

波浪对 Ekman 层的能量输入

吴克俭*, 杨忠良, 刘斌, 管长龙

中国海洋大学物理海洋实验室, 青岛 266100

* E-mail: kejianwu@ouc.edu.cn

收稿日期: 2007-04-09; 接受日期: 2007-07-27

国家重点基础研究计划项目(编号: 2005CB422302, 2005CB422307, 2007CB411806)和国家自然科学基金重大项目(批准号: 40490263)资助

摘要 基于海洋 Ekman 层流速剖面结构受波浪影响的 3 点观测事实, 研究了波浪对 Ekman 层的机械能输入, 在常涡粘系数的假定下得到了波浪对 Ekman 层能量输入的解析表达式. 研究表明, 海洋 Ekman 层的机械能输入包括两部分: 一是风应力对 Ekman 层的直接能量输入, 其受波浪的影响; 二是波浪对 Ekman 层的能量输入, 其与风应力、波浪参数和波向与风应力的相对方向有关. 估计了波浪对 Ekman 层能量输入的大小, 结果显示, 在中高风速和中高纬度条件下, 波浪对 Ekman 层的能量输入与不考虑波浪影响的 Ekman 层风能输入相比较可达 10% 以上, 在绕极流区可达 20% 以上; 在波浪方向与风应力方向不一致时波浪的能量输入更为显著. 给出了波浪对非定常 Ekman 层能量输入的计算公式. 研究结果在研究海浪的大尺度效应方面有启示意义.

关键词

Ekman 层
能量输入
风能输入
波浪能量输入

大气对海洋环流的能量输入是海洋能量平衡的核心问题. 自 Faller^[1]首先讨论了大洋环流的能量源之后, Watanabe 和 Hibiya^[2] 和 Alford^[3] 估计了风能对全球大洋近惯性运动的能量输入 (0.47~0.7 TW); Wunsch^[4] 和 Huang 等^[5] 估计了风应力对全球地转流的能量输入 (1 TW); Wang 和 Huang^[6] 利用经典的 Ekman 模型估计了风能对海洋次惯性运动的能量输入 (2.4 TW); 另外, Wang 和 Huang^[7] 还估计了风能对全球波浪的能量输入 (60 TW). 应当指出, 上述大气对海洋环流和波浪的能量输入是相互独立地研究的, 对于同时发生在海表面上的两种自然现象, 目前人们并不清楚波浪是否对 Ekman 层的风能输入有影响, 即使有影响也不了解其影响机制.

湍流摩擦力与 Coriolis 力相平衡的 Ekman 理论是风生大洋环流理论的基石之一, 其对于海洋上混合层的研究具有重要的意义, 也是研究大气对海洋能量输入的主要工具. 然而, 现场观测表明, 经典

Ekman 理论预测的流速剖面有 3 点与观测资料不符: (1) 海表面流速矢量与海面风应力的夹角位于 10°~45° 范围内, 而不是理论预测的 45° (Huang^[8]). Cushman-Roisin^[9] 指出了更小的角度范围是 5°~10°; (2) 在海面下 5~20 m 深度范围内, 流速矢量迅速向右偏转 (北半球), 其偏离风应力方向接近 75°, 即 Ekman 螺旋呈现所谓的 “flatten” 现象 (Price 和 Sundermeyer^[10]); (3) 流速随着深度增加迅速衰减 (Price 和 Sundermeyer^[10]).

最新的研究发现波浪对 Ekman 层流速剖面有关键的影响 (Lewis 和 Belcher^[11], Polton 等^[12]). 考虑地球旋转, 波浪将会产生一个作用于其下方水体的横向剪切应力 (Hasselmann^[13], Xu 和 Bowen^[14], Sun 等^[15]), 称之为 Coriolis-Stokes 力, 其为地转参数与 Stokes 漂流的矢量积. 理论结果显示, 将波浪诱导的 Coriolis-Stokes 力加入到 Ekman 动量平衡方程后, 所得流速剖面理论解与观测结果符合很好 (Lewis 和 Belcher^[11],

Polton 等 [12]). 这就为我们提供了一个重要启示: 既然大气对 Ekman 层的能量输入取决于风应力和 Ekman 层流场结构, 而波浪对 Ekman 层流场结构又有显著的影响, 一个自然的想法是, 波浪对 Ekman 层的能量输入亦应有重要的影响. 本文主要研究波浪对 Ekman 层的能量输入, 旨在从能量角度探讨波浪对大洋环流的驱动作用.

