clima, devido em particular ao seu grande impacto sobre o albedo da superfície.

12.3.4 Vulcões

Os vulcões são uma importante fonte de aerossol atmosférico podendo, por seu intermédio, ter grande impacto no clima global. As emissões vulcânicas são muito irregulares, concentrando a maior parte das emissões de aerossol em muito poucas crises vulcânicas de grande envergadura. Nos dois últimos séculos, algumas dessas crises parecem ter tido impacto mensurável na temperatura global, com arrefecimento de até cerca de 1°C: caso das erupções do Tambora (Indonésia, 1815), El Chichon (México, 1982) e Pinatubo (Filipinas, 1991, Figura 12.12).

O aerossol vulcânico é emitido sob a forma de aerossol primário (poeiras finas), que deposita na vizinhança do vulcão no período de dias ou semanas, e de aerossol secundário, resultante fundamentalmente da conversão gás-partícula do SO₂ (cf. secção 9.3.6). As partículas de ácido sulfúrico produzidas por esse processo são extremamente pequenas, podendo atingir níveis elevados na Estratosfera – da ordem dos 50 km – e aí sobreviver durante muitos meses. Devido ao longo tempo de residência destas partículas e ao facto de a pluma vulcânica poder atingir várias dezenas de km de altura nestas grandes erupções, o seu impacto climático pode ser global e afectar o planeta durante muitos meses. A Figura 12.13 mostra a evolução da concentração de aerossol estratosférico entre 1972 e 1995, revelando o grande impacto de duas importantes erupções (El Chichón e Pinatubo), responsáveis pelo estabelecimento de anomalias de concentração por períodos de cerca de dois anos.

O registo paleoclimático – anéis de árvores, bolhas de ar e estratigrafia – mostra-nos que a intensidade da actividade vulcânica varia muito em diversas escalas de tempo, mas não existe ainda uma teoria simples que explique as razões dessa evolução. A tectónica global justifica uma parte dessa variabilidade em escalas de tempo da ordem das dezenas de milhões de anos ou mais. Os grandes vulcões activos estão associados a zonas particulares da Terra, referidas como *pontos quentes*, onde se pensa ocorrer convecção térmica a partir do manto profundo ou da interface núcleo-manto. A dinâmica dos pontos quentes é aparentemente mais rápida que o processo tectónico, mas os mecanismos responsáveis pela sua evolução não são ainda bem compreendidos.



Figura 12.12
Monte Pinatubo (1991). Foto
Geológica

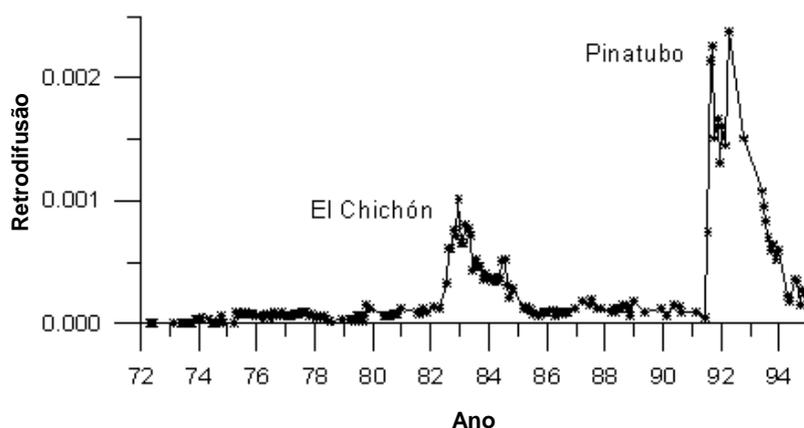


Figura 12.13 – Evolução da concentração de aerossol estratosférico e sua relação com grandes erupções vulcânicas. Fonte: INPE (Instituto de Pesquisa Espacial, Brasil, www.inpe.br)

12.3.5 Tectónica global e deriva dos continentes

Pelo menos nos últimos 400 Ma (milhões de anos), e provavelmente ao longo de toda a sua história, a face da Terra tem evoluído profundamente, devido ao processo de **deriva continental**. A deriva continental foi inicialmente proposta pelo meteorologista Wegener, para explicar a relação entre a morfologia das costas das Américas e da Europa e África e a continuidade geológica e fóssil entre esses continentes. Actualmente, o processo encontra-se demonstrado por diversa evidência geológica, incluindo em especial a análise de anomalias magnéticas na crosta oceânica, e por medidas directas do movimento das placas.

A deriva dos continentes implicou, ao longo do tempo, enormes deslocamentos das massas continentais, com mudanças de latitude e alteração de geometria dos continentes. Há cerca de 250 Ma, a massa continental encontrava-se reunida num único bloco – a *Pangeia*. Há cerca de 200 Ma iniciou-se a separação desse supercontinente, com abertura do Oceano Atlântico, e início da subducção no Oceano Pacífico. As várias placas continentais resultantes da fragmentação da *Pangeia* (Europa, Ásia, América do Norte, América do Sul, Índia, Antártica e Austrália) deslocaram-se então lentamente em direcção às suas posições actuais, provocando colisões – entre a Europa, a Ásia e a África, entre a Ásia e a Índia, entre as Américas – com formação de extensos acidentes orográficos num processo conhecido por **orogenia Alpina**.

A deriva continental deve ter afectado o Clima global por diversos processos:

A movimentação das massas continentais altera a radiação solar disponível nas regiões emersas.

Os processos de agregação/divisão das massas continentais alteram a *continentalidade* do clima.

O processo orogénico, ao criar grandes barreiras ao escoamento atmosférico, interfere com a circulação global. Neste contexto, a criação do planalto tibetano já foi apontada como o elemento perturbador que desencadeou o ciclo de glaciações quaternárias.

O processo de deriva continental implicou também uma alteração profunda das bacias oceânicas. O regime actual de circulação profunda do oceano (cf. secção 12.3.6.3) poderá não ter sido possível antes do fecho do istmo do Panamá, ocorrido há cerca de 3 milhões de anos. Talvez não seja coincidência o facto de o ciclo de glaciações quaternárias se ter iniciado pouco depois.

As zonas de tectónica activa – *rifts*, onde há produção de crosta oceânica e divergência de placas, e *zonas de subducção*, onde existe afundamento da crosta oceânica sob a crosta continental – são zonas de grande actividade vulcânica e, por essa razão, de emissão de gases e aerossol com impacto climático.

A tectónica de placas, responsável pela deriva dos continentes, é alimentada pela convecção térmica no interior da Terra. O processo de convecção, resulta da existência de um *gradiente geotérmico*, isto é, do facto do interior da Terra se encontrar a uma temperatura elevada, da ordem dos 6000 K. O aquecimento do interior da Terra pode ser atribuído essencialmente a três mecanismos: o mecanismo de *decaimento radioactivo*, a libertação de *calor latente* devida ao processo de cristalização (solidificação) do núcleo líquido e a conversão de energia potencial gravítica em energia cinética e desta em calor, devida à *estratificação gravítica* do interior da Terra.

A importância de cada uma das fontes de calor geotérmico tem certamente evoluído ao longo do tempo. As estimativas actuais indicam que a maior parte do calor é devido ao decaimento radioactivo dos isótopos de longa vida – casos fundamentalmente do urânio (^{238}U e ^{235}U), do Tório (^{232}Th) e do potássio (^{40}K) – únicos que ainda existem em quantidade significativa no planeta. O valor total do fluxo geotérmico – calor libertado por unidade de área da superfície – é de cerca de $0.08 \text{ J m}^2 \text{ s}^{-1}$, menos de 1 milésimo da constante solar. Esse fluxo é, no entanto, suficiente para manter os continentes em movimento.

A intensidade das diferentes fontes de calor geotérmico deve ter vindo a diminuir desde a formação da Terra, devido ao consumo de isótopos radioactivos e à evolução dos processos de solidificação e estratificação. É provável, por essa razão, que a diferenciação densimétrica entre a crosta continental e oceânica e a velocidade da deriva tenham também sofrido evolução e, também por esse motivo, não é possível extrapolar o movimento continental para períodos anteriores aos 400 Ma antes do presente.

12.3.6 Variabilidade interna do sistema climático

A generalidade dos mecanismos de mudança climática descritos nas secções anteriores é geralmente classificada como correspondente a forçamentos **externos** ao sistema climático, apesar de todos eles dependerem, de algum modo, da existência de processos de interacção com um ou mais componentes desse sistema. Nos últimos anos, em paralelo com o estudo desses mecanismos de forçamento externo, tem aumentado o interesse pela possibilidade da existência de oscilações irregulares do Clima, devidas à interacção *não linear* entre os diferentes componentes do sistema climático, dando origem a modos de variabilidade que podemos classificar como **interna**.

A diferenciação entre variabilidade de origem externa e de origem interna é, naturalmente, artificial. As interacções não lineares entre a Atmosfera e o Oceano ou entre aqueles e a Criosfera, podem ser desencadeadas por perturbações *externas* no fluxo de radiação solar, amplificando a resposta a essas perturbações ou alterando-lhe o período. De facto, a resposta não linear é caracterizada pela possibilidade de um forçamento periódico (ou mesmo constante) dar origem a uma oscilação aperiódica ou de período diferente e de amplitude não proporcional ao forçamento. Por essa razão, os sistemas não lineares dão frequentemente origem a comportamentos imprevisíveis ou **caóticos**. No caso de muitos desses sistemas, e ao que tudo indica também no caso do sistema climático, a dinâmica caótica traduz-se na ocorrência de diferentes **regimes de circulação** e na possibilidade de o sistema transitar entre regimes diferentes, devido a alterações relativamente pequenas das condições externas.

A importância das oscilações internas, do tipo referido, nas variações a longo prazo do Clima é ainda altamente especulativa, dada a incerteza dos modelos climáticos. No entanto, em prazos mais curtos, existem alterações relativamente bem compreendidas e que podem ser explicadas por mecanismos daquele tipo. O exemplo mais conhecido é seguramente o fenómeno **ENSO – El Niño / Southern Oscillation (El Niño / Oscilação Austral)**.

12.3.6.1 O fenómeno ENSO

O fenómeno do *El Niño* é conhecido na costa do Peru desde a chegada dos primeiros *conquistadores* espanhóis. Localmente, o fenómeno é caracterizado por um aumento significativo da temperatura da superfície do Oceano Pacífico, da ordem de 5 a 10°C, com consequências muito negativas na pesca. Esse aumento mantém-se durante o período de cerca de um ano, e repete-se irregularmente, com períodos típicos de 3 a 7 anos e amplitude variável (Figura 12.14).

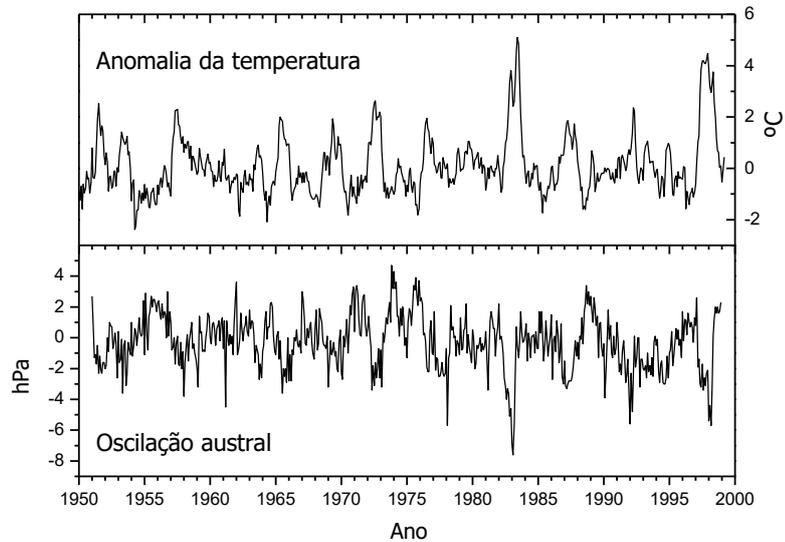


Figura 12.14 – O Fenómeno ENSO: evolução da temperatura da superfície do Pacífico ao largo do Peru (*El Niño*); evolução da diferença de pressão atmosférica entre Tahiti e Darwin (*Oscilação Austral*).

Associada ao fenómeno oceânico *El Niño*, observa-se uma oscilação atmosférica, designada por *Oscilação Austral*, e que se traduz numa variação – exactamente com os mesmos períodos e fase do *El Niño* (Figura 12.14) – da diferença de pressão atmosférica ao nível do mar entre duas localidades no Pacífico: Tahiti (17°S) e Darwin (12°S, costa Norte da Austrália). Recorrendo à condição de equilíbrio geostrófico (cf. capítulo 6), pode relacionar-se a diferença de pressão entre aquelas duas localidades com a intensidade do vento, pelo que a *Oscilação Austral* pode ser interpretada como uma oscilação na circulação equatorial na zona do Pacífico.

