

Processos dinâmicos que determinam as correntes no oceano

Paulo Relvas

Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade do Algarve / CCMAR, Campus de Gambelas, 8005-139 Faro

prelvas@ualg.pt

1. Introdução

O funcionamento dos ecossistemas marinhos e dos ciclos biogeoquímicos que os governam é fundamentalmente controlado pelos processos físicos que ocorrem no oceano. Por isso, o conhecimento da física destes processos constitui a base para a construção de todas as outras ciências que estudam o oceano e a vida que nele habita. Em qualquer curso de Oceanografia ou de Ciências do Mar, a oceanografia física é ensinada antes da oceanografia química, geológica e biológica. Num contexto de mudança climática, são as alterações que se verificarem nas propriedades e processos físicos do oceano que irão condicionar a resposta de todos os outros componentes do sistema.

Neste artigo iremos mostrar como leis da física são utilizadas para explicar processos que ocorrem no oceano. Vamos limitar-nos à aplicação das leis da dinâmica na explicação da circulação do oceano costeiro, ou seja, das correntes costeiras. Processos radiativos e trocas de calor não serão abordados de forma explícita. Vamos ligar forças aos movimentos observados no oceano. Daremos atenção particular aos processos físicos que ocorrem no oceano ao largo de Portugal Continental. Será uma forma de mostrar como o funcionamento físico do oceano é um bom exemplo da aplicação das leis da física newtoniana, que poderá servir de exemplo em qualquer nível de ensino. Esta é uma revista de Física. Por isso, não iremos fugir a ilustrar os conceitos físicos com as equações que os traduzem.

2. Dinâmica do Oceano: Posição do Problema

A base do conhecimento da circulação oceânica são as leis da dinâmica newtoniana, com ênfase na segunda lei. De um ponto de vista formal, o problema é simples: se conhecermos todas as forças que atuam numa partícula de água, conhecemos a sua aceleração. Integrando no tempo, determinamos a sua velocidade, desde que conheçamos

a velocidade inicial. Integrando novamente no tempo, determinamos o deslocamento. Se soubermos a posição inicial da partícula, por integrações sucessivas, podemos conhecer as suas posições ao longo do tempo, definindo trajetórias. Desta forma, conhecendo as sucessivas posições de todas as partículas de água do oceano, temos a circulação oceânica resolvida, ou seja, conhecemos os movimentos do oceano e as suas correntes, a partir das forças que lhes dão origem. Posto desta forma, o problema aparenta ser simples de resolver. Mas, como o leitor certamente já entendeu, o problema é bem mais complexo e de simplicidade não tem nada...

Duas questões assaltam-nos de imediato:

- 1)- Que forças atuam no oceano e no interior do oceano? Como as vamos avaliar? Como variam no tempo e ao longo das trajetórias?
- 2) - O oceano tem um número virtualmente infinito de partículas. Como vamos conhecer o movimento de cada uma?

A segunda questão tem resposta relativamente simples e imediata: recorreremos ao conceito de “volume de controlo” utilizado em mecânica de fluidos, ou seja, um volume cúbico conceptual de dimensões limitadas e que contém um certo número de partículas que se movem em conjunto. Os movimentos são então definidos em termos do movimento de um “volume de controlo”. Essa porção de água tem uma certa massa, que dividida pelo volume, define a densidade. Assim, nas equações da dinâmica utilizaremos a densidade, ρ , que de facto é uma massa, mas por unidade de volume.

A primeira questão não tem resposta óbvia e muito menos simples. Podemos fazer um exercício e

tentar descrever as principais forças que atuam no oceano. Desta forma, poderemos construir a equação da dinâmica do oceano, colocando as forças num dos membros da equação e a aceleração multiplicada pela densidade no outro. Esta equação é conhecida como a Equação do Movimento do Oceano, que deriva da forma geral que rege a dinâmica do escoamento dos fluidos, a equação de Navier-Stokes. Resolvê-la implica procurar soluções para as componentes do vetor velocidade, $\vec{V} = u\hat{i} + v\hat{j} + w\hat{k}$, onde \hat{i} , \hat{j} , \hat{k} , são os versores das direções x, y, z , respetivamente, e desta forma entender o campo da circulação oceânica. Em bom rigor, estas equações deveriam ser escritas em coordenadas esféricas, atendendo à forma do planeta. Contudo, é sempre possível pensar num plano tangente à superfície terrestre em cada ponto, introduzindo depois variações na orientação do plano tangente ao longo da latitude. Assim, a coordenada x será ao longo da longitude, a y ao longo da latitude e a z será a altitude.