1 Ekman 层的能量平衡

1.1 能量平衡

为了研究波浪对 Ekman 层的能量输入, 在 Ekman 层动量方程中加入表面波浪的影响是非常重要的. Webber 和 Melson [16] 从尺度分析出发, 详细推导了波浪对平均流影响的动量方程; McWilliams 等 [17] 也论证推导了类似的结果, 即波浪对 Ekman 层的运动影响主要体现在波浪诱导的 Coriolis-Stokes 力. Coriolis-Stokes 力可以写为 $-zf \times U_s$, 这里 z 代表方向向上的单位矢量, f 是科氏参数, U_s 是由表面波浪产生的 Stokes 漂流. 对于单频深水重力波, 其振幅为 a , 波数为 k , 频率为 σ , 则其 Stokes 漂可以表示为 (Phillips [18])

$$U_s = U_{s,s} e^{2kz} \mathbf{k}, \quad U_{s,s} = a^2 \sigma \mathbf{k}, \quad (1)$$

这里 \mathbf{k} 代表单位波数矢量, $U_{s,s}$ 为海洋表面 Stokes 漂的速率. Stokes 深度为 $d_s = 1/(2k)$, 典型值是 5~10 m. 考虑波浪产生的 Coriolis-Stokes 力, 描述非常、非地转流的动量平衡方程为 (McWilliams 等 [17], Lewis 和 Belcher [11], Polton 等 [12])

$$\frac{\partial U}{\partial t} + f z \times (U + U_s) = \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial U}{\partial z} \right), \quad (2)$$

这里坐标系设置在平均海平面, $U = (u, v)$ 表示水平流速, A_z 表示垂直湍扩散系数, t 表示时间.

受波浪影响的 Ekman 层可以称之为 Ekman-Stokes 层 (Polton 等 [12]), 满足下面边界条件

$$\rho_w A_z \frac{\partial U}{\partial z} = \tau, z = 0; \quad U \rightarrow 0, z \rightarrow -\infty, \quad (3)$$

其中 ρ_w 为水的密度, τ 表示表面风应力. 将方程 (2) 两端同时点乘 $\rho_w U$, 然后将 $z = -\infty$ 到 $z = 0$ 积分得到能量平衡方程:

$$\frac{dE}{dt} = E_w + E_s - D, \quad (4)$$

其中

$$E = \rho_w \int_{-\infty}^0 \frac{1}{2} |U|^2 dz, \quad E_w = \tau \cdot U(0),$$

$$E_s = \rho_w \int_{-\infty}^0 (-f z \times U_s) \cdot U dz, \quad \text{和} \quad D = \rho_w \int_{-\infty}^0 A_z \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right|^2 dz, \quad (5)$$

分别代表 Ekman-Stokes 层的总能量、风能的输入率、波浪的能量输入率和能量耗散率. E_w 是由于风应力的直接做功产生的能量输入. 和经典的 Ekman 模型的能量平衡相比 (Wang 和 Huang [6]), 由波浪诱导的 Coriolis-Stokes 力产生的波浪能量输入 E_s 被引入到能量平衡中来, 由于 Coriolis-Stokes 来源于由风应力产生的波浪, 因此, 波浪能量输入项 E_s 可以看作是风应力间接产生的能量输入.

对于定常 Ekman 层, $E_w + E_s = D$, 表示能量的输入和耗散互相平衡, 风能的输入和波浪的能量输入维持湍流和混合.

1.2 定常解

假设垂直湍扩散系数为一常量, 并且用复数形式表示各个量, 即用 $U = (u, v)$, $U_s = (u_s, v_s)$ 和 $\tau = (\tau_x, \tau_y)$ 分别表示 $U = u + iv$, $U_s = u_s + iv_s$ 和 $\tau = \tau_x + i\tau_y$, 则方程 (2) 的定常解为

$$U = W_e + W_{es} + W_s, \quad (6)$$

$$W_e = \frac{\tau}{\rho_w A_z j} e^{jz}, \quad W_{es} = -\frac{2kj U_s(0)}{(2k)^2 - j^2} e^{jz},$$

$$W_s = \frac{j^2 U_s(0)}{(2k)^2 - j^2} e^{2kz}. \quad (7)$$

其中 $j = (1+i)/d$, $d = \sqrt{2A_z/f}$. 方程 (7) 的结果对南北半球均适合, 对北半球 $f > 0$, 对南半球 $f < 0$, 而 Ekman 深度定义为

$$d_e = \sqrt{\frac{2A_z}{|f|}}. \quad (8)$$

第一项 W_e 是不考虑波浪影响的 Ekman 解, W_{es} 和 W_s 是考虑了 Coriolis-Stokes 力后新生成的项. 作为 Coriolis-Stokes 力产生的特殊解, W_s 在整个 Stokes 深

度上衰减. 更重要的是产生了 Ekman-Stokes 分量 W_{es} , 它在 Ekman 深度上衰减, 从而在整个 Ekman 深度上改变了 Ekman 层的流廓线.