O fenómeno ENSO é um fenómeno de interacção Oceano-Atmosfera que, tendo origem na região intertropical do Pacífico, afecta o Clima, especialmente nas latitudes baixas e no continente americano. Quando discutimos a circulação global da atmosfera (secção 7.1), a zona intertropical foi apresentada como uma zona de baixa pressão, caracterizada por convergência de ar húmido à superfície e intensa precipitação (*ZITC* – *Zona Intertropical de Convergência*), devido à circulação de Hadley. A visão então apresentada da circulação global foi, no entanto, um pouco simplista, correspondendo a uma perspectiva axi-simétrica. Na verdade, a intensidade da *ZITC* varia bastante de local para local ao longo do Equador, existindo algumas zonas preferenciais para a ocorrência de convecção profunda e precipitação. Podemos assim dizer, que, sobreposta à circulação no plano meridional da *célula de Hadley* – descida de ar nos trópicos, convergência à superfície no Equador e subida no Equador – existe uma circulação secundária no plano do Equador – que, em “condições normais” implica subida de ar na longitude da Indonésia, África Equatorial e bacia do

Amazonas e subsidência sobre o Pacífico, a oeste do Peru, sobre o Índico e sobre o Atlântico (Figura 12.15a). Esta circulação é designada por *célula de Walker*.

Em termos oceânicos, a zona de forte convecção sobre a Indonésia, correspondente ao regime “normal” da célula de Walker, coincide com a zona de maior temperatura superficial da água do mar, atingindo valores da ordem dos 29°C. A costa do Peru, por sua vez, encontra-se no bordo leste do Anticiclone subtropical do Pacífico Sul, experimentando ventos dominantes de Sul. Esse regime de vento força uma circulação oceânica caracterizada por afloramento de águas profundas (*upwelling*), mais frias, o que justifica uma temperatura observada inferior a 20°C, atingindo valores da ordem dos 16°C, apesar da baixa latitude.

Quando o Índice da Oscilação Austral (*SOI – Southern Oscillation Index*) toma valores fortemente negativos, ocorre uma diminuição da intensidade dos ventos alísios no sector do Pacífico. Em consequência, observa-se um deslocamento da massa de água quente da Indonésia em direcção à América, acompanhado pelo desligar do processo de *upwelling* junto da costa do Peru. A célula de Walker sofre uma mudança de regime (Figura 12.15b), afectando igualmente, mas em menor grau, o regime de circulação nos sectores do Índico e do Atlântico.

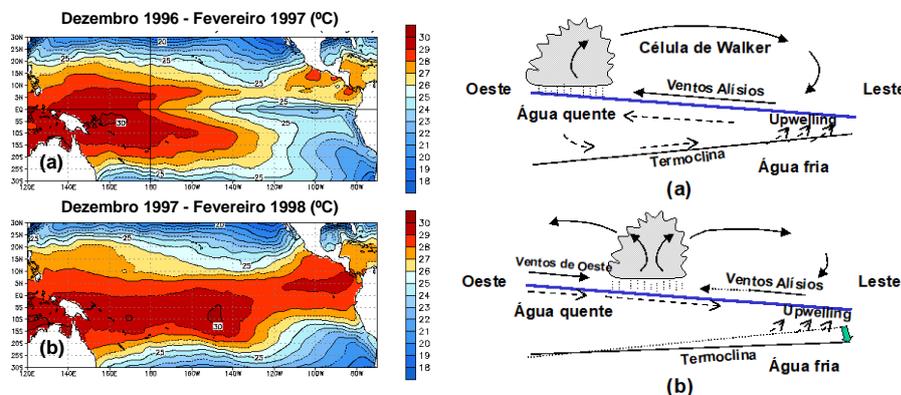


Figura 12.15 – Dinâmica do ENSO: (a) Condições La Niña, (b) Condições El Niño. Fonte: NOAA.

O impacto climático do fenómeno ENSO é hoje bem conhecido em toda a zona inter-tropical. As condições de *El Niño* traduzem-se em diminuição geral da precipitação nas zonas continentais (Indonésia e Norte da Austrália, Amazonas, monção indiana e África equatorial) e sua intensificação sobre os Oceanos. O Clima da América do Norte é igualmente afectado, mas de forma mais subtil. Em relação a outras regiões do mundo, nomeadamente a Europa, não existe actualmente evidência suficiente no sentido de um impacto significativo deste fenómeno.

O fenómeno ENSO é hoje possível de prever, com razoáveis resultados, a uma distância de alguns meses, tratando-se de um dos raros acontecimentos climáticos susceptíveis de previsão a essa distância. Esse facto deve-se ao papel crucial do Oceano na evolução do sistema acoplado Oceano-Atmosfera e levanta a possibilidade de outros fenómenos de interacção (Oceano-Atmosfera, Oceano-Atmosfera-Criosfera, Troposfera-Estratosfera, etc.) poderem ser utilizados para previsões a longo prazo do Clima, recorrendo à maior predictabilidade dos sistemas “lentos”.

12.3.6.2 A Oscilação do Atlântico Norte (NAO)

A oscilação ENSO é uma das várias formas conhecidas de variabilidade lenta, à escala dos anos a décadas, do sistema climático. Outras “oscilações” têm sido identificadas, a partir da análise de dados climáticos em diversas zonas do Mundo. Ao contrário da ENSO, não existem, em geral, mecanismos físicos claramente associados a essas oscilações.

Uma parte da variabilidade interanual do clima da região do Atlântico Norte aparece associada à Oscilação do Atlântico Norte (NAO – *North Atlantic Oscillation*), identificada em 1924 por Walker, tal como a oscilação austral. Walker notou que a diferença de pressão entre Ponta Delgada (Açores) e Reiquiavique (Islândia) apresenta forte correlação com o estado do tempo em toda a Europa Ocidental.

A Figura 12.16 mostra a forte anti-correlação entre o índice NAO e a precipitação em Lisboa no período de Inverno, com valores elevados da NAO a serem, em geral, acompanhados por valores anormalmente baixos da precipitação (notar a inversão da escala da NAO na figura). No período entre 1970 e 1995, o índice da NAO apresentou uma tendência fortemente positiva, acompanhada por uma correspondente perda de precipitação no sudoeste da Europa.

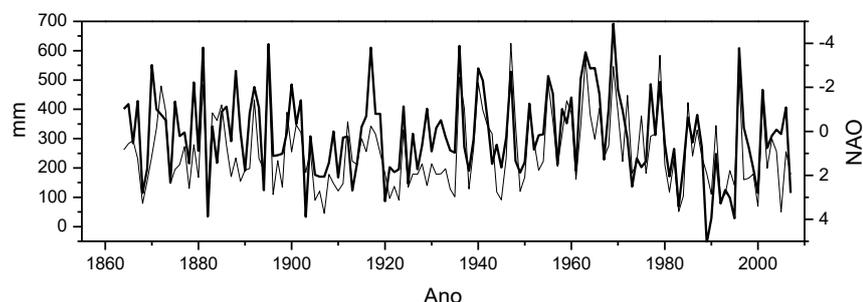


Figura 12.16 – Precipitação em Lisboa no Inverno (Dezembro, Janeiro, Fevereiro, Março, linha fina) e Oscilação do Atlântico Norte (NAO, linha grossa, escala invertida). Dados NAO de J Hurrell, NCAR.

O índice da NAO mede a intensidade do gradiente meridional de pressão no Atlântico ou, devido ao equilíbrio geostrófico, a intensidade do vento de

Oeste nessa região. Quando a NAO está elevada, o vento de Oeste é mais intenso e as perturbações frontais têm trajetórias mais a Norte, levando chuva para a Europa do Norte, com prejuízo da Península Ibérica.

Infelizmente não existe nenhuma explicação simples para a variabilidade interanual da NAO e a sua ligação com o aquecimento global não é trivial. Enquanto a temperatura média à superfície pode crescer continuamente ao longo de décadas, desde que exista um superávit radiativo, o índice da NAO não o pode fazer, pois isso implicaria um transporte contínuo de massa entre o Atlântico Norte e o Atlântico subtropical. Fazendo justiça ao seu nome, a NAO está condenada a oscilar. Como se relaciona um forçamento monótono (o aquecimento global) com uma resposta oscilante?

12.3.6.3 A circulação profunda do Oceano

Enquanto a atmosfera é aquecida por baixo, implicando a produção de uma camada turbulenta junto da superfície – a Troposfera, contendo cerca de 80% da massa da atmosfera – o oceano é aquecido por cima. De facto, a quase totalidade da radiação infravermelha incidente sobre o oceano é absorvida numa camada muito fina (cerca de 1 mm) e 90% da radiação visível é absorvida nos primeiros 75 m de água. Em média, cerca de 50% do aquecimento radiativo ocorre nos primeiros 6 cm de oceano.

O movimento no oceano satisfaz leis muito semelhantes às do movimento atmosférico. Existem, no entanto, algumas diferenças fundamentais que têm de ser consideradas: a água é praticamente incompressível e tem uma densidade cerca de 1000 superior à do ar junto da superfície. Isso implica que o deslocamento de massas de água envolve valores comparativamente muito elevados de momento linear. Por outro lado, a massa total do oceano é muito superior à massa da atmosfera (a atmosfera corresponde, em massa, a uma camada com 10 m de altura de água) e a sua capacidade calorífica é incomparavelmente maior. O oceano actua por isso como um imenso reservatório de calor, atenuando as oscilações naturais e forçadas do sistema climático.

Tal como no caso do ar, a densidade da água líquida decresce com a temperatura, crescendo com o aumento da concentração de sais. No caso da água pura, a densidade atinge o seu valor máximo a 4°C, mas, no caso da água salgada, esse valor é atingido junto do ponto de congelação (a cerca de -2°C). Assim, o facto de o oceano ser aquecido por cima implica que o escoamento oceânico é, em média, muito estável, sendo extremamente difícil a ocorrência de movimento vertical.

A existência de gradientes horizontais de densidade do oceano gera, como no caso da atmosfera, a criação de circulações – circulações *termohalinas*. Essas circulações são semelhantes às circulações de brisa na atmosfera, envolvendo mistura no plano vertical. Em geral, no entanto, a mistura é muito limitada, envolvendo unicamente as camadas superficiais. Nalguns pontos do oceano, em que existe abundante gelo superficial, a água do mar é

arrefecida até à temperatura do gelo ($\sim -2^{\circ}\text{C}$), tornando-se mais densa e mergulhando a grandes profundidades. Só nesses pontos – caso do Atlântico Norte e de alguns pontos junto à Antártica – existe convecção profunda no oceano e formação de *água profunda*.

O processo de formação de água profunda é responsável pela manutenção de uma *corrente profunda* nos oceanos. Esta corrente tem velocidades muito baixas, não sendo directamente observável. No entanto, dados indirectos sugerem que, nessa corrente, uma partícula de água demoraria cerca de 1000 anos desde que se afunda junto da costa da Groenlândia, no seu percurso junto dos fundos do Atlântico, Índico e Pacífico, com afloramento no Norte do Índico ou do Pacífico e retorno, pela superfície, até ao ponto de formação, no Atlântico Norte. Apesar da sua extrema lentidão, a corrente profunda dos oceanos é vital para a interacção entre o oceano superficial e o oceano profundo, em termos tanto de calor como de composição química (nomeadamente transporte de CO_2 dissolvido). É actualmente sugerido que o “ligar” e “desligar” desta corrente pode ser o mecanismo amplificador capaz de transformar uma pequena perturbação na radiação solar disponível numa transição entre um período glacial e um período interglacial.

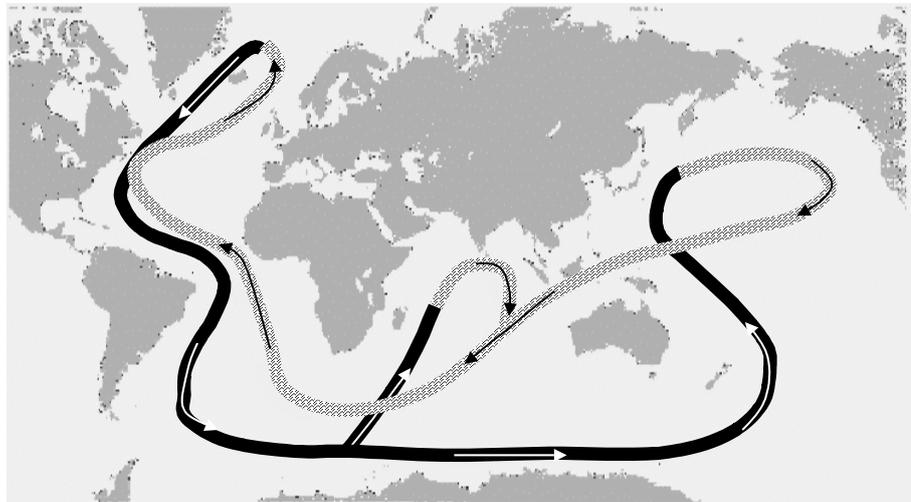


Figura 12.17 – Circulação profunda do oceano: a linha a preto representa a corrente em profundidade, enquanto a linha cinzenta corresponde à corrente superficial.