3. Que forças atuam no Oceano?

Uma força óbvia é a **gravidade**, \vec{g} , proveniente da força de gravitação em conjunto com a força centrífuga que cada partícula do oceano sofre pelo facto de a Terra ter movimento de rotação. Esta força apenas se faz sentir na componente vertical da equação do movimento.

Nas correntes oceânicas, o efeito da rotação da Terra faz-se sentir sob a forma da conhecida *força de Coriolis*. Esta força resulta do facto de a Terra não ser um referencial de inércia para esta escala de movimentos. Por questões de conveniência óbvia, pretendemos descrever as correntes oceânicas num referencial fixo à Terra e que gira com ela. Em geral utilizamos a longitude, latitude e altitude, ou a sua aproximação plana x, y, z . Poderíamos, de facto, descrever os movimentos do oceano num referencial exterior ao planeta, por exemplo fixo a estrelas longínquas, que poderia ser considerado um referencial de inércia, sem necessidade de considerar esta “força aparente”. Mas convenhamos que não seria prático. É, pois, preferível incorporar nas equações esta força de Coriolis, que representa o efeito da rotação da Terra em conjunto com a sua forma aproximadamente esférica.

A força de Coriolis é nula para corpos e fluidos em repouso e, por isso, não origina movimento. Apenas molda os movimentos já existentes, defletindo-os para a direita no hemisfério norte (HN) e para a esquerda no hemisfério sul (HS). Atua apenas nas componentes horizontais do movimento do oceano e analiticamente escreve-se fv e $-fu$ para a componente em x e y respetivamente, com sendo

$f = 2\Omega \sin\phi$ que é o parâmetro de Coriolis, onde Ω é a velocidade angular da Terra ($2\pi/24$ horas) e ϕ é a latitude. Verificamos que a intensidade da força de Coriolis é diretamente proporcional à velocidade da corrente e é função da latitude, sendo nula no equador e máxima nos polos.

Outra força importante a considerar está associada com as variações espaciais da pressão hidrostática no interior do oceano. É a *força do gradiente de pressão*. Por unidade de massa expressa-se por: $-(1/\rho) \text{grad } P$, onde ρ é a densidade. A pressão hidrostática num ponto no interior do oceano é causada pelo peso da coluna de água acima desse ponto e, em muito menor grau, pela pressão atmosférica à superfície do oceano. É óbvio que o gradiente vertical de pressão $(-1/\rho) (\partial P/\partial z)$ é algumas ordens de grandeza superior aos gradientes horizontais $((-1/\rho) (\partial P/\partial x); (-1/\rho) (\partial P/\partial y))$. O sinal negativo dos termos reflete o facto de a força do gradiente horizontal de pressão se opor ao gradiente de pressão. Se existirem declives na superfície livre do oceano (o chamado nível do mar), ou colunas de água com diferentes “pesos” (logo, diferentes densidades médias) em locais afastados do oceano, temos diferentes pressões ao longo das superfícies horizontais, originando gradientes horizontais de pressão (Figura 1). Quanto maior for o ângulo de interseção entre as superfícies isobáricas e as superfícies de nível, maior a força do gradiente horizontal de pressão. Notemos que os declives das isóbaras são muito pequenos, da ordem de alguns centímetros por centena de quilómetros. A densidade é dada pela equação de estado da água do mar como função da temperatura, salinidade e pressão,