既然上述第二和第三项都是由于方程(2)中考虑了 Coriolis-Stokes 力后产生的, 我们有足够的理由相信他们对 Ekman 层的能量输入亦有重要作用.

1.3 风能输入 E_w

由上述定常解可得到 Ekman 层的风能输入 E_w , 它可以表示为以下 3 部分之和:

$$E_w = E_{w,1} + E_{w,2} + E_{w,3}, \quad (9)$$

$$E_{w,1} = \frac{|\tau|^2}{\rho_w d_e |f|}, \quad E_{w,2} = -\tau \cdot U_s(0) f_1(c), \quad (10)$$

$$E_{w,3} = \pm z \cdot (\tau \times U_s(0)) f_2(c) \begin{pmatrix} +: f > 0 \\ -: f < 0 \end{pmatrix},$$

这里 $f_1(c)$ 和 $f_2(c)$ 可以表示为

$$f_1(c) = \frac{c+2}{(c+1)^2+1}, \quad f_2(c) = \frac{c}{(c+1)^2+1}. \quad (11)$$

其中无量纲参数 c 定义为 Ekman 深度和 Stokes 漂深度之比:

$$c = \frac{d_e}{d_s}. \quad (12)$$

我们称之为 Ekman-Stokes 深度数以区别 Ekman-Stokes 数 (McWilliams 和 Restrepo^[19]).

风应力输入到 Ekman-Stokes 层的能量包括 3 部分, 第一项 $W_{w,1}$ 是风能输入经典 Ekman 层的能量 (Wang 和 Huang^[6]), 第二项和第三项 ($E_{w,2}$ 和 $E_{w,3}$) 是由于波浪的作用产生的风能输入项, 它们不但与无量纲参数 c 有关, 还和风应力与 Stokes 漂夹角有关. 夹角越小, 第三项 $E_{w,3}$ 越趋近于 0. 在本文的具体计算中, 我们假设风应力和 Stokes 漂的方向一致. 虽然在实际海洋中这一假设并不正确, 但是观测数据和海浪模式表明, 它们夹角很小. 在此前提下, 第三项消失, 第二项变成:

$$E_{w,2} = -|\tau| |U_s(0)| f_1(c). \quad (13)$$

此时有两种情况, 当 $c \rightarrow \infty$ 时, 即 Ekman 层深度远远大于 Stokes 漂深度时, $E_{w,2}$ 趋近于零, Coriolis-Stokes 力作用消失, 风能输入退化为经典 Ekman 层的风能输入 $E_{w,1}$; 当 $c \rightarrow 0$ 时, 即 Ekman 层深度远远小

于 Stokes 漂深度时, $E_{w,2} = -|\tau| |U_s(0)|$, 此种情形或许代表了涌浪在浅的风生 Ekman 层中的传播情况 (Polton 等^[12]).

1.4 波浪产生的能量输入 E_s

由上述定常解同样可以得到波浪对 Ekman 层的能量输入:

$$E_s = E_{s,1} + E_{s,2} + E_{s,3}, \quad (14)$$

$$E_{s,1} = \rho_w |f| d_s |U_s(0)|^2 f_3(c), \quad E_{s,2} = \tau \cdot U_s(0) f_1(c), \quad (15)$$

$$E_{s,3} = \pm z \cdot (\tau \times U_s(0)) f_2(c) \begin{pmatrix} +: f > 0 \\ -: f < 0 \end{pmatrix},$$

这里 $f_3(c)$ 表示为

$$f_3(c) = \frac{c^2(c^3 - c^2 + 2)}{(c^4 + 4)[(c+1)^2 + 1]}. \quad (16)$$

波浪产生的能量输入也分为 3 部分, 第一项 $E_{s,1}$ 取决于表面 Stokes 漂的量级, 其可以视为 Stokes 漂流自身携带机械能的一部分; 第二项 $E_{s,2}$ 和第三项 $E_{s,3}$ 可以视为风应力对 Stokes 漂流做功的一部分. 波浪产生的能量 ($E_{s,2}$) 和风能输入的第二项 ($E_{w,2}$) 相比, 两者数量相等, 符号相反. 第三项 ($E_{s,3}$) 和风能输入第三项完全一致.

在风应力和波浪方向一致的前提下, $E_{s,3}$ 消失, $E_{s,2}$ 变为

$$E_{s,2} = |\tau| |U_s(0)| f_1(c). \quad (17)$$

对于 $c \rightarrow \infty$ 和 $c \rightarrow 0$ 两种情形 $E_{s,2}$ 均趋向于零, 如果风应力和 Stokes 漂之间有夹角, 第三项 $E_{s,3}$ 在上面提到的两种情况下也均趋向于零.

