

黄海冷水团环流结构及生成机制研究

—— I. 0 阶解及冷水团的环流结构

袁业立 李惠卿

(国家海洋局第一海洋研究所, 青岛 266003)

摘 要

本工作对黄海冷水团环流结构及其生成机制进行了探讨. 在所建立的浅海非线性热生环流模型的基础上, 通过求解动力学-热力学控制方程组, 得到一个较完整的解析解. 结果表明, 风的搅拌作用和潮混合作用是形成冷水团热结构的主要机制. 另外, 冷水团垂向-径向环流只在温跃层附近很薄的水层(称为“环流壳”)中进行, 这是夏季冷水团之所以稳定存在的一个重要维持机制.

关键词 浅海非线性热生环流、风搅拌、潮混合、台型等温线、环流壳

黄海冷水团环流是中国陆架海重要的环流分量之一. 在过去的几十年中, 人们在冷水团的成因及其环流特性方面做了大量的诊断描述工作^[1-3]. 在动力机制上也有了相当的探讨^[4-7], 但结果或者是局部的, 或者不能合理地解释冷水团热结构的主要特征和维持机制, 至今还缺乏一个关于冷水团环流结构的完整的解析解. 因此, 仍需对其作系统的深入研究.

黄海冷水团环流作为一个典型的陆架浅海非线性热生环流, 它在海面热收支、各种湍流混合(风混合、潮混合等)及海底地形等因素的综合作用下形成了自身的热结构及相应的海水运动形式. 从本文的结果可以看出, 在浅海区较发达的潮混合与上层风混合是形成冷水团热结构不可与缺的两项重要机制, 上均匀层和跃层的存在主要取决于风混合机制, 潮混合效应使得下层低温水体范围增大, 等温线在边缘部分向上抬升.

1 黄海冷水团热结构的控制方程

按文献[4]所做的资料分析和量级比较可知, 黄海冷水团是一个典型的浅海热生环流, 考虑到地形、加热条件以及派生的热结构和环流结构的轴对称性, 这个环流可用如下非线性非定常方程来描述:

$$u = B \cdot \frac{\partial}{\partial z_0} \left(\frac{\partial T}{\partial r_0} \right), \quad (1.1)$$

$$v = \frac{Bf}{A_v} \cdot \int_{H(r_0)}^{z_0} \left(\frac{\partial T}{\partial r_0} \right) dz_0, \quad (1.2)$$

$$w = B \cdot \frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial r_0} \left(r_0 \frac{\partial T}{\partial r_0} \Big|_{z_0}^0 \right), \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T}{\partial t} + B \left\{ \frac{\partial^2 T}{\partial r_0 \partial z_0} \cdot \frac{\partial T}{\partial r_0} + \frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial r_0} \left(r_0 \frac{\partial T}{\partial r_0} \Big|_{z_0}^0 \right) \frac{\partial T}{\partial z_0} \right\} \\ &= \frac{\partial}{\partial z_0} \left(K \frac{\partial T}{\partial z_0} \right). \end{aligned} \quad (1.4)$$

其中 $B = \frac{g\alpha A_v}{f^2}$ 为一组合系数, g 为重力加速度, f 为柯氏参数, α 为海水热膨胀系数, A_v 为垂直涡动粘性系数, $K(t, r_0, z_0)$ 为垂直涡动热传导系数, $H(r_0)$ 为海底地形函数:

在文献[4]中作者曾指出, 黄海冷水团实测资料无一例外地表明, 其等温线呈台状分布, 台型等温线的台面略向下凹, 约与地形有相似的变化趋势, 我们的数值模拟所得到的温度结构也显示出这一特点¹⁾. 在这种情况下, 为使问题进一步简化, 引入 σ 坐标如下:

$$r = r_0, z = -z_0/H(r_0).$$

在新坐标系中, 海盆变成一深度为 1 的圆柱体, 其中的水温分布满足方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T}{\partial t} + B \left\{ \left(\frac{\partial T}{\partial r} - \frac{H'}{H} z \frac{\partial T}{\partial z} \right) \left(-\frac{1}{H} \right) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T}{\partial r} - \frac{H'}{H} z \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right. \\ & + \left. \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} - \frac{H'}{H} z \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(r \left(\frac{\partial T}{\partial r} - \frac{H'}{H} z \frac{\partial T}{\partial z} \right) \Big|_z^0 \right) \left(-\frac{1}{H} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right\} \\ &= \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(K_v(t, r, z) \frac{\partial T}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (1.5)$$