12.4 O futuro do Clima

12.4.1 O problema da previsão climática

Não sendo capazes de prever, com alguma precisão, o estado da atmosfera daqui a um mês, será que podemos saber alguma coisa sobre o clima no próximo século, ou nos próximos milénios? Para responder a esta importante questão é necessário começar por esclarecer que a previsão meteorológica é qualitativamente diferente da previsão climática. A evolução futura do estado da atmosfera depende não só do sistema de equações que regem o seu comportamento, mas também das **condições fronteira**. Estas são de dois tipos: **condições iniciais**, definindo o estado tridimensional da atmosfera num dado instante, e **condições nos limites espaciais**, definindo a interacção futura entre a atmosfera e o exterior. Estas últimas condições incluem, nomeadamente, o forçamento solar, o vulcanismo e a variação da composição atmosférica. Uma previsão meteorológica, a poucos dias de distância, depende essencialmente das condições iniciais, visto que os forçamentos externos variam lentamente. Uma previsão climática depende mais fortemente dos forçamentos externos, visto que a atmosfera tende a perder a memória do estado inicial.

As perguntas que podem ser feitas numa simulação climática são diferentes das que se colocam na previsão meteorológica. Em aplicações climáticas não pretendemos conhecer a evolução de sistemas meteorológicos individuais, nem sequer se um dado ano vai ser anormalmente quente ou seco. O objectivo é perceber as alterações que podem ter lugar na **normal climática**, i.e. nas estatísticas meteorológicas calculadas sobre um período de várias décadas, incluindo não só os valores médios das diferentes variáveis, como medidas da sua variabilidade interanual.

Apesar das diferenças fundamentais anteriormente realçadas, as simulações climáticas utilizam a tecnologia desenvolvida para a previsão do tempo, baseada em modelos numéricos tridimensionais da atmosfera: os modelos de circulação global (GCMs). Tal como os modelos meteorológicos, os modelos climáticos incluem necessariamente um modelo representativo do solo. Para além disso, é essencial a inclusão de um modelo oceânico tridimensional, geralmente não utilizado para a previsão do tempo, visto que o estado do oceano evolui lentamente.

A utilização de modelos numéricos para simular o clima futuro exige o conhecimento dos forçamentos externos que vão condicionar o clima. Alguns desses forçamentos têm uma evolução bem conhecida: tal é o caso dos ciclos de Milankovitch, aparentemente envolvidos nas actuais oscilações glaciares. A muito longo prazo, podemos extrapolar com algum rigor o movimento dos continentes ou estimar – com um rigor desconhecido – a evolução do output médio do Sol (recorrendo a modelos astrofísicos).

Em compensação, temos um grande desconhecimento sobre a evolução da generalidade dos outros mecanismos referidos. Pondo de parte o problema dos impactos cósmicos, que pela sua própria natureza, está provavelmente para além de qualquer capacidade preditiva, não existe ainda um modelo do planeta capaz de prever a evolução da actividade vulcânica, assim como não existe explicação para as oscilações observadas, à escala de alguns séculos, na actividade solar.

Dum ponto de vista prático, tem neste momento interesse real para a programação da actividade humana, a evolução do Clima nas próximas dezenas a centenas de anos. Nessa escala, é não só possível, mas essencial, estabelecer estratégias de desenvolvimento ou tomar medidas de prevenção.

12.4.2 *O impacto da actividade humana sobre o efeito de estufa e a sensibilidade climática*

Uma comparação entre a Figura 12.5 e a Figura 12.7, mostra que tem existido uma correlação quase perfeita entre as flutuações da concentração atmosférica de CO₂ e a temperatura média global, pelo menos nos últimos 400 000 anos. Ora a concentração de CO₂ encontrava-se próxima dos 385 ppmv em 2007, cerca de 30% acima do máximo observado na Figura 12.5 e é clara a possibilidade de a concentração duplicar, em relação ao seu valor pré revolução industrial (280 ppmv no meio do século XIX), antes do final do século XXI. Uma alteração desta magnitude levanta naturalmente grandes preocupações, não só porque empurrará as concentrações de CO₂ para valores *record* no Quaternário, mas porque ocorre num espaço de tempo muito mais curto do que nos é dado reconhecer nas oscilações naturais registadas.

Como vai responder o sistema climático ao input de CO₂ antropogénico? Uma resposta convincente só pode ser obtida com um complexo modelo climático. No entanto, a lei da conservação da energia permite relacionar a evolução da temperatura média com uma alteração do balanço radiativo. Se forem R_{in} e R_{out} os fluxos de radiação absorvida e emitida, respectivamente, podemos calcular a taxa de aquecimento a partir de:

$$mc \frac{d\bar{T}}{dt} = R_{in} - R_{out} \quad (12-2)$$

em que mc representa a capacidade calorífica da parte do planeta que participa no processo. Que valor devemos atribuir a mc ? O principal reservatório de calor da superfície terrestre é o oceano, mas, no curto prazo, só a zona superficial interage directamente com a radiação. O Exercício 12.2 mostra uma avaliação simplificada do segundo membro de (12-2).

Exercício 12.2 – Um modelo simples de balanço radiativo global

Entre 1905 e 2005 a temperatura média à superfície subiu cerca de 0.74°C (IPCC, 2007). Estime o superávit radiativo correspondente.

Solução:

Se admitirmos que radiação solar penetra até 100 m de profundidade, podemos calcular mc correspondente a 1 m² de superfície de oceano:

$$mc \approx 1 \text{ kg m}^{-3} \times 100 \text{ m} \times 4186 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \approx 4.2 \times 10^5 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2}$$

Recorrendo à expressão (12-2) pode escrever-se:

$$R_{in} - R_{out} = mc \frac{d\bar{T}}{dt} \approx 4.2 \times 10^5 \frac{0.74}{100 \times 365 \times 24 \times 3600} \approx 0.1 \text{ W m}^{-2}$$

Este valor é bastante inferior às actuais estimativas ($\sim 0.5-1 \text{ W m}^{-2}$), o que indica que a circulação oceânica distribui o calor por uma massa de água que não é directamente afectada pela radiação solar. Note-se que se se tivesse considerado que a Terra só é coberta por oceano em 2/3 da sua superfície ter-se-ia chegado a um forçamento radiativo ainda menor.

A equação (12-2) dá um exemplo pragmático da resposta do clima a uma alteração das condições de forçamento. O Exercício 12.2 mostra que a avaliação da resposta não é simples, pois mc é difícil de determinar e, provavelmente, não é constante, dependendo da dinâmica da circulação global. Por outro lado, quando se altera o forçamento é de esperar uma resposta *transiente*, i.e. ainda em evolução, estando o clima global longe do equilíbrio com as novas condições de forçamento.

Quando existe uma alteração permanente do forçamento climático, é de esperar que, ao fim de um tempo suficiente, o planeta atinja um novo estado de equilíbrio, com uma nova temperatura média à superfície. Se admitirmos que a temperatura média global responde linearmente ao forçamento, obtém-se uma relação de proporcionalidade:

$$\Delta\bar{T} = \lambda \Delta F \quad (12-3)$$

A equação (12-3) define a sensibilidade (λ) do clima à alteração do forçamento (ΔF). Em princípio, pode definir-se a sensibilidade do clima em relação a diversos forçamentos independentes, por exemplo, às concentrações de CO₂ ou de outros gases de estufa, à actividade solar (Exercício 12.3), ou à excentricidade da órbita da Terra. Qual será o efeito cumulativo das diferentes alterações? Bastará somar os factores de sensibilidade individuais? Provavelmente não, pois os processos interagem e raramente são lineares.

Exercício 12.3 – Sensibilidade da temperatura efectiva à constante solar

Considere um planeta negro, sem atmosfera, sujeito a uma irradiância solar idêntica à da Terra (constante solar). Estime a sua sensibilidade a uma alteração dessa irradiância.

Solução

Utiliza-se a lei de Stefan-Boltzmann. Derivando em ordem à temperatura, obtém-se:

$$(1-\alpha) \frac{E_s}{4} = \sigma \bar{T}^4 \Rightarrow \frac{dE_s}{d\bar{T}} = \frac{16\sigma \bar{T}^3}{(1-\alpha)} \Rightarrow \Delta\bar{T} = \frac{1-\alpha}{16\sigma \bar{T}^3} \Delta E_s$$

A partir do resultado anterior pode estimar-se o factor de sensibilidade: $\lambda \approx 0.046 \text{ K} (\text{Wm}^{-2})^{-1}$. Tomou-se $T=255\text{K}$ (temperatura efectiva da Terra) e $\alpha=0.3$ (albedo planetário). Considerando a Figura 12.10, a estimativa anterior indica que o impacto do ciclo solar sobre a temperatura efectiva é inferior a 10% da tendência já observada na temperatura da superfície (0.74°C num século).

A sensibilidade calculada no Exercício 12.3 não corresponde à definição (12-3), visto que a alteração de temperatura inferida no último exercício se refere à temperatura efectiva e não à temperatura média da superfície. É possível calcular a sensibilidade da temperatura média da superfície desde que se utilize um modelo simplificado de efeito de estufa, semelhante ao descrito no Exercício 2.4.

Exercício 12.4 – Sensibilidade da temperatura da superfície à constante solar

Repita o Exercício 2.4 com as seguintes alterações: constante solar idêntica à da Terra, absorvidade da atmosfera para o espectro solar nula, absorvidade infravermelha igual a 0.78. (a) Calcule a temperatura de equilíbrio da superfície; (b) Estime a sensibilidade da solução da alínea anterior, repetindo o cálculo com o aumento de 1 Wm^{-2} da constante solar.

Solução

(a) Obtém-se, repetindo exactamente os mesmos procedimentos:

$$T_{sup} \approx 288.333\text{K} \text{ (idêntica à da Terra)}$$

Fazendo $S=1367 \text{ Wm}^{-2}$, obtém-se $T_{sup} \approx 288.385$, implicando uma sensibilidade de $\lambda \approx 0.052 \text{ K}(\text{Wm}^{-2})^{-1}$. Muito próxima da do Exercício 12.3!

O Exercício 12.4 sugere a possibilidade de estudar a sensibilidade climática ao efeito de estufa, tal como é feito no Exercício 12.5.

Exercício 12.5 – Sensibilidade da temperatura da superfície ao efeito de estufa

Repita o Exercício 2.4 com as seguintes alterações: constante solar idêntica à da Terra, absorvidade da atmosfera para o espectro solar nula, absorvidade infravermelha igual a 0.78. (a) Calcule a temperatura de equilíbrio da superfície; (b) Estime a sensibilidade da solução da alínea anterior, repetindo o cálculo com o aumento de 0.01 da constante absorvidade infravermelha.

Solução

(a) $T_{sup} \approx 288.333\text{K}$ (já calculado no Exercício 12.4)

(b) Fazendo $a_{iv}=0.79$, obtém-se $T_{sup} \approx 288.927 \text{ K}$, implicando uma sensibilidade de $\lambda \approx 0.594 \text{ K}(\%)^{-1}$. 1% extra de absorvidade infravermelha traduz-se num aquecimento da superfície em cerca de 0.6°C .

12.4.3 Cenários de mudança climática

A partir da última década do século XX a ciência do clima sofreu uma evolução extremamente rápida, em resposta à necessidade de compreender e prever a evolução do clima, num mundo fortemente condicionado pela actividade humana. Criado em 1988, sob a égide da Organização

Meteorológica Mundial e das Nações Unidas, o *Intergovernmental Panel for Climate Change (IPCC)*, assumiu a responsabilidade de compilar e coordenar diversos estudos à escala mundial. Foi objectivo deste painel definir o estado actual dos conhecimentos quanto ao problema da mudança global e estabelecer previsões de evolução do Clima global no próximo século.

No início do actual século, os trabalhos do IPCC evoluíram no sentido da construção de cenários alternativos consistentes da evolução futura das emissões de gases de estufa e da resposta do sistema climático a essas alterações. Em paralelo, diversos grupos de investigação foram capazes de desenvolver uma nova geração de modelos climáticos, com uma representação progressivamente mais realista dos vários processos que ocorrem no planeta, capazes de simular correctamente a evolução climática já observada. Estes novos Modelos do Sistema Terra serão a ferramenta essencial do estudo do clima futuro.

Uma revisão do estado do conhecimento nesta matéria pode encontrar-se nos documentos do IPCC (www.ipcc.ch). Uma análise regional para Portugal correspondente aos resultados incluídos no 4º Relatório do IPCC (2007) está disponível nos livros do projecto SIAM (Santos e Miranda 2006).