应指出, 当 $c \rightarrow 0$ 时, 波浪产生的能量输入第二项变为 $E_{s,2} = \tau \cdot U_s(0)$. 从物理机制上说, 在实际海洋中, 当涌浪在浅的风生 Ekman 层上传播时, 由 Coriolis-Stokes 力做功产生的能量输入可以由直接作用在 Stokes 漂上的风应力做功来完成.

1.5 总的能量输入 E_{tot}

总的能量输入表达式为

$$E_{tot} = E_s + E_w = \frac{|\tau|^2}{\rho_w d_e |f|} + \rho_w |f| d_s |U_s(0)|^2 f_3(c). \quad (18)$$

总的能量输入只包括风能输入的第一项 $E_{w,1}$ 和波浪

产生的能量输入的第一项 $E_{s,1}$. 和风对经典 Ekman 层的能量输入($E_{w,1}$)相比, 总能量输入多了一项 $E_{s,1}$. 风能输入的第二项和波浪产生的能量输入第二项互相抵消, 表明他们对总能量输入没有贡献, 还表示 Coriolis-Stokes 力不但对输入到 Ekman 层的总能量有影响, 而且在混合层风能输入和波浪的能量输入之间的转换上也起着重要的作用. 与经典 Ekman 层相比, 风能输入减少的部分 $E_{w,2}$ 就是通过 Coriolis-Stokes 力转化为由波浪产生能量输入部分. 当 $c \rightarrow \infty$ 和 $c \rightarrow 0$ 时, $f_3(c) \rightarrow 0$, 所以, 在此两种极限情形下, 总能量输入退化为风输入到经典 Ekman 层的能量. 因此, 不论 $d_e \gg d_s$ 或者 $d_e \ll d_s$, 波浪对 Ekman 层的能量输入都可以忽略.

2 波浪对 Ekman 层的能量输入

为了估计波浪对能量输入的影响, 考虑两个比值. 第一个比值(R_1)是波浪产生的能量输入第一项 $E_{s,1}$ 与风应力对经典 Ekman 层的能量输入 $E_{w,1}$ 之比, 它表示波浪对 Ekman 层的能量输入贡献大小. 第二个比值(R_2)是 $E_{s,2}$ 与 $E_{w,1}$ 之比, 它表示和经典 Ekman 层能量输入相比, 能量输入减少的量, 或者说是在 Ekman-Stokes 层中, 被 Coriolis-Stokes 力转移了多少能量.

2.1 $E_{s,1}$ 与 $E_{w,1}$ 之比(R_1)

第一个比值为

$$R_1 = \left(\frac{\rho_w d_s |f| |U_s(0)|}{|\tau|} \right)^2 c f_3(c). \quad (19)$$

可以看出, 它与 Stokes 漂、风应力、Stokes 漂深度和 Ekman 深度有关. 首先, 由于没有方法直接计算 Ekman 深度, 也没有直接的观测数据来表示 A_z , 我们采用经验公式 $d_e = \gamma u_{*w} / f$, 这里 u_{*w} 表示水的摩擦速度, 由 $u_{*w} = \sqrt{|\tau| / \rho_w}$ 定义, γ 是无量纲常数, 通常 0.4 为普遍接受的 γ 数值, 在某些特定海洋条件下 γ 取值在 0.25~0.4 之间 (Cushman-Roisin^[9], Price 和 Sundermeyer^[10]). 最近 Wang 和 Huang^[6] 利用 6 组观测数据拟合的 γ 值为 0.5. 本文中我们取中间值 $\gamma = 0.38$ (介于 0.25~0.5 之间) 来估计 Ekman 深度:

$$d_e = 0.38 \frac{u_{*a}}{f} \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w}}, \quad (20)$$

这里 ρ_a 是空气密度, u_{*a} 是空气摩擦速度.

其次, Stokes 漂是由波浪性质决定的, Komen 等^[20]基于一些观测数据给出了一系列的波浪成长关系式. 我们利用充分成长的波浪振幅和频率关系式:

$$\frac{g^2 d^2}{4u_{*a}^4} = 1.1 \times 10^3, \quad \frac{\sigma u_{*a}}{g} = 2\pi \times 5.6 \times 10^{-3}, \quad (21)$$

来估计 Stokes 漂的深度以及 Ekman-Stokes 深度数

$$d_s = \frac{g}{2\sigma^2}, \quad c = \frac{0.76\sigma^2 u_{*a}}{gf} \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w}}. \quad (22)$$

最后, 风应力可以由海面 10 m 处风速 U_{10} 和拖曳系数表示 $|\tau| = \rho_a C_D U_{10}^2$, C_D 通常由 10 m 处风速 U_{10} 和摩擦速率表示, $u_{*a} = \sqrt{C_D} U_{10}$, 所以 R_1 可以直接由 U_{10} 表示.