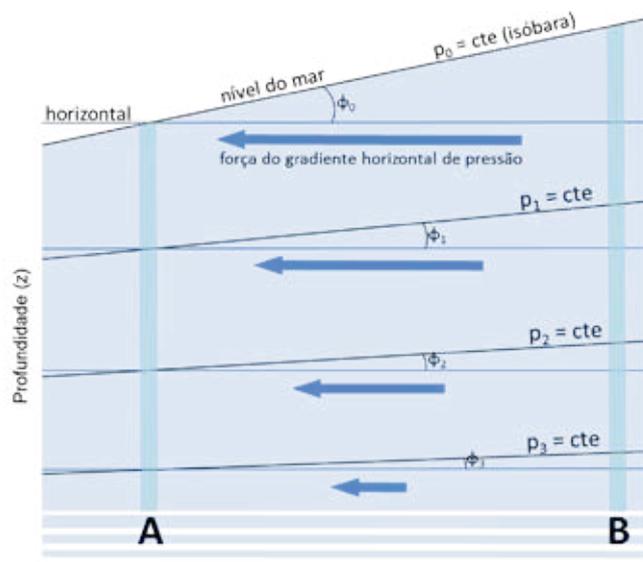


Fig. 1 – Corte vertical do oceano com a representação da força do gradiente horizontal de pressão imposta pelo declive das superfícies isobáricas em profundidade, consequência do declive da superfície do oceano e das diferentes densidades ao longo da coluna de água nas estações oceanográficas A e B. Os declives estão muito aumentados.

$\rho(T, S, P)$. Logo, se conhecermos os perfis verticais da temperatura e salinidade na coluna de água, podemos calcular o gradiente vertical de densidade e avaliar o “peso” da coluna de água e a pressão exercida a uma dada profundidade. Se o fizermos numa grelha regular de estações oceanográ-

ficas, podemos calcular as forças do gradiente horizontal de pressão nessa região do oceano.

No oceano, as *forças de atrito* têm que ser consideradas. Para além do atrito das correntes com as margens e o fundo do oceano, a transferência de energia mecânica entre a atmosfera e o oceano faz-se por atrito através da tensão do vento¹ na superfície do oceano e representa um dos principais fatores da circulação oceânica. A abordagem deste termo é complexa. A transferência de momento linear que se verifica existir através da observação só pode ser entendida com a introdução do conceito de viscosidade turbulenta (*eddy viscosity*). Na ausência de uma teoria geral da turbulência, este conceito é construído com base na analogia com a viscosidade molecular, característica dos fluidos newtonianos. Se a transferência de momento se desse apenas por viscosidade molecular, o oceano demoraria cerca de dois meses a responder ao forçamento do vento. No entanto, verificamos que as camadas superiores do oceano respondem em cerca de um a dois dias ao vento. Por isso a necessidade desta aproximação. Como reflexo da ausência de uma teoria, a construção destes termos envolve a introdução de “coeficientes de viscosidade turbulenta”, que chegam a ser onze ordens de grandeza (10^{11}) superiores aos coeficientes de viscosidade molecular. A sua gama de valores possíveis estende-se por cerca de cinco ordens de grandeza, consequência da incerteza na sua determinação. Ao contrário da viscosidade molecular, estes coeficientes não são propriedades do fluido, mas sim do escoamento. Por isso têm diferentes magnitudes nas diferentes dimensões do espaço. Como será fácil de entender, a turbulência será tanto mais provável quanto maior for o *shear*, ou seja, a variação da velocidade ao longo da perpendicular à sua direção, e isso terá que ser refletido na construção destes termos de atrito. Assim, a título de exemplo para a direção x , o termo toma a forma $A_x(\partial^2 u/\partial x^2) + A_y(\partial^2 u/\partial y^2) + A_z(\partial^2 u/\partial z^2)$, onde os gradientes de velocidade aparecem ao quadrado e A_x, A_y, A_z são os coeficientes de viscosidade turbulenta nas três direções do espaço. Atendendo à diferente magnitude dos gradientes verticais e horizontais da densidade, é mais fácil a turbulência e consequente mistura ao longo da horizontal do que na vertical. Por isso, os coeficientes de viscosidade turbulenta horizontal são muito maiores que o coeficiente vertical ($A_x \cong A_y \gg A_z$). No entanto, se considerarmos todo o termo da viscosidade turbulenta, uma vez que o gradiente vertical da velocidade horizontal ($\partial u/\partial z$) é muito superior aos gradientes laterais ($\partial u/\partial x; \partial u/\partial y$), a turbulência vertical ocorre no oceano e é o principal processo na transferência de momento ao longo da coluna de água.