12.5 Autoavaliação

Palavras-chave

Afélio	Estratigrafia
Anéis de árvore	Excentricidade
Bolhas de ar no gelo polar	Feedback albedo-gelo
Caos	Glaciações
Carbono 14	Impacto cósmico
Célula de Walker	IPCC
Ciclo solar	Manchas solares
Ciclos de Milankovitch	Obliquidade
Circulação termohalina	Oscilação austral
Continentalidade do clima	Paleoclima
Corrente profunda do Oceano	Parâmetros orbitais
Datação	Pequena idade do frio
Depósitos glaciares	Periélio
Deriva continental	Precessão do eixo
Efeito de estufa	Razão isotópica do oxigénio
El Niño	Registo instrumental
Emissões vulcânicas	Sazonalidade
ENSO	Sensibilidade climática

Problemas

Problema 12-1 O carbono-14 só pode ser utilizado para datar materiais orgânicos com idade inferior a 40000 anos. Porquê?

Problema 12-2 As oscilações climáticas dos últimos séculos (e.g. a pequena idade do frio) não podem ser explicadas pela teoria de Milankovitch. Justifique.

Problema 12-3 De que modo podem as variações seculares dos parâmetros orbitais da Terra desencadear uma glaciação?

Problema 12-4 Que impacto teria sobre o Clima uma crise vulcânica de longa duração? Justifique.

Problema 12-5 Explique a relação entre o El Niño e a Oscilação Austral.

Problema 12-6 Qual o impacto do ciclo solar sobre a irradiância solar no topo da atmosfera?

Problema 12-7 Em que período espera uma maior irradiância solar no topo da atmosfera: no solstício de Junho ou no solstício de Dezembro? Porquê.

Problema 12-8 Só parte do CO₂ emitido pelo homem nos dois últimos séculos se encontra na atmosfera. O que sucedeu à parte restante?

Problema 12-9 Explique o papel da circulação profunda do oceano: (a) no ciclo global do carbono; (b) no transporte meridional de calor.

Problema 12-10 A taxa de aquecimento observada na Europa entre 1975 e 2005 foi claramente superior à da temperatura média global. Porquê?

Problema 12-11 Calcule a sensibilidade da temperatura efectiva ao albedo planetário.

Leituras recomendadas

Existe abundante literatura, quase exclusivamente em língua inglesa cobrindo, no todo ou em parte, as matérias abordadas neste livro. Diversos tópicos insuficientemente tratados nas páginas anteriores, quer por implicarem um nível de dificuldade superior ao aceitável num curso introdutório, quer por simples opção de espaço, podem ser encontrados no conjunto de excelentes obras de referência indicadas de seguida.

AHRENS, D.

1994 *Meteorology Today. An introduction to weather, climate and the environment.* West Publishing Company, 5ed., 592pp. Excelente livro de introdução à meteorologia, cobrindo praticamente todos os tópicos incluídos neste curso, e muitos outros, com abundante material gráfico e interessante coleção de fotografias.

BOUBEL, R.W., D.L. FOX., D.B. TURNER e A.C. STERN,

1994 *Fundamentals of air pollution.* Academic Press, San Diego, 574pp. Clássico da poluição atmosférica, contendo uma visão integrada do problema, dum ponto de vista da gestão ambiental.

GRAEDAL, T.E. e P.J. CRUTZEN

1993: *Atmospheric Change. An earth system perspective.* W.H. Freeman, New York, 446pp. Este livro discute o problema das mudanças globais – aquecimento global, "buraco" do ozono, etc. – incluindo uma introdução à química da Troposfera, da Estratosfera e de ambientes aquáticos. Trata-se de um livro de dificuldade intermédia, discutindo a problemática do ambiente numa perspectiva planetária.

HOBBS, P.

1995 *Basic Physical Chemistry for the Atmospheric Sciences.* Cambridge University Press, 206pp. Livro de Química Geral para um estudante de geociências. Inclui muitos exercícios resolvidos com exemplos atmosféricos.

PEIXOTO, J.P. e A. OORT

1992 *Physics of Climate.* American Institute of Physics, 520pp. Livro de referência sobre o sistema climático e a circulação global da atmosfera. Nível avançado (pós-graduação).

SANTOS, F.D. e P. MIRANDA, eds

2006 *Alterações climáticas em Portugal: cenários, impactos e medidas de adaptação,* Gradiva, 506pp. Compilação da evolução climática observada em Portugal no século XX e de cenários de mudança do clima regional.

SEINFELD, J.H. e S. PANDIS

1998 *Atmospheric Chemistry and Physics.* John Wiley and Sons, 1326 pp. Manual bastante completo de química da atmosfera.

Intergovernmental Panel for Climate Change

2007 *Climate Change 2007. The Physical Science Basis.* Solomon, S., D.Qin, M. Manning, M. Marquis, K. Averyt, M.M.B. Tignor, H.L. Miller, Z. Chen, editores. Quarto relatório do painel intergovernamental sobre mudança climática, contendo uma compilação de estudos realizados neste âmbito. Este relatório tem sido actualizado regularmente.

WALLACE, J.M. E P. V. HOBBS

2006 *Atmospheric Science. An introductory survey, 2nd ed.* Academic Press. Frequentemente este é o primeiro livro de um estudante de uma licenciatura em meteorologia. Cobre a maior parte da meteorologia física e dinâmica a um nível ainda introdutório, mas mais avançado que o do presente curso.

Pode ainda obter-se muita informação actualizada sobre meteorologia, clima e ambiente por intermédio da Internet em páginas facilmente acessíveis na generalidade dos “apontadores”. Algumas das páginas disponíveis contêm previsões do tempo, informação climatológica e ambiental, modelos de dispersão, etc.. Segue-se a lista de algumas páginas que poderão ser úteis, notando, no entanto, que a Internet é um mundo em rápida mutação, pelo que é necessário fazer, de vez em quando, uma busca para actualizar a lista.

www.ecmwf.int - Página do European Centre for Medium Range Weather Forecasts.

www.epa.gov – Página da *Environmental Protection Agency* (Agência americana responsável pelo ambiente). Contém extensa informação sobre problemas ambientais, incluindo documentação actualizada sobre tópicos em discussão, normas estabelecidas pela EPA, modelos de dispersão recomendados e conselhos de utilização.

www.igidl.ul.pt – Página do Instituto Geofísico do Infante D. Luís, da Universidade de Lisboa. Contém informação de observações meteorológicas em Lisboa e uma lista de links em meteorologia e geofísica.

www.ipcc.ch – Página do *Intergovernmental Panel for Climate Change*

www.meteo.pt – Página do Instituto de Meteorologia português.

www.nasa.gov – Página da *NASA*. Contém diversa informação meteorológica e climatológica, em particular de origem espacial (satélites meteorológicos).

www.noaa.gov – Página da *National Oceanographic and Atmospheric Administration* (Agência americana de Meteorologia e Oceanografia).

Marcos na história das Ciências da Atmosfera

Data	Acontecimento
~500 AC	Parménidas classifica os climas como Tórridos, Temperados e Frígidos, em função da latitude.
334 AC	Aristóteles publica a primeira obra inteiramente dedicada à Atmosfera: <i>Meteorologica</i>
1593	Galileu inventa o termómetro
1613	Galileu descobre as manchas solares
1638	Galileu mostra que o ar tem peso
1643	Torricelli inventa o barómetro de mercúrio
1648	Périer, por sugestão de Pascal, sobe ao Puy-de-Dome demonstrando a descida de pressão com a altitude
1660	Von Guericke estabelece a relação entre a descida de pressão atmosférica e o estado do tempo
~1670	Termómetros de mercúrio
1683	Halley publica a primeira carta global de ventos
1683	Halley apresenta a primeira explicação das Monções
1687	Newton apresenta as leis do movimento
1735	Hadley propõe a primeira teoria da circulação global da atmosfera
1742	Celsius define a escala de temperatura centígrada
1752	Franklin estuda electricidade atmosférica
1766	Cavendish descobre o hidrogénio
1770	Rutherford descobre o azoto
1774	Scheele e Priestley descobrem o oxigénio
1802	Gay-Lussac apresenta a lei dos gases ideais
1802	Dalton define humidade relativa
1825	E. August inventa o psicrómetro
1827	J. Fourier propõe a possibilidade de o CO ₂ produzir efeito de estufa
1835	G. Coriolis demonstra o efeito da rotação da Terra sobre o movimento dos corpos
1843	S. Schwabe descobre o ciclo solar
1856	W. Ferrel propõe a circulação global tridimensional
1878	Fundada a Organização Meteorológica Internacional
1884	Boltzmann deduz a expressão da irradiância total de um corpo negro (lei de Stefan-Boltzmann)
1894	Wien demonstra a “lei do deslocamento”
1894	Primeira sondagem da atmosfera (Massachusetts, USA)
1896	Arrhenius descobre o efeito de estufa
1905	V. Ekman explica o escoamento observado na camada limite
1918	W. Köppen apresenta a sua classificação climática
1920	Teoria do desenvolvimento da frente polar por V. Bjerknes e colaboradores
1922	L.F. Richardson publica o primeiro trabalho sobre previsão numérica do tempo
1924	Walker descobre a Oscilação Austral
~1928	Primeira radiossondagem na URSS
1933	T. Bergeron publica o seu trabalho sobre Física das Nuvens e Precipitação
1938	Durst e Sutcliff introduzem a teoria “quase-geostrofica”
1939	G. Rossby desenvolve a teoria das ondas longas na atmosfera (ondas de Rossby)
1941	Primeiro radar meteorológico
1944	Descoberta a corrente de jacto por pilotos na segunda guerra mundial, no Pacífico Norte
1946	von Neuman inicia o desenvolvimento dos primeiros modelos de previsão do tempo
1946	Fundada a Organização Meteorológica Mundial
1950	Primeira experiência com um modelo numérico de previsão do tempo no computador ENIAC
1951	Confirmada a existência da corrente de jacto subtropical
1954	Primeiro modelo operacional de previsão do tempo, na Suécia
1960	Primeiro satélite meteorológico (TIROS-I)
1963	Lorenz descobre que sistemas deterministas podem ser imprevisíveis
1966	J. Bjerknes relaciona o El Niño com a Oscilação Austral
1967	Suomi processa a primeira imagem de satélite geostacionário
1974	Molina e Rowland desenvolvem a química do ozono estratosférico
1979	Primeira previsão do tempo a 10 dias pelo Centro Europeu de Previsão do Tempo a Médio Prazo (ECMWF)
1985	Descoberto o buraco do ozono na Antárctica
1987	Aprovado o Protocolo de Montreal (limitação de emissões de substâncias deplectoras de ozono)
1992	Ratificação da convenção das Nações Unidas sobre Mudança do Clima

Constantes

Constante	Símbolo	Valor
Constantes universais		
Constante de gravitação	G	$6.673 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
Constante de Planck	H	$6.6262 \times 10^{-34} \text{ J s}$
Constante de Stefan-Boltzmann	σ	$5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
Velocidade da luz no vácuo	C	$2.998 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Número de Avogadro	N_A	$6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Constante de Boltzmann	K	$1.381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Constante dos gases ideais	R^*	$8.3143 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$
Volume de 1 mole de gás ideal a 0°C, 1 atm (ptn)		22.415 dm^3
Propriedades do ar		
Peso molecular médio do ar seco	M_{as}	28.964 u.m.a.
“Constante” dos gases ideais para o ar seco	R_{as}	$287.05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Calor específico a pressão constante do ar seco	c_p	$1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Calor específico a volume constante do ar seco	c_v	$718 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Condutividade térmica do ar seco (ptn)	λ	$2.40 \times 10^{-2} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Viscosidade cinemática do ar seco (ptn)	ν	$1.34 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
Propriedades da água		
Massa molecular	M_{H_2O}	18.016
“Constante” dos gases ideais para o vapor de água	R_{H_2O}	$461 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Calor latente de vaporização da água (a 0°C)	l_v	$2.5 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$
Calor latente de vaporização da água (a 100°C)	l_v	$2.25 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$
Calor latente de fusão da água (a 0°C)	l_f	$3.34 \times 10^5 \text{ J kg}^{-1}$
Calor específico da água líquida (a 0°C)	c_w	$4218 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Calor específico do vapor de água, a pressão constante (a 0°C)	c_{pv}	$1952 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Calor específico do vapor de água, a volume constante (a 0°C)	c_{pv}	$1463 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Calor específico do gelo (a 0°C)	c_i	$2106 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Densidade do vapor de água em relação ao ar seco	ϵ	0.622
Massa volúmica da água a 0°C		1000 kg m^{-3}
Massa volúmica do gelo a 0°C		917 kg m^{-3}
Pressão de vapor de saturação no Ponto triplo	e_{PT}	611 Pa
Temperatura no Ponto triplo	T_{PT}	$0.01^\circ\text{C} = 273.16\text{K}$
Planeta Terra		
Constante solar	S	1366 W m^{-2}
Velocidade angular da Terra	Ω	$7.292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
Raio médio da Terra	R_T	6371 km
Distância média Terra-Sol (1 unidade astronómica)	R_{TS}	$1.5 \times 10^{11} \text{ m}$
Aceleração da gravidade (valor de referência)	G	9.80665 m s^{-2}
Pressão de referência à superfície	p_0	1013.25 hPa

Solução dos Problemas

1 A Atmosfera e o Sistema Climático

Problema 1-1 Velocidades de escape: Vénus (10.4 km s^{-1}), Marte (5.02 km s^{-1}), Júpiter (59.55 km s^{-1}).