图 1 给出了在 4 条纬度线(15°, 30°, 45°, 60°)上, R_1 随风速的变化情况. 可以看出在中高纬度地区、中等风速如 $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 情况下, 由波浪产生的能量输入占到了经典 Ekman 层风能输入的 4%~7%; 对于更高的风速如 $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 和纬度 60°, 波浪的能量输入可达到 20% 以上, 表明波浪对 Ekman 层的能量输入在海洋上混合层的能量平衡讨论中是不可忽略的, 在绕极流区, 波浪是必需考虑的重要因素.

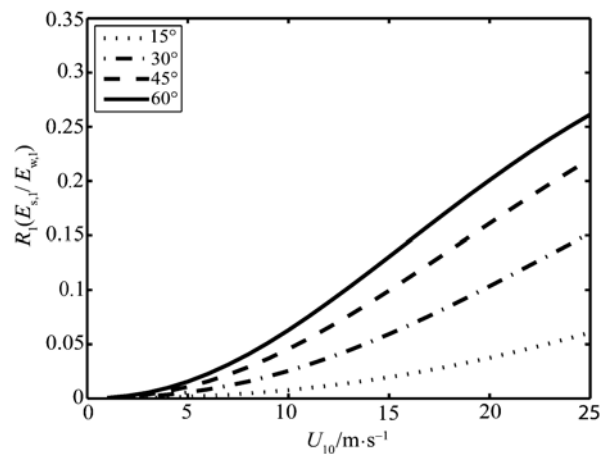


图 1 在 4 条纬度上(15°, 30°, 45°, 60°) R_1 随着风速 U_{10} 的变化情况

2.2 $E_{s,2}$ 与 $E_{w,1}$ 之比(R_2)

第二个比值为

$$R_2 = \frac{\rho_w d_e |f| |U_s(0)|}{|\tau|} f_1(c). \quad (23)$$

和上述的讨论一样, 式中所有的物理量 d_e , $|U_s(0)|$, $|\tau|$ 和 $f_1(c)$ 都可以由 10 m 处风速 U_{10} 推出, 所以 R_2 也可以直接由 U_{10} 得到, 因此在 Ekman-Stokes 层中被 Coriolis-Stokes 力转移的能量输入也可以得到.

图 2 表示在 4 条不同纬度上 (15° , 30° , 45° , 60°) R_2 随着风速 U_{10} 的变化情况. 在纬度 45° 上, 风速取 $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 则 $R_2=0.21$, 表明被波浪转移的能量输入在经典 Ekman 层的风能输入中占有相当大的比重.

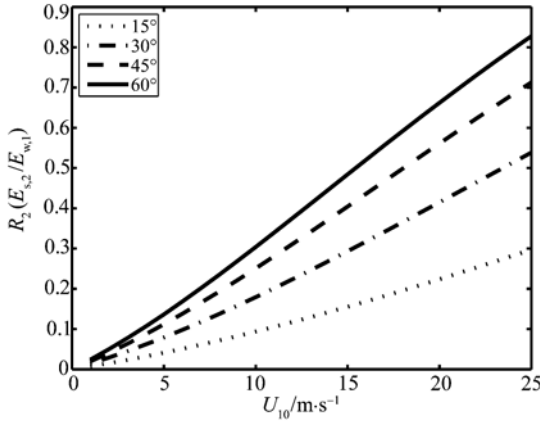


图 2 在 4 条纬度线上 (15° , 30° , 45° , 60°) R_2 随着风速 U_{10} 的变化情况

3 非定常 Ekman-Stokes 层中的能量输入

3.1 风对经典 Ekman 层的能量输入

采用复数的形式和傅氏变换, $U = u + iv$, $\tau = \tau_x + i\tau_y$, $U = \sum_{-\infty}^{\infty} U_n e^{i\omega_n t}$, $\tau = \sum_{-\infty}^{\infty} T_n e^{i\omega_n t}$, $\omega_n = \frac{2\pi}{n} T$, 我们可以得到不考虑波浪影响的、第 n 个分量的动量方程 (Wang 和 Huang^[6])

$$i(f + \omega_n)U_n = A_z \frac{d^2 U_n}{dz^2}. \quad (24)$$

相应的风能输入为

$$E_w^n = \frac{|T_n|^2}{\rho_w |f + \omega_n| d_e^n}, \quad (25)$$

这里 $d_e^n = \sqrt{2A_z / |f + \omega_n|}$ 代表第 n 个分量的 Ekman 深度, 总的风能输入为

$$E_w = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{|T_n|^2}{\rho_w \sqrt{|f + \omega_n|} d_e}. \quad (26)$$