由于在 σ 坐标中等温线十分平坦, 相对于 $\frac{H'}{H} z \frac{\partial T}{\partial z}$ 项而言, $\frac{\partial T}{\partial r}$ 项较小, 这样方程

(1.5) 可简化为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T}{\partial t} + B \left\{ \left(-\frac{H'}{H} z \frac{\partial T}{\partial z} \right) \left(-\frac{1}{H} \right) \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{H'}{H} z \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right. \\ & + \left. \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} - \frac{H'}{H} z \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(r \frac{H'}{H} z \frac{\partial T}{\partial z} \right) \left(-\frac{1}{H} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right\} \\ &= \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(K_v(t, r, z) \frac{\partial T}{\partial z} \right), \end{aligned}$$

整理得

1) 李惠卿, 中国科学院海洋研究所博士论文, 1990.

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{B}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{H'}{H} z \frac{\partial T}{\partial z} \right) \cdot \frac{1}{H} \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(K_v(t, r, z) \frac{\partial T}{\partial z} \right). \quad (1.6)$$

方程(1.6)的解依赖于所规定的边界条件和初始条件,这些定解条件是:

$$\text{初始时刻} \quad t=0, T=T(r, z), \quad (1.7)$$

$$\text{在海面} \quad z=0 \text{ 上, } \frac{\partial T}{\partial z} = - \frac{Q(r, t) H(r)}{K_v(t, r, 0) c_p \rho_0}, \quad (1.8)$$

$$\text{在海底} \quad z=-1 \text{ 上, } \frac{\partial T}{\partial z} = x(t, r), \quad (1.9)$$

其中, $Q(r, t)$ 为单位时间内单位海平面上的热输入, c_p 为海水的定压比热, ρ_0 为平均密度. 当 $x(t, r)=0$ 时, 表示海底为绝热的.

引入如下无量纲化尺度:

$$[z]=1, [r]=L, [H]=-H_0, [t]=c, [K_v]=K_0, [T]=\theta,$$

方程(1.6)的无量纲形式为

$$\epsilon \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} - \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{H'}{H} z \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right) \frac{1}{H} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{K}_v \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right), \quad (1.10)$$

其中, $\epsilon = H_0^3 / c K_0$, $\mu = -BH_0 \theta / L^2 K_0$, $B = g\alpha A_v / f^2$. 取特征参数 $L = 80 \text{ km} = 8 \times 10^6 \text{ cm}$ (中心到最大流速环的距离), $H_0 = -55 \text{ m} = -5500 \text{ cm}$ (水深为 55 m), $c = 4 \text{ 个月} = 1.037 \times 10^7 \text{ s}$ (演化时间尺度), $K_0 = 10 \text{ CGS}$, $A_v = 100 \text{ CGS}$, $\alpha = 1.8 \times 10^{-4} / ^\circ \text{C}$, $f = 9 \times 10^{-5} / \text{s}$, $g = 980 \text{ CGS}$, $\theta = 25^\circ \text{C}$, 则无量纲系数 $\epsilon = 0.199$, $\mu = 1.064$.

以上量级比较表明, $\epsilon = 0 (10^{-1})$ 为一小参数, $\mu = 0 (1)$ 表明对流项与热传导项处于一准平衡的状态, 这一事实也为数值模拟所证实.