A força de interação gravitacional do Sol e da Lua com o oceano origina as marés. Esta *força de maré* tem caráter

¹ A tensão, tal como a pressão, é uma força por unidade de área. Quando a força atua tangencialmente à superfície, tal como o vento na superfície do oceano, designa-se por tensão.

oscilatório, com períodos máximos de dezenas de horas. Correntes permanentes (p. ex. a Corrente do Golfo ou a Corrente das Canárias) ou com escalas de tempo de várias semanas ou meses não “sentem” as correntes de maré. Esta apenas é considerada quando se pretendem resolver pequenas escalas temporais do escoamento. Por isso, não iremos fazer constar a força de maré na equação do movimento do oceano.

Estas são as principais forças consideradas para o estudo da dinâmica do oceano.

O outro membro da equação, a *aceleração*, é dada pela derivada total ou lagrangiana da velocidade, $\vec{V}(t, x, y, z)$. Esta é função do tempo e do espaço, pois o escoamento oceânico tem variabilidade temporal e espacial. Assim, a aceleração é decomposta para cada direção do espaço na variação local, dada pela derivada local ou euleriana, e na advecção da velocidade. Por exemplo, para a coordenada x a aceleração $du(t, x, y, z)/dt$ tomará a forma decomposta $\partial u/\partial t + u \partial u/\partial x + v \partial u/\partial y + w \partial u/\partial z$ e analogamente para as outras dimensões. O primeiro termo dá-nos a taxa de variação da velocidade num dado ponto fixo. Os restantes são os termos advetivos, não lineares, que representam a variabilidade da velocidade conforme o fluido se move desse ponto para outro ponto.

Estamos agora em condições de escrever as equações do movimento do oceano nas suas três componentes (x, y, z). Nelas, o leitor reconhecerá os termos que descrevemos acima. As componentes horizontais são:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = f v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + A_x \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + A_y \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + A_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -f u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + A_x \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + A_y \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + A_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}$$

E a componente vertical escreve-se:

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + A_x \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + A_y \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + A_z \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}$$

São equações diferenciais não lineares, sem solução analítica. Por isso, recorreremos ao conhecimento prévio que temos do oceano e dos processos que nele ocorrem para realizar uma série de simplificações a esta equação. Duas dessas aproximações, as mais relevantes para a compreensão da física do oceano ao largo da Península Ibérica, serão descritas nas secções seguintes.

4. Equilíbrio hidrostático e equilíbrio geostrófico

Se atribuirmos dimensões típicas aos diversos elementos da equação do movimento, podemos avaliar a magnitude dos diversos termos. A título de exemplo, a dimensão típica de uma corrente oceânica de larga escala é de 1000 km (10^6 m), a profundidade da ordem de 1000 m, a velocidade típica de uma corrente oceânica na ordem de 0,1 m/s, e a sua escala típica de variabilidade é na ordem da dezena de dias, ou seja, 10^6 s, a densidade da água do mar na ordem de 1000 kg/m^3 e por aí fora, nos diversos termos. A análise da magnitude dos termos de atrito revela-se difícil, devido à sua enorme incerteza. No entanto, longe das fronteiras, este termo deverá ser da ordem de 10^{-8} na componente horizontal e de 10^{-11} na vertical, portanto desprezável. Após esta análise de escalas concluímos:

Na equação vertical, os termos da aceleração da gravidade (\vec{g}) e do gradiente vertical de pressão ($-(1/\rho)\partial P/\partial z$) são de escalas idênticas e cerca de seis ordens de grandeza (10^6) superiores ao maior dos restantes termos. O balanço entre os dois termos não é mais que o equilíbrio hidrostático ($\partial P/\partial z = -\rho g$), o que demonstra que este é um resultado robusto que pode ser utilizado sem condições em todos os domínios da física do oceano.