Problema 1-2 $m\Omega^2 r = m \frac{GM_T}{r^2} \Rightarrow r \approx 42.1 \times 10^6 \text{ m}$.

Nota: esta posição corresponde a uma altitude de cerca de 36 000 km, órbita dos satélites geostacionários (altitude= r -Raio da Terra).

Problema 1-3 cf. texto.

Problema 1-4 A cerca de 28.8 km.

Problema 1-5 (a) $l_{\text{sup}} \approx 2.5 \times 10^{-8} \text{ m}$; $l_{\text{trop}} \approx 7.6 \times 10^{-8} \text{ m}$; $l_{\text{est}} \approx 2.4 \times 10^{-5} \text{ m}$; $l_{\text{mes}} \approx 0.16 \text{ m}$;
(b) $p(l=1000 \text{ km}) \approx 8 \times 10^{-9} \text{ Pa}$.

Problema 1-6 Densidade de probabilidade de $v=11.2 \text{ km s}^{-1}$. Para o H_2 : $3 \times 10^{-9} \text{ sm}^{-1}$, para o O : $6 \times 10^{-28} \text{ sm}^{-1}$. Notar a variação de 19 ordens de grandeza! Integrando a função $f(v)$ no intervalo $[v_{\text{escape}}, \infty]$ obtém-se a probabilidade $v > 11.2 \text{ km s}^{-1}$. Para o H_2 : 1.3×10^{-6} , para o O_2 : 5.5×10^{-26} . Este último cálculo é complexo mas é realizável com software de cálculo simbólico.

2 Radiação

Problema 2-1 Temperaturas efectivas:

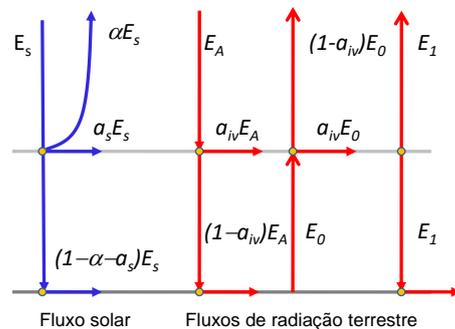
$$S_{\text{PER}} \approx 1.015^2 S = 1.03 S \Rightarrow T_{\text{eff,PER}} \approx 256.7 \text{ K} = -16.4^\circ \text{ C}$$

$$S_{\text{AF}} \approx 0.985^2 S = 0.97 S \Rightarrow T_{\text{eff,AF}} \approx 252.9 \text{ K} = -20.3^\circ \text{ C}$$

Problema 2-2 $\epsilon \sigma T^4 = a_s S \Rightarrow T \approx 234 \text{ K}$

Problema 2-3 $T_{\text{Neve}} \approx -20.8^\circ \text{ C}$; $T_{\text{Floresta}} \approx +11.1^\circ \text{ C}$

Problema 2-4 (a) Semelhante ao Exercício 2.4 (mas com dois fluxos descendentes).



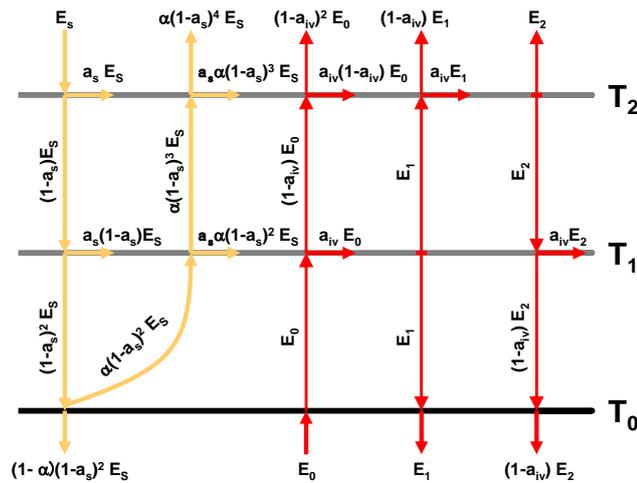
$$(b) \begin{cases} a_s E_s + a_{iv} (E_A + E_0) - 2E_1 = 0 \\ (1 - \alpha - a_s) E_s + (1 - a_{iv}) E_A - E_0 + E_1 = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} T_0 \approx 372.8 \text{ K} \approx 99.7^\circ \text{ C} \\ T_1 \approx 337.9 \text{ K} \approx 64.8^\circ \text{ C} \end{cases}$$

$$(c) T_{ef} = \sqrt[4]{\frac{(1-\alpha)E_s + E_A}{\sigma}} \approx 342K \approx 69^\circ C = \sqrt[4]{\frac{(1-a_{iv})E_0 + E_1}{\sigma}}$$

Problema 2-5 Semelhante ao Exercício 2.4, mas com atmosfera de 2 camadas.

(a) Diagrama de fluxos radiativos

a_s =absorvidade atmosférica para a radiação solar; a_{iv} =absorvidade atmosférica para a radiação de grande comprimento de onda; α =albedo da superfície; E_s =irradiância solar média através de uma superfície horizontal, no topo da atmosfera.



(b)

$$E_s = \frac{S}{4} \approx \frac{1366}{4} \approx 341.5 Wm^{-2}; a_{iv} = 0.7; a_s = 0.2; \alpha = 0.3$$

$$\begin{cases} (1-\alpha)(1-a_s)^2 E_s - E_0 + E_1 + (1-a_{iv})E_2 = 0 \\ a_s(1-a_s)E_s + a_s\alpha(1-a_s)^2 E_s + a_{iv}E_0 - 2E_1 + a_{iv}E_2 = 0 \\ a_s E_s + a_s\alpha(1-a_s)^3 E_s + a_{iv}(1-a_{iv})E_0 + a_{iv}E_1 - 2E_2 = 0 \end{cases}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} 153.44 - E_0 + E_1 + 0.3E_2 = 0 \\ 67.95 + 0.7E_0 - 2E_1 + 0.7E_2 = 0 \\ 79.02 + 0.21E_0 + 0.7E_1 - 2E_2 = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} E_0 \approx 468 Wm^{-2} \\ E_1 \approx 261 Wm^{-2} \\ E_2 \approx 180 Wm^{-2} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} T_0 = \sqrt[4]{\frac{E_0}{\sigma}} \approx 301K \\ T_1 = \sqrt[4]{\frac{E_1}{0.7\sigma}} \approx 285K \\ T_2 = \sqrt[4]{\frac{E_2}{0.7\sigma}} \approx 260K \end{cases}$$

Temperatura efectiva do planeta depende da radiação infravermelha emitida pelo planeta como um todo (OLR=Outgoing Longwave Radiation):

$$T_{ef} = \sqrt[4]{\frac{(1-a_{iv})^2 E_0 + (1-a_{iv})E_1 + E_2}{\sigma}} \approx 270K$$

Albedo=Radiação solar que abandona o planeta/radiação solar incidente:

$$\alpha_{planeta} = \alpha(1-a_s)^4 \approx 0.12$$

A temperatura efectiva também podia calcular-se a partir do albedo planetário como:

$$T_{ef} = \sqrt[4]{\frac{(1 - \alpha_{planeta})E_S}{\sigma}}$$

Problema 2-6 Condição de equilíbrio radiativo:

(a) $2Rh(1 - \alpha)S = (2\pi R^2 + 2\pi Rh)\sigma T^4$. Resolvendo, obtém-se: $T_{Terra} \approx 256K$, $T_{Marte} \approx 208K$.

(b) $T_{Terra} \approx 290K$, $T_{Marte} \approx 261K$

Problema 2-7 Equinócio (Dia=12h, Radiação=29.6×10⁶ Jm⁻² dia⁻¹), Solstício de Verão (Dia=14.7h, Radiação=43.7×10⁶ Jm⁻² dia⁻¹).

Problema 2-8 (*l*₁) espessura óptica: 0.02; transmissividade: 0.98; absorvidade: 0.02; (*l*₂) espessura óptica: 2; transmissividade: 0.135; absorvidade: 0.865; (*l*₃) espessura óptica: 20; transmissividade: 2×10⁻⁹; absorvidade: 1.

3 Termodinâmica da atmosfera

Problema 3-1

$$\rho_{O_2} = \frac{101325 \times 32}{8314.3 \times 288} \cong 1.354 \text{ kg m}^{-3}; \rho_{N_2} \cong 1.185 \text{ kg m}^{-3}; \rho_{CO_2} \cong 1.862 \text{ kg m}^{-3};$$

$$\rho_{ar seco} \cong 1.223 \text{ kg m}^{-3}; \rho_{ar humido} = 0.98 \frac{101325 \times 28.9}{8314.3 \times 288} + 0.02 \frac{101325 \times 18}{8314.3 \times 288} \cong 1.214 \text{ kg m}^{-3}$$

Problema 3-2 Demonstração:

$$\rho_{ar humido} = \frac{m_{ar seco} + m_{vapor}}{V} = \rho_d + \rho_v = \frac{p_d}{R_d T} + \frac{e}{R_v T} = \frac{p}{R_d T} - \frac{e}{R_d T} + \frac{e \varepsilon}{R_d T} =$$

$$= \frac{p}{R_d T} \left(1 - \frac{e}{p} + \frac{e \varepsilon}{p}\right) = \frac{p}{R_d T} \left(1 - \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right) \frac{e \varepsilon}{p}\right) \cong \frac{p}{R_d T} \left(1 - \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right) r\right) = \frac{p}{R_d T_v}$$

$$\Rightarrow T_v \cong \frac{T}{1 - 0.61r} \cong T(1 + 0.61r).$$

Nota utilizou-se a definição de razão de mistura $r = \frac{m_v}{m_d} = \frac{\rho_v}{\rho_d} \cong \frac{e \varepsilon}{p}$.

Problema 3-3 $T_v = 22.1^\circ\text{C}$, $\rho = 1.196 \text{ kg m}^{-3}$.

Problema 3-4

$$\rho_{ar} = \frac{p}{R_d T} \approx 1.18 \text{ kg m}^{-3}, \rho_{H_2} = \frac{p}{R_{H_2} T} \approx 82 \text{ g m}^{-3}$$

$$F = -P + I = -\rho_{H_2} V g + \rho_{ar} V g = (\rho_{ar} - \rho_{H_2}) V g \approx 2.16 \text{ N}$$

$$a = \frac{F}{m_{balao}} = \frac{(\rho_{ar} - \rho_{H_2}) V}{m_{inv} + \rho_{H_2} V} g \cong 1.9 \text{ g} \cong 18.6 \text{ ms}^{-2}$$

Problema 3-5 (a) $HR = 4.4\%$; (b) 9.3 kg; (c) $Q = 23.4 \times 10^6 \text{ J}$.

Problema 3-6 (b) $T_f \approx 5^\circ\text{C}$, $Q \approx -7.5 \times 10^3 \text{ J}$, $\dot{Q} \approx -0.19 \text{ W kg}^{-1}$

Problema 3-8 Utiliza-se a equação de Poisson. $T_{900} \approx 279.6 = 6.5^\circ\text{C}$.

Problema 3-9 No processo adiabático, o trabalho é igual à variação da energia interna. Logo: $W = c_v(T_{final} - T_{inicial}) \approx -6.13 \text{ kJ kg}^{-1}$ (negativo porque é realizado pelo sistema sobre o exterior).

Problema 3-10 $r \approx 3.4 \text{ g kg}^{-1}$.

Problema 3-11 Integra-se a equação de Clausius-Clapeyron entre o ponto triplo (-0°C) e a temperatura do ponto de orvalho:

$$\frac{1}{e^{sat}} \frac{de^{sat}}{dT} = \frac{l_v}{R_v T^2} \Rightarrow \int_{e_{PT}^{sat}}^{e_{Td}^{sat}} \frac{1}{e^{sat}} de^{sat} = \int_{T_{PT}}^{T_d} \frac{l_v}{R_v T^2} dT$$

$$\ln\left(\frac{e^{sat}}{e}\right) = \frac{l_v}{R_v} \left(\frac{1}{T_d} - \frac{1}{T}\right)$$

$$e = e^{sat}(T_d) = e_0 \exp\left(\frac{l_v}{R_v} \left(\frac{1}{T_{PT}} - \frac{1}{T_d}\right)\right) = 1230 Pa$$

substituindo T_d por T :

$$e^{sat}(T) = 1715 Pa ; RH = 72\% ; r = 7.6 g / kg$$

Problema 3-12 $p \approx 1025$ hPa; $r \approx 4.5$ g/kg; $T_d = 2.5^\circ C$.