取 ϵ 为小参数, 温度场可展开如下:

$$\bar{T} = \bar{T}_0 + \epsilon \bar{T}_1 + \dots,$$

代入方程(1.10), 可知 T_0 及 T_1 分别满足如下方程 (已换回有量纲形式):

$$-\frac{B}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{H'}{H} z \frac{\partial T_0}{\partial z} \right) \cdot \frac{1}{H} \frac{\partial T_0}{\partial z} = \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(K_v \frac{\partial T_0}{\partial z} \right), \quad (1.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_0}{\partial t} - \frac{B}{rH} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{H'}{H} z \frac{\partial T_0}{\partial z} \right) \cdot \frac{\partial T_1}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{H'}{H} z \frac{\partial T_1}{\partial z} \right) \cdot \frac{\partial T_0}{\partial z} \right\} \\ = \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(K_v \frac{\partial T_1}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (1.12)$$

方程(1.1)–(1.3)是描述浅海非线性热生环流的原始控制方程, 方程(1.11)和(1.12)所确定的温度场是驱动整个环流的动力, 决定着相应的环流结构, 因此, 问题的关键在于求解方程(1.11)

及 (1.12).

2 黄海冷水团的混合机制

一般地说,造成表层水体混合的机制有三种:(1)非稳定层化所激发的自由浮力对流;(2)非稳定剪切流场所发展的波动和湍流混合;(3)风浪的搅拌作用.

夏季黄海冷水团由表层加热而演化,海水一般处于稳定的层化状态,这一事实已为所有观测所证实.另外,北黄海冷水团环流的流速分布一般是较平缓的,最大流速不超过 20—30 cm/s,没有显著的速度锋面,因此,可以认为前两项机制所导致的热混合作用是不重要的.

与海浪搅拌相联系的混合作用可以用湍流混合长度理论描述如下^[4]:

$$K_w = \frac{4Pk^2}{\pi g} \delta \beta^3 W^3 e^{(gz_0/\beta^2 W^2)},$$

其中, k 为 Karman 常数, δ 为特征波陡, β 为波龄, W 为风速, P 为与 Richardson 数有关的无量纲系数. 在中性层化情况下, $R_i = 0$, $P = 1/10$, 这样一来

$$K_w = K_0 e^{(gz_0/\beta^2 W^2)}, \quad (2.1)$$

其中, $K_0 = 2k^2 \delta \beta^3 W^3 / 5\pi g$.

根据 (2.1) 式所计算的热混合系数 (见图 2) 与管秉贤^[3] 按 Fjellstad (1933) 提出的诊断公式

$$K_{z_0} = \frac{n\omega}{T_n^2(z_0) \left(\frac{\partial \Phi_n}{\partial z} \right)_{z_0}} \int_0^{z_0} T_n(z_0) dz_0$$

所计算的黄海冷水团混合系数, 在上层不论是量值上还是分布上均十分一致 (图 1, 图 2), 这进一步说明表层混合主要是由风的搅拌作用所引起的.

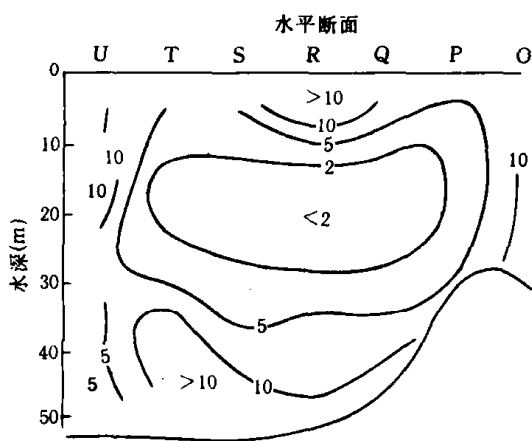


图 1 大连-成山角断面 K_{z_0} 值的分布^[3]