3.2 Ekman-Stokes 层的能量输入

为了计算输入到 Ekman-Stokes 层的能量, 仍然采用复数形式和傅氏变换, Stokes 漂可以表示为 $U_s = u_s + iv_s = \sum_{-\infty}^{\infty} X_n e^{i\omega_n t}$, 那么第 n 个分量的动量方程为

$$i(f + \omega_n)U_n + i f X_n = A_z \frac{d^2 U_n}{dz^2}. \quad (27)$$

(i) 风能输入. 第 n 个分量的风能输入为

$$E_w^n = \frac{|T_n|^2}{\rho_w d_e^n |f + \omega_n|} - \frac{f}{f + \omega_n} |T_n| |X_n(0)| f_1(c_n). \quad (28)$$

(ii) 波浪的能量输入. 波浪产生的第 n 个分量的能量输入为

$$E_s^n = \rho_w \frac{f^2}{|f + \omega_n|} d_s^n |X_n(0)|^2 f_3(c_n) + \frac{f}{f + \omega_n} |T_n| |X_n(0)| f_1(c_n). \quad (29)$$

(iii) 总的能量输入. 第 n 个分量的总的能量输入为

$$E_{\text{tot}}^n = \frac{|T_n|^2}{\rho_w d_e^n |f + \omega_n|} + \rho_w \frac{f^2}{|f + \omega_n|} d_s^n |X_n(0)|^2 f_3(c_n). \quad (30)$$

注意所有的 c_n 中的 f 都要用 $f + \omega_n$ 代替, 因此

$$c_n = \frac{d_e^n}{d_s^n} = \frac{d_e}{d_s} \sqrt{\frac{|f|}{|f + \omega_n|}}. \quad (31)$$

利用方程 (28)~(30) 就可以计算出所有的风能输入和波浪的能量输入.

4 考虑波向和风向不一致的情况

以上的计算是基于风应力方向和 Stokes 漂方向一致的前提下得到的, 只有在两方向一致的前提下, 风能输入和波浪的能量输入的第三项 $E_{w,3}$ 与 $E_{s,3}$ 才为 0, 下面讨论风应力方向和 Stokes 漂方向有一定夹角的情形.

风能输入与波浪产生的能量输入为

$$E_w = E_{w,1} + E_{w,2} + E_{w,3}, \quad (32)$$

$$E_{w,1} = \frac{|\tau|^2}{\rho_w d_e |f|}, E_{w,2} = -\tau \cdot U_s(0) f_1(c),$$

$$E_{w,3} = \pm z \cdot (\tau \times U_s(0)) f_2(c) \begin{pmatrix} +: f > 0 \\ -: f < 0 \end{pmatrix}, \quad (33)$$

$$E_s = E_{s,1} + E_{s,2} + E_{s,3}, \quad (34)$$

$$E_{s,1} = \rho_w |f| d_s |U_s(0)|^2 f_3(c), E_{s,2} = -E_{w,2}, E_{s,3} = E_{w,3}. \quad (35)$$

可以看出 $E_{w,2}$ 和 $E_{w,3}$ 都依赖于 Ekman-Stokes 深度数、Stokes 漂、风应力以及波向和风向的相对位置. 假设在南半球 ($f < 0$), 当风应力方向偏左(右)方垂直于 Stokes 漂的方向, 则第二项 $E_{w,2}$ 将会消失, 而第三项 $E_{w,3}$ 将会达到最大值(最小值). 这种情况只会出现在涌浪占主导的区域.

对于 $E_{w,2}$ 和 $E_{w,3}$ 有两种极限情形. 首先考虑 $c \rightarrow \infty$, 即 Ekman 深度远远大于 Stokes 漂的深度, 此时 $E_{w,2}$ 和 $E_{w,3}$ 均趋向于零, 这表示波浪的作用消失, 风能输入 E_w 退化为风能输入到经典 Ekman 层的能量 $E_{w,1}$. 其次考虑 $c \rightarrow 0$ 时, 即 Ekman 深度远远小于 Stokes 漂的深度, 此时, $E_{w,2}$ 变为 $-|\tau||U_s(0)|$, 而 $E_{w,3}$ 变为零.

由公式(32)~(35)可以得到总的能量输入为

$$E_{tot} = E_{w,1} + E_{s,1} + 2E_{s,3}. \quad (36)$$

为考虑波浪对 Ekman 层的能量输入, 引入 2 个新的比值 R_3 和 R_4 , R_3 为 $E_{s,3}$ 与 $E_{w,1}$ 之比, R_4 为 $E_{s,1} + 2E_{s,3}$ 与 $E_{w,1}$ 之比. R_3 可以表示为

$$R_3 = \frac{\rho_w d_e |f| |U_s(0)| \sin(\theta)}{|\tau|} f_2(c), \quad (37)$$

而 $R_4(R_4 = R_1 + 2R_3)$ 可以由 R_1 和 R_3 计算得到, 这里 θ 代表 Stokes 漂方向相对于风应力方向右偏的角度.