Nas equações horizontais, os dois maiores termos são a força de Coriolis e a força do gradiente horizontal de pressão, que têm grandeza idêntica e são duas ordens de grandeza superiores ao maior dos restantes termos. Assim, com uma aproximação de 1% podemos assumir:

$$fv - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad \text{e} \quad -fu - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = 0,$$

para a componente em x e y respetivamente.

O balanço entre estas duas forças é o equilíbrio geostrófico e a velocidade resultante é a velocidade geostrófica, que deverá ser retilínea e uniforme pois resulta de um equilíbrio de forças. Este resultado não é tão robusto como o equilíbrio hidrostático, mas é válido para cerca de 90% do oceano. Nas regiões onde as forças de atrito são intensas, perto das fronteiras do oceano, sobretudo na sua camada superior onde o efeito do vento se faz sentir, este resultado não será válido, pois o atrito pode ser da ordem de grandeza da força de Coriolis ou do gradiente horizontal de pressão.

Como entender a formação de uma corrente geostrófica? Vamos assumir que estamos no hemisfério norte. No oceano, existem gradientes horizontais de pressão, por exemplo devido a gradientes laterais de densidade, como descrevemos atrás. Num

estado inicial, estes forçam um escoamento no interior do oceano, descendo ao longo do gradiente de pressão. Este escoamento é acelerado, pois não há equilíbrio. Logo, a força de Coriolis começa a fazer-se sentir cada vez com maior intensidade, pois é proporcional à velocidade, defletindo o movimento para a direita. A certo ponto, a força de Coriolis atinge a magnitude da força do gradiente horizontal de pressão, opondo-se a este (Figura 2). Está então estabelecido o equilíbrio geostrófico, ou seja, uma corrente geostrófica. Esta corrente será mantida enquanto o gradiente horizontal de pressão estiver presente, num processo análogo ao que se passa com as altas e baixas pressões atmosféricas que geram o vento geostrófico. A corrente geostrófica será então paralela às isóbaras, deixando as maiores pressões ao seu lado direito. Em geral, as maiores pressões correspondem a maiores colunas de água, ou seja, a níveis do mar mais elevados, que em geral também correspondem a águas mais quentes devido à expansão térmica. Assim, por análise visual de representações da topografia da superfície do oceano por satélite ou de imagens da temperatura da superfície do mar, teremos uma ideia aproximada do campo das correntes à superfície, pois sabemos que estas deixam os altos níveis do mar e as águas mais quentes ao seu lado direito. No HS será o inverso, pois a força de Coriolis deflete os movimentos para a esquerda. De forma mais rigorosa, calculamos as correntes geostróficas a partir de perfis verticais de temperatura e salinidade numa grelha de estações oceanográficas, inferindo depois a densidade e a pressão aos diversos níveis de profundidade. Neste caso somos obrigados à observação *in situ* do oceano, ou seja, à realização de um cruzeiro oceanográfico, tarefa muito demorada e dispendiosa.