Problema 3-13

(a)

$P_{inicial} = 1000$ hPa; $T_{inicial} \approx 17^\circ C$; $T_d = 12.5^\circ C$; $HR = 75\%$; $r \approx 9$ g/kg

$p_{400} = 400$ hPa; $T_{400} \approx -32^\circ C$; $T_d = T$; $HR = 100\%$; $r \approx 0.6$ g/kg

$p_{final} = 1000$ hPa; $T_{final} \approx 40^\circ C$; $T_{d,final} = -10^\circ C$; $HR = 6\%$; $r \approx 3.1$ g/kg

4 Estática da Atmosfera

Problema 4-1 (a) $\begin{cases} dp = -\rho g dz \\ p = R_d \rho T \end{cases} \Rightarrow \frac{dp}{p} = -\frac{g}{RT} dz \Rightarrow \ln\left(\frac{p_0}{p}\right) = -\frac{g(0-z)}{RT} \Rightarrow p_0 = p \exp\left(\frac{gz}{RT}\right)$.

Logo: $p_{nmm} \approx 10.13.3$ hPa

(b) Sendo T_0 a temperatura ao nível médio do mar ($288+6.5$) e $\Gamma = -\frac{dT}{dz} = 6.5 K km^{-1}$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{g}{R(T_0 - \Gamma z)} dz \Rightarrow \ln\left(\frac{p_0}{p}\right) = \frac{g}{R\Gamma} \ln\left(\frac{T_0}{T_0 - \Gamma z}\right) \Rightarrow p_0 = p \left(\frac{T_0}{T_0 - \Gamma z}\right)^{\frac{g}{R\Gamma}}$$

Logo: $p_{nmm} \approx 1012.0$ hPa.

Problema 4-2 Substitui-se T por T_v . $p_{nmm} \approx 1012.6$ hPa.

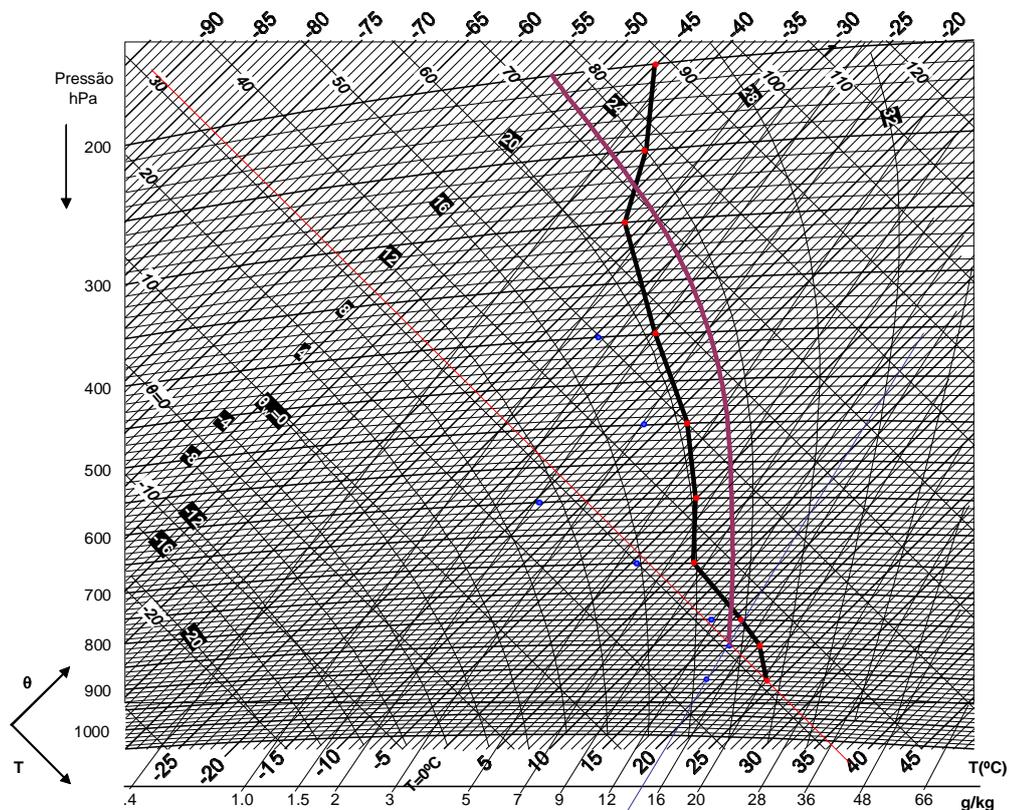
Problema 4-3 Obtém-se $dT/dz \approx -9.8$ K/km.

Problema 4-4 (b) $p_{NCA} \approx 920$ hPa; $p_{NCL} \approx 720$ hPa; $p_{NIN} \approx 270$ hPa

Problema 4-5 Condicionalmente instáveis: 1000-800, 800-700, 700-500, 500-300. Absolutamente estável 300-200 hPa. Existe instabilidade latente (existe CAPE e o seu valor absoluto é muito superior ao da "área negativa").

Problema 4-6 n/a

Problema 4-7



- (a) Existe instabilidade latente. Justificação: Existe um nível de convecção livre (cerca de 770hPa). Existe CAPE (energia potencial disponível para convecção). Apesar de existir CIN (Inibição convectiva) o seu valor é muito inferior ao da CAPE.
- (b) Se se considerar unicamente o efeito da flutuação (resultante do peso e da impulsão), a velocidade decresce desde a superfície até ao nível de convecção livre (~770hPa), cresce desde esse nível até ao nível de impulsão nula (~275hPa) e decresce acima desse nível.
- (c) Para fazer este cálculo vamos recorrer aos conceitos de CIN e CAPE, isto é ao teorema da energia cinética. Entre a superfície e os 750 hPa a partícula atravessa uma zona com CIN, isto é com redução de velocidade devida à flutuação negativa (peso da partícula é superior à impulsão). Como o nível de convecção livre está aos cerca dos 770hPa, o que implica que entre os 770 e os 750 estamos na zona de CAPE, vamos calcular a CIN na camada 920-800, fazendo uma compensação. Nessa camada tem-se:

$$\frac{w_{750}^2}{2} - \frac{w_{920}^2}{2} = CIN_{920-800} = \int g \frac{T'-T}{T} dz \approx g \frac{\Delta T}{T} \Delta z \approx 9.8ms^{-2} \frac{-1.5K}{293K} 1200m$$

em que estimamos $\rho \Delta z = \frac{\Delta p}{g} \Rightarrow \Delta z \approx \frac{12000Pa}{1.02kgm^{-3} 9.8ms^{-2}} \approx 1.2km$ (ρ pode estimar-se com a equação

de estado recorrendo a leituras de pressão e temperatura médias da camada). Fazendo as contas:

$$w_{920} \approx 11ms^{-1}$$

O aumento de velocidade na camada de CAPE até aos 300 hPa calcula-se do mesmo modo. Neste caso estima-se grosseiramente $\Delta T \approx 4K$, $\Delta z \approx 6.6km$, obtendo-se:

$$w_{300} \approx 44ms^{-1}$$

Deve notar-se que em ambos os cálculos se desprezou a mistura lateral da corrente ascendente.

- (d) A frequência de Brunt-Väisälä pode ser dada por (estima-se a espessura da camada como na alínea anterior):

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \approx \frac{g}{\theta} \frac{\Delta \theta}{\Delta z} \approx - \frac{9.8}{305K} \frac{2K}{700m} \Rightarrow N \approx 0.95 \times 10^{-2} s^{-1}$$

Problema 4-8 (b) Absolutamente estável; (c) $\theta_{w,1000} \approx 22^\circ\text{C}$, $\theta_{w,800} \approx 18^\circ\text{C}$.

5 Nuvens, Precipitação e Óptica Atmosférica

Problema 5-1 $r_l \approx 0.6 \text{ g kg}^{-1}$.

Problema 5-2 Em nuvens frias, como a tensão de saturação do vapor em relação ao gelo é mais baixa que a tensão de saturação em relação à água líquida, os cristais de gelo crescem rapidamente por sublimação, enquanto as gotas evaporam

Problema 5-3 Os cristais de iodeto de prata funcionam como núcleos de sublimação, activando o processo descrito na questão anterior.

Problema 5-4 A cor azul do céu deve-se à dispersão de luz solar no regime de Rayleigh. A cor branca das nuvens deve-se à dispersão da luz solar no regime de Mie.

Problema 5-5 Sim, porque parte da radiação dispersa é enviada para o espaço, contribuindo para o albedo do planeta.

Problema 5-6 Ao aquecimento do solo, contribuindo para o aumento da energia disponível para convecção (CAPE).

Problema 5-7 Quando a corrente ascendente atinge o nível de flutuação nula tem energia cinética. Esta energia cinética vai ser dispendida na subida subsequente contra a força de flutuação.

Problema 5-8 Será igual à razão de mistura de saturação na base da nuvem (cerca de 16 g kg^{-1}).

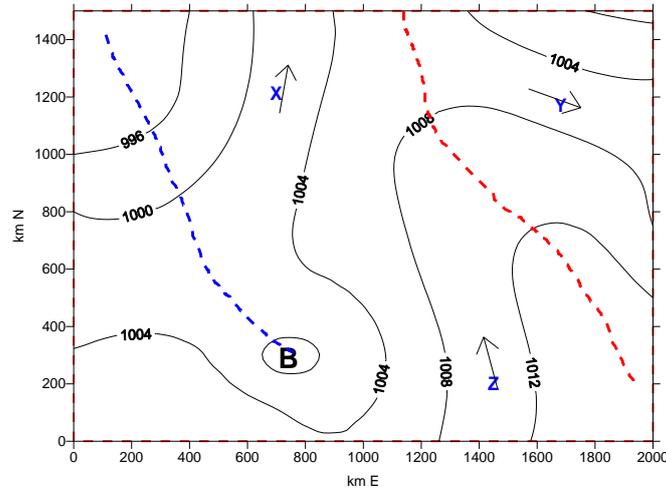
Problema 5-9 O ar que vem de sudoeste em Portugal é geralmente mais quente e, portanto, pode conter muito mais água (cf. diagrama de fases).

Problema 5-10 A taxa de evaporação tem de ser idêntica à de precipitação ($1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ ano}^{-1}$). O fluxo de calor latente será $2.5 \times 10^9 \text{ J m}^{-2} \text{ ano}^{-1} \approx 79 \text{ Wm}^{-2}$.

6 Vento

Problema 6-1 (a) 1.1 $p_{\max} < 1016 \text{ hPa}$, $p_{\min} > 992 \text{ hPa}$, $p_B > 996 \text{ hPa}$;

cf. figura:



(c) Toma-se o valor $\rho = 1.2 \text{ kg m}^{-3}$.

$$\text{em X: } \frac{\Delta p}{\Delta n} \approx 400 \text{ Pa} / 257 \text{ km}; \quad f \approx 2\Omega \sin \phi \approx 1.04 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}; \quad |v_g| = \left| -\frac{1}{\rho f} \frac{\Delta p}{\Delta n} \right| \approx 12.4 \text{ m/s}$$

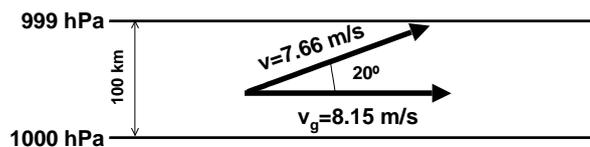
$$\text{em Y: } \frac{\Delta p}{\Delta n} \approx 400 \text{ Pa} / 229 \text{ km}; \quad f \approx 2\Omega \sin \phi \approx 1.04 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}; \quad |v_g| = \left| -\frac{1}{\rho f} \frac{\Delta p}{\Delta n} \right| \approx 14.0 \text{ m/s}$$

$$\text{em Z: } \frac{\Delta p}{\Delta n} \approx 400 \text{ Pa} / 286 \text{ km}; \quad f \approx 2\Omega \sin \phi \approx 0.87 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}; \quad |v_g| = \left| -\frac{1}{\rho f} \frac{\Delta p}{\Delta n} \right| \approx 13.4 \text{ m/s}$$

Se se utilizasse um valor constante para f , concluir-se-ia que o vento em Z deveria ser menos intenso que o vento em X, ao contrário do que se verificou.

Problema 6-2 Utiliza-se a expressão (6-13). Resolvendo para v obtém-se:

$$v = \frac{1}{\rho f} \frac{\Delta p}{\Delta n} \cos \alpha = v_g \cos(20^\circ)$$



Problema 6-3 Basta substituir

Problema 6-4 Movimento circular de raio $R \approx 21 \text{ km}$.