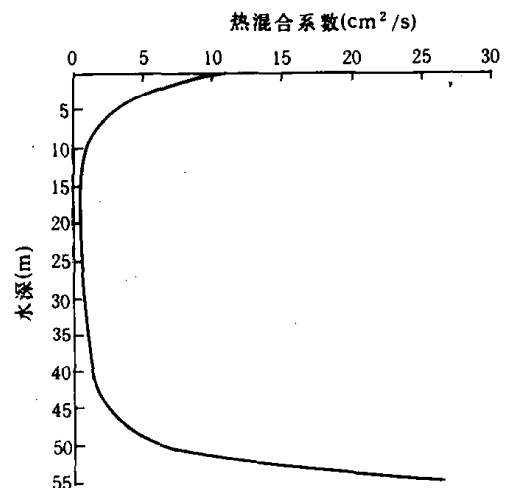


图 2 热混合系数 $K = K_T + K_w$ 的垂直分布

值得注意的是图 1 所示的诊断计算结果,在海底有明显的混合系数的大值,这显示出潮混

合的效应。由于潮流在海底有很强的剪切分布,它所激发的湍流混合在形成浅海热结构中起着相当的作用。在已知近海底潮流分布的情况下,一般不难根据湍流理论给出相应的混合系数,从而研究潮混合对海水混合过程的影响。在这里,我们采用 James^[8] 所给出的潮混合系数表达式

$$K_T = \frac{1.59 \times 10^{-4} Vh}{(1 + 2bg\alpha \frac{\partial T}{\partial z_0} \cdot \frac{(z_0 + h)^2}{A^2})^p},$$

其中, b, p 为经验常数, V 为潮流振幅, h 为水深, $A = W^*/k$, $W^* = c^{1/2}V$, $c = 2 \times 10^{-3}$, $k = 0.25$ 为 Karman 常数。在实际计算中,取 $b = 0.1$, $p = 1.2$, 为便于求解, $\frac{\partial T}{\partial z}$ 暂取为常数,其值为 $1.2^\circ\text{C}/\text{m}$ 。

综上所述,在黄海冷水团这个浅海热生环流的形成过程中,两种混合机制都起着重要作用,它们是表层的风浪搅拌和近海底的潮混合,因此,混合系数可写成:

$$K = K_w + K_T.$$

由于风混合及潮混合系数具有各自的分布规律,总混合系数的量值在中层是相当小的,当然在中层由于稳定层结的存在也抑制了混合作用的发展,但我们认为这毕竟是派生的效应。这样,我们可将冷水团分为上下两层,在上层 $K_w \gg K_T$, 风混合占主导地位;在下层, $K_T \gg K_w$, 潮混合占主导地位。

3 0 阶解及冷水团环流结构

3.1 0 阶解

0 阶解应满足方程 (1.11), 即

$$-\frac{B}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{H'}{H} z \frac{\partial T_0}{\partial z} \right) \cdot \frac{1}{H} \frac{\partial T_0}{\partial z} = \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(K_v \frac{\partial T_0}{\partial z} \right).$$

为了求解方便,我们取涡动混合系数 K_v 在 σ 坐标中的如下逼近形式:

$$K_v \approx R(r) \cdot K(z).$$

这样一来,形式为 $\frac{\partial T_0}{\partial z} = G(r) \cdot F(z)$ 的解应满足方程

$$-\frac{B}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{H'}{H} G(r) z \right) \cdot \frac{1}{H} G(r) F^2(z) = \frac{R(r)}{H^2} G(r) \frac{\partial}{\partial z} (K(z) F(z)),$$

即

$$-\frac{BH}{rR(r)} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{rH'}{H} G(r) \right) = \frac{(K(z)F(z))'}{zF^2(z)}.$$

这里,我们以抛物面 $H(r) = H_0 + H_2 r^2$ 逼近真实地形,当 $r = R_0 \sqrt{-H_0/H_2}$ 时, $H(r) = 0$ 为避开方程在 R_0 点的奇性, F 和 G 分别由以下两方程确定:

$$-\frac{BH(r)}{rR(r)} \left(\frac{rH'(r)}{H(r)} G(r) \right)' = \bar{c} \cdot \operatorname{th} \frac{R_0 - r}{\epsilon}, \quad (3.1)$$

$$\frac{1}{K^2(z) F^2(z)} (K(z) F(z))' = \frac{\bar{c} \cdot z}{K^2(z)}. \quad (3.2)$$