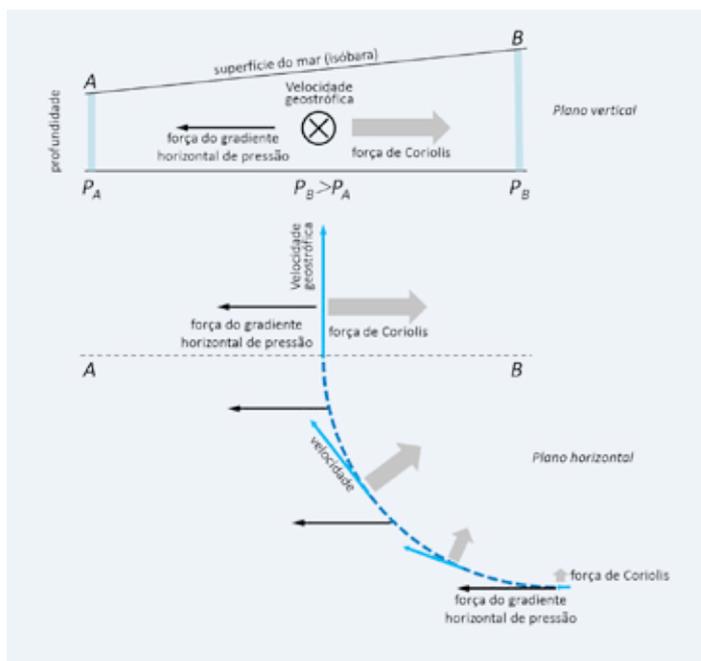


Fig. 2 – Ajuste geostrófico partindo da existência inicial de um gradiente horizontal de pressão. O movimento é acelerado, com a força de Coriolis a aumentar de magnitude defletindo a trajetória para a direita, até se atingir o balanço entre as forças – equilíbrio geostrófico. Está representado o plano horizontal da superfície do oceano (em baixo) e uma secção vertical com o equilíbrio geostrófico estabelecido (em cima). A corrente geostrófica representada é perpendicular ao plano da folha, para dentro do papel.

5. Escoamento induzido pelo vento

Nas camadas superficiais do oceano, das dezenas a poucas centenas de metros de profundidade, o equilíbrio geostrófico não deverá ser válido, pois a tensão do vento na superfície do oceano tem que ser tomada em consideração devido à sua magnitude, equiparável à força de Coriolis e aos gradientes horizontais de pressão. O escoamento induzido diretamente pelo vento foi explicado pelo oceanógrafo sueco Vagn Walfrid Ekman num trabalho publicado em 1905 nos *Arkiv för Matematik, Astronomi ock Fysik* com o título “On the Influence of the Earth's Rotation on Ocean Currents”. Assumiu um oceano sem declives nas isóbaras, logo sem gradientes horizontais de pressão nem correntes geostróficas, onde o termo que representa a variação na vertical do efeito do atrito à superfície tem magnitude idêntica ao termo de Coriolis. As equações a resolver serão então:

$$fv + A_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \text{ e } -fu + A_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = 0,$$

ou seja, “força de Coriolis + atrito = 0”, para a componente em x e y respetivamente. Corresponde a assumir um oceano hipotético, constituído por um número infinito de camadas horizontais, em que a camada superior está apenas sujeita à tensão do vento no topo e ao atrito (viscosidade turbulenta) com a camada imediatamente abaixo, estando as camadas em movimento sob a ação da força de Coriolis e o atrito horizontal desprezável ($A_x = A_y = 0$). A solução destas equações são expressões da velocidade u e v que representam uma espiral de velocidades que roda para a direita (esquerda no HS) em profundidade e diminui exponencialmente de intensidade, conhecida como Espiral de Ekman (Figura 3). A profundidade onde a corrente induzida pelo vento é oposta à velocidade à superfície é considerada a profundidade da camada de Ekman² e define, de forma arbitrária, aquilo que se considera o limite inferior de influência do vento no oceano. O modelo de Ekman descreve a resposta do oceano a um forçamento direto do vento, em escalas temporais curtas, de dias a semanas. Na escala climática, a influência do vento estende-se a muito maior profundidade, por processos que não são aqui descritos, sendo responsável pela circulação oceânica de larga escala. No modelo de Ekman, a velocidade da corrente à superfície faz um ângulo de 45° para a direita da direção do vento, mas a velocidade integrada em toda a camada de Ekman é de 90° para a direita do vento (esquerda no HS). A profundidade da camada de Ekman varia com a intensidade do vento e a latitude, mas valores típicos são entre 100 e 250 m. O efeito do vento em conjunto com a rotação da *Terra*, explicado por este “mecanismo de Ekman”, é o responsável pelo afloramento costeiro, ou “*coastal upwelling*” na terminologia internacional, que ocorre ao largo da costa portuguesa e que descrevemos na próxima secção.

² Na base da camada de Ekman a velocidade é oposta à velocidade à superfície e tem a intensidade de $e^{-\pi}$ (cerca de 1/23) da velocidade que o vento induz à superfície.