Problema 6-5 Neste caso a bola segue, no plano horizontal, um círculo de raio de 210 km. O desvio entre o círculo e a linha recta é aproximado por (ver figura, notar que a escala está deformada) $x \approx R - R \cos \phi$, com $\phi = 100/R \approx 0.0047 \text{ rad} \approx 0.27^\circ$. Logo $x \approx 0.23 \text{ m}$. Trata-se de um desvio considerável, mas muito menor que o devido ao atrito, não calculado.

$$\text{Problema 6-6 } \frac{\partial T}{\partial t} \approx -1.7 \text{ }^\circ\text{C h}^{-1}$$

Problema 6-7 vento na tropopausa $\approx 44 \text{ ms}^{-1}$, de oeste. Trata-se da corrente de jacto polar.

Problema 6-8 obtém-se um vento vertical 8 vezes mais intenso.

Problema 6-9 154 Pa/m. Note que nos sistemas sinópticos o gradiente é muito menor, sendo dado em hPa por 100km.

Problema 6-10 0.39 Pa/m

7 Circulação global

Problema 7-1 Porque Vénus roda muito lentamente, logo o efeito de Coriolis é desprezável.

Problema 7-2 A razão fundamental é o facto de o movimento ascendente ser forçado principalmente na massa de ar quente. Por outro lado, o ar nesta massa de ar é mais quente, mais húmido e menos estável.

Problema 7-3 O jacto subtropical pode ser explicado pelo efeito de Coriolis sobre o ramo superior da célula de Hadley.

Problema 7-4 O jacto polar é devido ao efeito do vento térmico (secção 0)

Problema 7-5 Na frente oclusa o sector quente está diminuído na vertical e não tem contacto com a superfície, principal fonte de humidade. A passagem de uma frente oclusa ocorre necessariamente aumento de nebulosidade e frequentemente chuvisco ou chuva fraca.

Problema 7-6 Os dois períodos de precipitação máxima correspondem às duas passagens da Zona Intertropical de Convergência, pelo Equador, no ciclo anual.

Problema 7-7 Os ciclones tropicais são gerados sobre o oceano tropical e transportados em direcção aos continentes na corrente dos ventos alísios. Por essa razão só podem afectar a margem leste dos continentes.

Problema 7-8 Os ciclones tropicais são energeticamente alimentados pelos fluxos de calor latente e sensível que ocorrem sobre o oceano tropical.

Problema 7-9 Usa-se a expressão (6-14). Obtém-se $\frac{\Delta T}{\Delta y} \approx -1.7^\circ\text{C}/100\text{km}$.

Problema 7-10 Se se aplicasse (6-14) obter-se-ia, neste caso um vento em altitude de 327 ms^{-1} , um valor impossível. De facto o gradiente referido só pode ser observado localmente e não é válido como uma média em toda a troposfera numa zona que teria de ter uma dimensão meridional comparável à da frente polar (da ordem das centenas de km).

Problema 7-11 Estimam-se as densidades utilizando a equação de estado com $p=1000\text{hPa}$, calcula-se a componente do vento na direcção da frente. Resultado: $\tan \alpha \approx 0.007$ (declive 7/1000).

8 Circulações Locais e Regionais

Problema 8-1 (a) - (b) Uma coluna de ar com 1 m^2 de base vai contribuir para a precipitação durante a sua travessia sobre a faixa de 10 km referida, i.e., durante um intervalo de tempo de 2000 s ($=10\text{ km}/5\text{ m s}^{-1}$). Durante esse intervalo de tempo cada coluna vai perder por precipitação

$$P = 3\text{ kg/h} \times 2000\text{ s} \approx 1.7\text{ kg} \text{ de água}$$

Como a coluna referida tem uma massa de

$$M = \rho V \approx 1.2\text{ kg m}^{-3} \times 1000\text{ m}^3 = 1200\text{ kg}$$

tem-se uma massa de água precipitada por kg de ar seco dada por:

$$r_l \approx 1.4\text{ g/kg}$$

(c) *Calor Latente (por kg de ar seco)* $= Q = L r_l \approx 35 \times 10^3\text{ J kg}^{-1}$

Problema 8-2 A superfície dos continentes, nas latitudes médias e elevadas, apresenta uma grande amplitude térmica anual, encontrando-se muito mais quentes que o oceano circundante durante o Verão e muito mais frios durante o Inverno. Assim, observa-se a formação de depressões quentes (depressões de origem térmica) durante o Verão e Anticiclones frios durante o Inverno. Ver Figura 7.6.

Problema 8-3 A área continental no hemisfério Sul é muito menor que no Hemisfério Norte. Apesar disso, o efeito é observado na América do Sul e na Austrália. Em África, o continente não se estende a latitudes suficientemente elevadas e na Antártica o efeito não se observa pois este continente é sempre mais frio que o Oceano circundante.

Problema 8-4 Os anticiclones frios são necessariamente muito pouco profundos pois como o ar frio é mais denso a pressão decresce rapidamente na vertical. Pela razão oposta, as depressões quentes são igualmente pouco profundas.

Problema 8-5 $u_* = ku_{10m} / \ln(10/z_0) \approx 0.4 \text{ ms}^{-1}$, $u_{80m} = \frac{u_*}{k} \ln(100/z_0) \approx 6.5 \text{ ms}^{-1}$

9 Poluição atmosférica

Problema 9-1 De acordo com o Exercício 9.1, o tempo de residência do enxofre na atmosfera é de 1 semana. Assim, pode estimar-se a distância de transporte do enxofre:

$$L = VT = 7 \times 24 \times 3600 \times 5 = 3024 \text{ km}$$

Problema 9-2 Segue-se o procedimento estabelecido no Exercício 9.1.

$$\tau \approx \frac{3 \times 10^{-5} \times 4 \times 10^{18} \text{ kg}}{10^{11} \text{ kg / ano}} = 1200 \text{ anos}$$

Problema 9-3 Cálculo do tempo de decaimento. Utiliza-se a expressão (9-7). Nota:

$$\log_2 x = \frac{\ln x}{\ln 2}.$$

$$t = -\tau \log_2 \left(\frac{Q_i(t)}{Q_0} \right) \approx 1835 \text{ anos}$$

Problema 9-4 Num mole de NO_2 existem 6.022×10^{23} moléculas (número de Avogadro). Assim, a energia de dissociação molecular vale:

$$\frac{304 \times 10^3}{6.022 \times 10^{23}} \approx 5.05 \times 10^{-19} \text{ J}$$

Recorrendo à lei de Planck ($E = h\nu$), obtém-se a frequência mínima de fotodissociação (ou comprimento de onda máximo):

$$\nu_{\min} = \frac{5.05 \times 10^{-19}}{6.6262 \times 10^{-34}} \approx 762 \times 10^{12} \text{ Hz} \Rightarrow \lambda_{\max} = \frac{c}{\nu_{\min}} \approx 0.4 \mu\text{m}$$

A fotodissociação acontecerá no intervalo: $\lambda < \lambda_{\max}$ (ou $\nu > \nu_{\min}$).

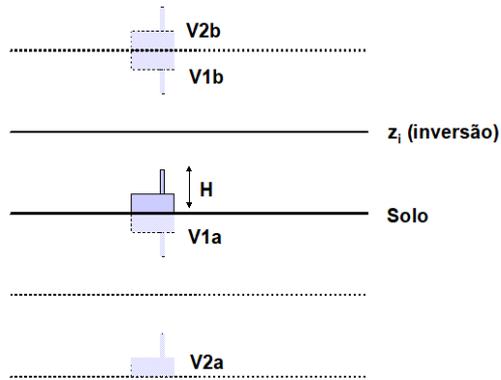
Problema 9-5 Estão bem misturados os compostos cujo tempo de residência seja muito maior que o tempo de mistura da Troposfera, que vale cerca de 1 ano. Assim, da lista indicada, estão bem misturados CO_2 e CFCl_3 .

10 Dispersão de poluentes

Problema 10-1 A hora de ponta da manhã dará provavelmente origem a concentrações mais elevadas de CO , poluente emitido pelo tráfego automóvel, pois a essa hora são de esperar condições mais desfavoráveis para a dispersão: maior estabilidade e menor altura da camada limite.

Problema 10-2 O topo da camada limite comporta-se, em primeira aproximação, como um reflector para a pluma de poluição, confinando-a abaixo desse nível. A solução da pluma gaussiana obtém, neste caso, recorrendo de novo ao “método das imagens”, só que neste caso, uma vez que há que considerar dois “reflectores” face a face (o solo e a inversão), obtém-se um número infinito de fontes

virtuais colocadas cada vez mais longe da fonte real, tal como no caso de um objecto reflectido em dois espelhos paralelos, face a face. Isto é: a fonte real dá origem a duas fontes virtuais (V1a e V1b, na figura), uma simétrica em relação ao solo, a segunda simétrica em relação ao topo da camada limite; cada uma das fontes virtuais dá origem a novas fontes virtuais (V2a e V2b), e assim sucessivamente. Na figura, H representa a altura efectiva da pluma (altura da chaminé acima do solo + sobrelevação) e z_i o topo da camada limite.



Obtém-se assim a expressão:

$$\chi(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi U \sigma_y \sigma_z} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} \sum_{j=0, \pm 1, \pm 2, \dots} \left[e^{-\left\{ \frac{(z+2jz_i-H)^2}{2\sigma_z^2} \right\}} + e^{-\left\{ \frac{(z+2jz_i+H)^2}{2\sigma_z^2} \right\}} \right]$$

Problema 10-3 As situações anticiclónicas são, em geral, mais desfavoráveis do ponto de vista de dispersão, pois correspondem a situações de camada limite mais baixa, maior estabilidade e menor velocidade do vento.

Problema 10-4 A brisa implica um aumento da velocidade média do vento e a advecção de ar marítimo, geralmente menos poluído, sobre as zonas costeiras. Assim será de esperar uma melhoria da qualidade do ar depois do estabelecimento da circulação da brisa marítima.

Problema 10-5 Durante a noite estabelece-se uma circulação de brisa de montanha (Figura 8.5b), com descida de ar ao longo da encosta. No caso de um vale encaixado a brisa trará o ar das duas encostas em direcção ao vale, onde se criará uma situação de convergência à superfície. No caso de existirem fontes de poluição nas encostas as concentrações serão elevadas no vale, situação que será agravada pelas condições de estabilidade e baixa altura da camada limite que se verificam no período nocturno.

11 Clima

Problema 11-1 Csa.

Problema 11-2 Nas latitudes inter-tropicais, a circulação atmosférica é dominada pela convergência das células de Hadley (Zona Intertropical de Convergência) e pela cintura de ventos alísios. Os alísios implicam o transporte de ar marítimo em direcção aos continentes na sua costa Leste e o transporte na direcção oposta na costa Oeste. Em consequência, os ciclones tropicais, gerados sobre os oceanos, só atingem as costas Leste dos continentes. A situação observada nas latitudes médias é, de certo modo, oposta à descrita anteriormente, devido à prevalência de uma corrente de ventos de Oeste nessas latitudes. Assim, a costa Oeste dos continentes nas latitudes médias e elevadas é fortemente influenciada por ar marítimo enquanto a costa Leste é mais frequentemente influenciada por massas de ar de origem continental.

Problema 11-3 O clima da floresta amazónica é, na classificação de Köppen, do tipo *Ar*, clima de floresta tropical, clima húmido caracterizado por precipitação ao longo de todo o ano.

Problema 11-4 O clima mediterrânico (*Csa*) é caracterizado por ter um Verão seco (precipitação do mês mais seco inferior a 40 mm e a 1/3 do mês de Inverno mais húmido).

Problema 11-5 As maiores diferenças ocorrem quase sempre nos valores da precipitação ou de variáveis directamente associadas à precipitação (e.g., frequência de ocorrência de dias muito chuvosos).

12 Variabilidade e mudança Climática

Problema 12-1 O Carbono 14 só pode ser utilizado para datar materiais orgânicos pois o Carbono presente nestes materiais resulta da absorção de CO₂ pelas plantas no processo de fotossíntese e o CO₂ atmosférico contém uma certa fracção de ¹⁴C, em resultado da interacção com a radiação cósmica. Na datação por ¹⁴C admite-se que a fracção desse isótopo presente à data da produção do material a datar é conhecida (idêntica à fracção actualmente observada na atmosfera). Por outro lado, o período útil de datação está limitado pelo tempo de semi-vida do ¹⁴C, de cerca de 5700 anos. Ao fim de um certo número de semi-vidas, a quantidade de ¹⁴C remanescente é demasiado pequena para poder ser medida.

Problema 12-2 A teoria de Milankovitch só pode explicar oscilações com períodos comparáveis aos dos ciclos de Milankovitch, isto é de dezenas ou poucas centenas de milhar de anos.

Problema 12-3 As oscilações dos parâmetros orbitais da Terra podem afectar o Clima por intermédio de alterações da sua sazonalidade, isto é, da amplitude anual da irradiância solar disponível. Estas alterações tornam-se relevantes quando existe interferência construtiva entre pelo menos dois dos três ciclos. A importância da sazonalidade é provavelmente amplificada por processos de realimentação positiva no interior do sistema climático, nomeadamente o *feedback* gelo-albedo.