比值 R_3 表示由于角度 θ 变化而引起的波浪对 Ekman 层能量输入的变化情况, R_4 表示的是当风应力方向和波浪方向不一致时输入的总能量的变化情况. 这些比值都依赖于 Stokes 漂、风应力、Ekman-Stokes 深度数和夹角 θ . 进一步假设 θ 的范围为 -90° 到 90° , 图 3(a)~(c) 分别表示在南纬 45° , R_2 , R_3 和 R_4 随着风速 U_{10} 和夹角 θ 的变化情况.

从图 3(a)可以看出, 对于固定的风速, 在风能输入和波浪产生的能量输入之间转移的能量随着 θ 从

$0^\circ \sim 90^\circ$ 或者 -90° 的变化而减少, 在 0° 时达到最大. 当风应力和 Stokes 漂方向垂直时没有能量的转移. 在 $\theta = 0^\circ$ 时, 转移的能量比增加的能量大许多. 例如, 取 $U_{10} = 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 纬度为南纬 45° , 则 $R_1 = 8\%$, 而 $R_2 = 36\%$. 图 3(b) 表示波向和风向夹角 θ 在波浪产生的能量输入中的作用. R_3 随着 θ 从 -90° 到 90° 而减少, 在 $\theta = 0^\circ$ 时, R_3 也为 0. 在南半球, 当 Stokes 漂方向相对于风应力向右偏时夹角 θ 的存在对总的能量输入是增加的, 北半球和南半球正好相反. 图 3(c) 表示相对于经典 Ekman 层的风能输入, 波浪产生能量总的增加量, 同时也包括 θ 的作用. 总增加的能量既可以是正的也可以是负的, 这依赖于 Stokes 漂方向和风应力方向的夹角 θ . 研究发现夹角 θ 的作用在总的能量输入中有时起着比 $E_{w,1}$ 更大的作用.

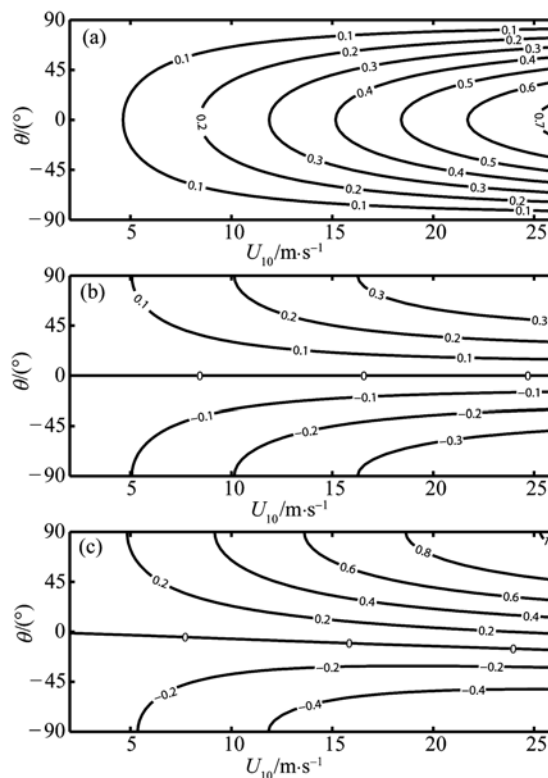


图 3 在南纬 45° , R_2 (a), R_3 (b) 和 R_4 (c) 随着风速 U_{10} 和夹角 θ 的变化情况

5 讨论与结论

本文研究了波浪对 Ekman 层的能量输入, 在常涡粘系数的假设下得到了波浪对 Ekman 层能量输入的理论表达式, 结果显示, 在中高纬度和风速较大的

情况下, 波浪对 Ekman 层的能量输入可达到与风能输入可比较的量级. 特别需要指出的是, 在南极绕极流区(ACC), 波浪对 Ekman 层的能量输入可达到经典 Ekman 层风能输入的 20% 以上. 因此, 在中高纬度地区如西风带等, 波浪对海洋能量平衡的研究具有重要意义.

尽管波浪的能量亦来自于大气, 考虑波浪的作用后, 大气对 Ekman 层的总能量输入可分为两部分: 一是直接的大气能量输入 E_w (其亦受波浪的影响); 二是波浪的能量输入 E_s . 考虑波浪影响的大气对 Ekman 层的总能量输入与不考虑波浪影响的总能量输入相比, 在中高纬度和风速较大的情况下, 波浪的影响是巨大的. McWilliams 和 Restrepo^[19] 早已讨论了波浪对大洋环流的驱动作用, 从质量或体积输运角

度论证了波浪驱动的大洋环流对整个风生大洋环流的贡献. 本文从能量角度再一次印证了波浪对大洋环流的驱动作用是不能忽视的.