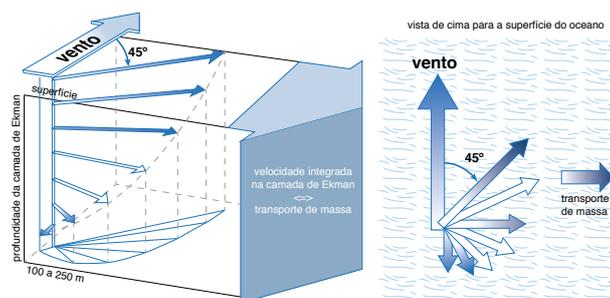


Fig. 3 – Representação esquemática tridimensional da espiral de Ekman (esquerda) e bidimensional visto de cima para a superfície do oceano (direita). Está também representado o transporte integrado de massa, que no hemisfério norte faz um ângulo reto para a direita relativamente ao vento (para a esquerda no hemisfério sul).

6. Processos físicos no oceano costeiro português e suas consequências

Ao largo da costa oeste da Península Ibérica, o regime de vento é de norte durante boa parte do ano, tipicamente de março a outubro, em grande medida controlado pela presença e intensificação da alta pressão do Açores. Logo, a velocidade integrada na camada superficial do oceano até onde se faz sentir o atrito do vento (camada de Ekman) fará um ângulo reto para a direita do vento, ou seja, será dirigida para o largo, em direção a oeste, de acordo com o mecanismo de Ekman. A presença da costa portuguesa a leste obriga a que a água transportada para o largo seja substituída por água mais fria, que aflora à superfície na região costeira, proveniente das camadas sub-superficiais (Figura 4a). Este é o mecanismo responsável pela ocorrência de águas frias ao longo do litoral português durante o verão (Figura 4b). Embora fria, esta água é rica em nutrientes e responsável pela alta produtividade do nosso oceano costeiro. Nos meses de pico do verão, o estabelecimento de uma baixa pressão de origem térmica na região central da Península Ibérica intensifica os ventos de norte ao longo da costa oeste e induz a sua curvatura para leste na região sudoeste da Portugal, originando ventos com uma componente de oeste no Algarve. Por isso também ocorre *upwelling* na costa sul de Portugal, mais intenso e frequente no barlavento, onde durante o verão as águas são consideravelmente mais frias do que no sotavento.

A água fria que aflora junto à costa é mais densa que a água mais quente ao largo, ocupando a mesma massa um volume menor. Como consequência, o nível do mar é mais baixo junto à costa que ao largo, originando um gradiente horizontal de pressão perpendicular à costa que, ao entrar em equilíbrio com a força de Coriolis (equilíbrio geostrófico), gera uma corrente para sul ao longo da costa, segundo o mecanismo descrito na Secção 4 (Figura 4c). Verifica-se que esta corrente geostrófica é consideravelmente