Problema 12-4 Uma crise vulcânica de longa duração traduzir-se-ia num aumento sustentado da concentração de aerossol atmosférico, implicando uma redução da temperatura média da Terra.

Problema 12-5 A oscilação austral mede a diferença de pressão entre Tahiti, no Hemisfério Norte, e Darwin, no Hemisfério Sul. Quando a diferença de pressão atinge o seu valor mínimo, a intensidade dos ventos alísios na zona do Pacífico é reduzida, permitindo um movimento para Leste da zona de água quente superficial, em direcção à costa do Peru. Assim, um mínimo do índice da oscilação austral corresponde a um período de El Niño.

Problema 12-6 Entre o mínimo e o máximo da actividade solar a irradiância varia cerca de 0.2%, devido a variações na zona UV do espectro.

Problema 12-7 No solstício de Dezembro, pois encontra-se mais próximo do perihélio (ocorre a 3 de Janeiro).

Problema 12-8 O CO₂ restante foi, principalmente, dissolvido no oceano.

Problema 12-9 A circulação profunda do oceano permite incorporar CO₂ no oceano profundo e transporta calor do Equador para os pólos.

Problema 12-10 Devido ao efeito de continentalidade.

Problema 12-11 cf. Exercício 12.3.

$$(1-\alpha)\frac{S}{4} = \sigma\bar{T}^4 \Rightarrow \alpha = 1 - \frac{4\sigma\bar{T}^4}{S} \Rightarrow \frac{d\alpha}{d\bar{T}} = -\frac{16\sigma\bar{T}^3}{S} \Rightarrow \frac{\Delta\bar{T}}{\Delta\alpha} = -\frac{S}{16\sigma\bar{T}^3} \approx -0.9^\circ\text{C}/1\%$$

i.e., um aumento do albedo de 1% traduz-se numa redução da temperatura efectiva de 1°C.

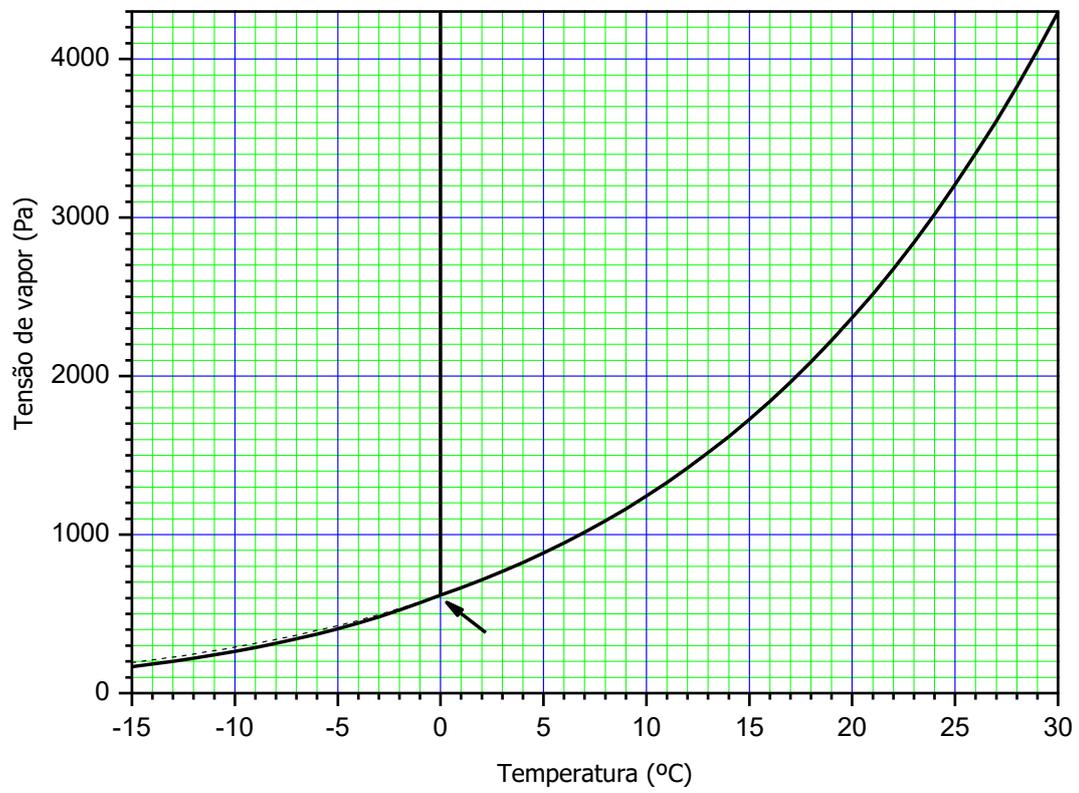


Diagrama 2 – Diagrama de fases

Índice alfabético

- 1ª Lei da Termodinâmica*, 62
2ª Lei da Termodinâmica, 66
absorvidade, 35
advecção, 149
aerossol, 17, 212, 213, 286, 287
aguaceiros, 118, 119
albedo, 39
altimetria, 94
altura efectiva de uma chaminé, 242, 245
anéis de árvore, 273, 274
ângulo horário, 43
ângulo zenital, 41, 43
Antártica, 49, 224, 275, 278, 279
Anticiclone da Sibéria, 192
ar seco, 58, 66, 67
arco-íris, 124, 125
arrefecimento isobárico, 73, 75, 76, 77
arrefecimento nocturno, 110
Avogadro (lei de), 58
Avogadro (número de), 64
barlavento, 188
Beer-Lambert (lei de), 41
Bergeron (processo de), 116, 117
Boltzmann (constante), 36
brisa, 184, 185, 186
buraco do ozono, 49, 225
Buy-Ballot (lei de), 141
calor específico, 64, 65, 76
calor latente, 69
camada limite, 181, 182, 183, 237, 244, 245
CAPE, 100, 103, 175
célula de Ferrel, 161, 162
célula de Hadley, 161
célula de Walker, 291
CFCs, 15, 16, 211, 224
Chapman (ciclo de), 49
chuva ácida, 204
ciclogénese, 168
ciclones polares, 173
ciclones tropicais, 173, 174
circulação profunda do Oceano, 13, 293
circulação secundária, 143
circulações *termohalinas*, 293
círculo de inércia, 142
classes de estabilidade, 243, 244
clorofluorcarbonetos, 15, 211, 224
coalescência, 117, 118
compostos orgânicos voláteis, 207
comprimento de rugosidade, 182
condensação, 74, 77
conforto humano, 83
constante solar, 38
convecção, 101
cor do céu, 123
corpo negro, 35, 36, 37
correntes de Jacto, 163
COVs, 207, 209, 210
Dalton (lei de), 66
datação, 273, 275
declinação, 43, 44
declive de uma frente, 168
deposição de poluentes, 212, 226, 227, 228
depressão térmica, 190, 191
derivada material, 149
derivadas parciais, 149
diagrama de fases, 70
dióxido de carbono, 15, 16, 17, 18, 207
dióxido de enxofre, 23, 203
dispersão da luz, 42
dispersão de poluentes, 235, 236, 237, 238, 239
dose de exposição a radiação, 216, 217, 218, 221
efeito de estufa, 40, 45, 296
El Niño, 289, 290, 291
electricidade atmosférica, 121
emissividade, 37, 38
energia disponível, 162
Energia disponível, 162
energia interna, 63
ENSO, 289, 290, 291, 292
entropia, 65, 66
enxofre, 23, 200, 203, 204
EPA, 238, 303
equilíbrio hidrostático, 92, 93
escala sinóptica, 181
escalas de movimento, 15
espectro contínuo, 34
espectro de riscas, 34
espessura óptica, 41
espiral de Ekman, 182
estabilidade estática, 19
Estratopausa, 19, 20
Estratosfera, 17, 19
Euler, 148
evapotranspiração, 255
excentricidade, 279, 280, 281, 283
Exosfera, 22
expansão adiabática, 67, 68, 77, 80, 81, 95
Ferrel, 159
fohen, 187, 188, 189
força centrífuga, 134, 135
força de *Coriolis*, 134, 135, 136, 148
força do *gradiente de pressão*, 134
fórmula de Margules, 168
fórmula hipsométrica, 94
fotodissociação, 16, 34, 48, 49, 222
fotoionização, 20, 34
fotoquímica, 211, 224, 225
Fotosfera solar, 38
Frente Fria, 169, 171
Frente Polar, 163, 167, 169
Frente Quente, 169, 171
frequência de Brunt-Väisälä, 102

frontogênese, 169
 fumigação, 239
gás ideal, 64, 65
gases de estufa, 17, 45
 GCMs, 295
 Hadley, 159
 Halley, 159
 halos, 125
Heterosfera, 15
hidrostática, 92
Homosfera, 15
horas sinópticas, 26
humidade relativa, 74, 82
ilha de calor, 189
 instabilidade absoluta, 96, 97
 instabilidade condicional, 96
 instabilidade latente, 99, 100
 instabilidade potencial, 104
inversão, 237, 242, 244
 Ionosfera, 20, 120
 IPCC, 299
irradiância, 35, 36, 37
irreversibilidade, 66
 jacto polar, 163
 jacto subtropical, 163
Kelvin (fórmula de), 112, 113
Kirchoff (lei de), 38
 Köppen (classificação de), 256, 257, 261
 lei de Maxwell-Boltzman, 28
Lei Zero da Termodinâmica, 59
Magnetosfera, 21
manchas solares, 20, 284, 285
 massas de ar, 166, 167, 169
mesoscala, 14, 181
 metano, 15, 208, 209
microscala, 14, 181
 Mie (regime de dispersão da luz), 123
 Milankovitch, 279, 280, 281, 282, 283
 mistura vertical, 110, 111
 Mistura vertical, 111
 modelos de circulação global, 295
 monção, 191, 192
 NAO, 292
nevoeiro, 77, 110, 111, 115
nevoeiro de radiação, 76, 110, 115
Newton (lei de), 133
nível de condensação por mistura, 111
nível de condensação por ascensão, 78, 80
 nível de condensação por mistura, 110
nível de convecção livre, 100
 NO, 204, 206
 NO₂, 204, 206
normal climática, 253, 254
nortada, 191
nucleação, 116
núcleos de condensação, 113, 116
oclusão, 169, 170, 171
olho do furacão, 175
ondas gravíticas internas, 101
 Oscilação do Atlântico Norte, 292
 óxido nítrico, 15, 204, 205
 oxigênio atômico, 15
 ozono, 15, 17, 24, 48, 49, 206, 210, 211, 223, 224, 225, 226
parâmetros orbitais, 279, 280, 281
 partículas inaláveis, 213
Pascal, 18
 Pascal (lei de), 92
Pasquill, 243
perfil logarítmico, 182
 Planck (constante), 34
 Planck (lei de), 34
 Planck (lei do corpo negro), 36
pluma, 239, 241, 242, 243
 Poisson (lei de), 68
ponto de geada, 75
ponto de orvalho, 75, 82
ponto triplo, 70
precipitação orográfica, 99, 187
precursores de ozono, 207, 226
pressão parcial, 66, 69, 82
 processo adiabático saturado, 78, 95
 processo adiabático seco, 68, 78, 95
psicrômetro, 75
puff, 237, 241
radiação terrestre, 45
radiância, 36
radicais livres, 222, 223
radiossonda, 26
rajada, 183
 Rayleigh (regime de dispersão da luz), 123
razão de mistura, 72, 82
reflectividade, 35
regime de Mie, 42
regime de Rayleigh, 42
satélites, 26, 303
 sensibilidade climática, 296
 Sensibilidade climática, 297, 298
 sentido ciclônico, 168
 sistema climático, 12, 13
 Snell-Descartes (lei de), 122
sotavento, 188
Stefan-Boltzmann (lei de), 37
Stokes (lei de), 118
tefigrama, 78, 79
temperatura de cor, 38
temperatura do termómetro molhado, 75
temperatura efectiva, 38, 39
temperatura potencial, 68
temperatura virtual, 73
tempo de residência, 199, 200
tendência, 149
tensão de vapor, 69, 82
termómetro molhado, 75, 82
 Termosfera, 19
 tornados, 142, 173, 175
transmissividade, 35, 41
 Tropopausa, 18
 Troposfera, 17, 19
 trovoadas, 120, 121, 122
Turbopausa, 15
turbulência, 235, 236, 237
upwelling, 191, 291
 velocidade de escape, 22

velocidade terminal, 118, 227
vento anabático, 186
vento catabático, 186
vento ciclostrofico, 142
vento do gradiente, 139, 140, 141
vento geostrofico, 138, 139
vento solar, 20
vento térmico, 147
ventos alísios, 160, 162, 291
vulcões, 23, 286
Wien (lei do deslocamento), 37
Zona Intertropical de Convergência, 163