特别需要指出的是, 当波浪方向与风应力方向不一致时, 波浪对 Ekman 层的能量输入呈现特别的结果. 最近, Chen 等^[21] 通过卫星资料发现了大洋东边界涌浪强化的结果, 从而, 波浪对 Ekman 层的能量输入在大洋东部可能有独特的影响.

本文的缺憾是利用了常涡粘系数, 但利用依赖水深的涡粘系数涉及到非常复杂的计算, 将在今后的工作中进一步研究. 另外, 本文利用充分成长的波浪参量和风参量关系式估计了波浪对 Ekman 层的能量输入, 实际计算时应该利用模式结果或波浪观测资料以更精确地计算波浪对 Ekman 层的能量输入.

致谢 与中国海洋大学物理海洋实验室王伟教授做过多次有益讨论, 在此深表感谢.

参考文献

- 1 Faller A J. Sources of energy for the ocean circulation and a theory of the mixed layer. Proc. Fifth U. S. Congress of Applied Mechanics. Minneapolis: ASME, 1968. 651—762
- 2 Watanabe M, Hibiya T. Global estimates of the wind-induced energy flux to inertial motions in the surface mixed layer. Geophys Res Lett, 2002, 29: 1239, doi: 10.1029/2001GL014422
- 3 Alford M H. Improved global maps and 54-year history of wind-work on ocean inertial motions. Geophys Res Lett, 2003, 30: 1424, doi: 10.1029/2002GL016614
- 4 Wunsch C. The work done by the wind on the oceanic general circulation. J Phys Oceanogr, 1998, 28: 2332—2340 [DOI](#)
- 5 Huang R X, Wang W, Liu L L. Decadal variability of wind energy to the world ocean. Deep Sea Res II -Top Stud Oceanogr, 2006, 53: 31—41 [DOI](#)
- 6 Wang W, Huang R X. Wind energy input to the Ekman layer. J Phys Oceanogr, 2004, 34: 1267—1275 [DOI](#)
- 7 Wang W, Huang R X. Wind energy input to the surface waves. J Phys Oceanogr, 2004, 34: 1276—1280 [DOI](#)
- 8 Huang N E. On surface drift currents in the ocean. J Fluid Mech, 1979, 91: 191—208 [DOI](#)
- 9 Cushman-Roisin B. Introduction to geophysical fluid dynamics. Printice-Hall Inc., 1994. 73
- 10 Price J F, Sundermeyer M A. Stratified Ekman layers. J Geophys Res, 1999, 104: 20467—20494 [DOI](#)
- 11 Lewis D M, Belcher S E. Time-dependent, coupled, Ekman boundary layer solutions incorporating Stokes drift. Dyn Atmos Oceans, 2004, 37: 313—351 [DOI](#)
- 12 Polton J A, Lewis D M, Belcher S E. The role of wave-induced Coriolis-Stokes forcing on the wind-driven mixed layer. J Phys Oceanogr, 2005, 35: 444—457
- 13 Hasselmann K. Wave-driven inertial oscillations. Geophys Fluid Dyn, 1970, 1: 463—502
- 14 Xu Z G, Bowen A J. Wave- and wind-driven flow in water of finite depth. J Phys Oceanogr, 1994, 24: 1850—1866 [DOI](#)
- 15 孙孚, 张成春, 王伟, 等. 海浪波生切应力及其对流驱动作用的估计. 中国科学 D 辑, 地球科学, 2003, 33(8): 791—798
- 16 Webber J K, Melson A. Volume flux induced by wind and waves in a saturated sea. J Geophys Res, 1993, 98: 4739—4745
- 17 McWilliams J C, Sullivan P P, Moeng C H. Langmuir turbulence in the ocean. J Fluid Mech, 1997, 334: 1—30 [DOI](#)
- 18 Phillips O M. The Dynamics of the Upper Ocean. Cambridge: Cambridge University Press, 1977. 336
- 19 McWilliams J C, Restrepo J M. The wave-driven ocean circulation. J Phys Oceanogr, 1999, 29: 2523—2540 [DOI](#)
- 20 Komen G J, Cavaleri L, Donelan M, et al. Dynamics and Modeling of Ocean Waves. Cambridge University Press, 1994. 532
- 21 Chen G, Chapron B, Ezraty R, et al. A global view of swell and wind sea climate in the ocean by satellite altimeter and scatterometer. J Atmos Oceanic Technol, 2002, 19: 1849—1859 [DOI](#)