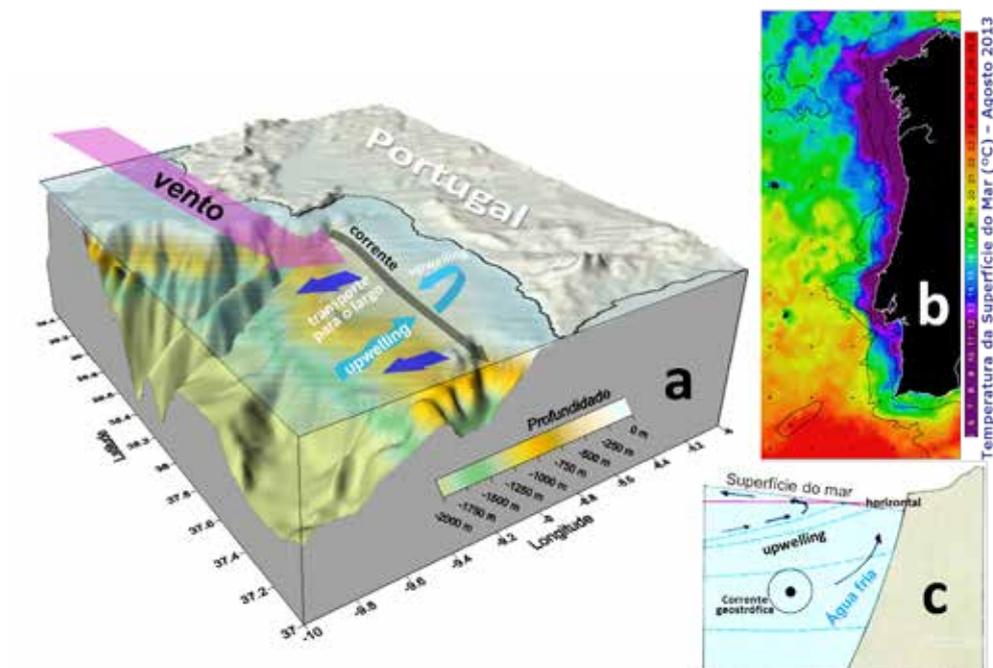


Fig. 4 – O afloramento costeiro (*upwelling*) ocorre ao longo da costa atlântica da Península Ibérica forçado por ventos de norte (a). A água costeira superficial é transportada para o largo e substituída por água fria de sub-superfície ao longo de toda a costa oeste (b). Em consequência da maior densidade desta água fria o nível do mar baixa junto à costa e o ajuste geostrofico induz uma corrente fria dirigida para sul, ou seja, para fora do papel (c).

mais intensa do que a corrente superficial para o largo induzida diretamente pelo mecanismo de Ekman. Desta forma, a resultante destes dois escoamentos é uma corrente relativamente bem alinhada com a costa, por vezes com uma componente para o largo, que transporta de norte para sul água fria, rica em nutrientes, com origem no afloramento costeiro.

São processos físicos como estes aqui descritos que, em larga medida, governam o funcionamento do ecossistema costeiro português e os processos biogeoquímicos que nele ocorrem. A compreensão e análise da física do oceano, em grande parte assente nas leis da mecânica, é por isso uma tarefa fundamental para uma gestão correta das águas costeiras.

7. Notas finais

Como verificámos, para explicar a circulação oceânica nas suas diferentes escalas, os conceitos da mecânica newtoniana são extensivamente aplicados. Neste texto de carácter introdutório e, por isso, necessariamente elementar, pretendemos apenas mostrar a metodologia utilizada para compreender a dinâmica do oceano. Focámos, em particular, os processos oceanográficos relevantes na circulação do oceano ao largo da Península Ibérica. As leis são aplicadas com diferentes graus de profundidade, conforme o fenómeno físico que se pretende estudar e o objetivo a atingir. Dependendo da natureza do fenómeno físico, muitas outras aproximações e simplificações são possíveis, tendo por base as equações do movimento do oceano. Em sentido contrário, muitos outros processos são por vezes

incluídos e associados a estas equações quando elas são utilizadas para fins de modelação hidrodinâmica de domínios oceânicos ou estuarinos. Nestes casos, as equações podem atingir uma enorme complexidade, até porque estamos a lidar com processos não lineares. Contudo, é possível explicar muitos processos físicos do oceano recorrendo a formas simplificadas. Por isso, a aplicação das leis da mecânica ao oceano apresenta bons exemplos de estudo para qualquer nível de ensino.

Não é possível entender o comportamento do oceano sem a física, que neste caso se chama Oceanografia Física. Este ramo da Oceanografia revela-se fundamental, pois o funcionamento físico do oceano condiciona todos os processos químicos e biológicos que integram o funcionamento dos ecossistemas marinhos. Concluimos, por isso, que os programas de física do ensino secundário poderão e deverão incluir conceitos de Física do Oceano, que podem ser usados como uma ferramenta pedagógica interdisciplinar capaz de atrair o interesse de muitos alunos pela Física e pelo Mar.



Paulo Relvas é licenciado em Física pela Fac. de Ciências da Universidade de Lisboa e doutorado em Oceanografia Física pela School of Ocean Sciences – University of Wales, Reino Unido. É professor auxiliar da Universidade do Algarve, regente de disciplinas física do oceano de diversos cursos de graduação e pós-graduação. É investigador do CCMAR – Centro de Ciências do Mar do Algarve. As áreas de investigação cobrem sobretudo os processos dinâmicos no oceano costeiro e os sistemas de afloramento costeiro.