虽然 (3.1) 和 (3.2) 式是描述冷水团非线性热结构特征的方程,但它们的解是容易给出的,求解 (3.2) 式得

$$F(z) = \frac{1}{K(z) (c_2 + \bar{c} \int_z^0 z K^{-2}(z) dz)}.$$

求解 (3.1) 式,首先积分方程 (3.1) 得

$$-\frac{rH'(r)}{H(r)} G(r) = \bar{c} \cdot \int_0^r \frac{rR(r)}{BH(r)} \operatorname{th} \left(\frac{R_0 - r}{\epsilon} \right) dr + c_1,$$

由于 $G(0)$ 有限,上面的方程左端当 $r=0$ 时为 0,因此右端的 $c_1=0$,这样 $G(r)$ 的解为

$$G(r) = -\frac{H(r)}{BrH'(r)} \int_0^r \frac{rR(r)}{H(r)} \operatorname{th} \left(\frac{R_0 - r}{\epsilon} \right) dr.$$

因此,

$$\frac{\partial T_0}{\partial z} = -\frac{\frac{H(r)}{BrH'(r)} \int_0^r \frac{rR(r)}{H(r)} \operatorname{th} \left(\frac{R_0 - r}{\epsilon} \right) dr}{K(z) (c_3 + \int_z^0 z K^{-2}(z) dz)},$$

其中, $C_3 = c_2 \sqrt{e}$, 记 $\lambda(r) = \frac{1}{BrH'(r)} \int_0^r \frac{rR(r)}{H(r)} \operatorname{th} \left(\frac{R_0 - r}{\epsilon} \right) dr$,

在海面上利用边界条件 (1.8), 可确定 c_3 为

$$c_3 = \frac{c_p \rho_0 R(r) \lambda(r)}{Q(r, t)},$$

从而,

$$\frac{\partial T_0}{\partial z} = -\frac{H(r) \lambda(r)}{K(z) \left(\frac{c_p \rho_0 R(r) \lambda(r)}{Q(r, t)} + \int_z^0 z K^{-2}(z) dz \right)}.$$

积分上式可得海温场如下:

$$T_0 = T_0(r, t) + H(r) \lambda(r) \int_z^0 \frac{K(z)^{-1}}{\left(\frac{\rho_0 c_p \lambda(r) R(r)}{Q(r, t)} + \int_z^0 z_1 K^{-2}(z_1) dz_1 \right)} dz,$$

其中, $T_0(r, t)$ 表示海表水温.

利用求得的温度场(换回原坐标中), 根据(1.1)~(1.3)式即可确定出相应的三个流速分量.

3.2 冷水团热结构及环流结构

根据图3和图4所表示的大连·成山角断面海上风速 W 及海面热输入 Q 的逐月变化^[4], 我们对该断面的水温及相应的环流分量进行了计算.

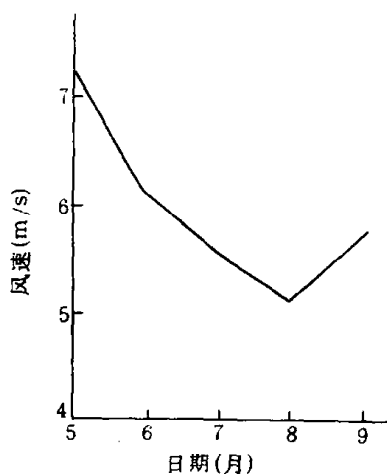


图3 大连·成山角断面海面风速逐月变化

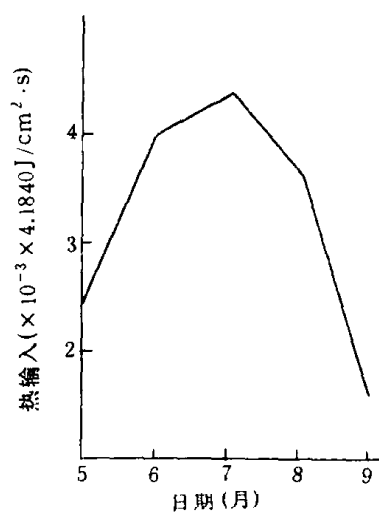


图4 大连·成山角断面海面热输入逐月变化

3.2.1 水温分布特征

理论上计算的大连·成山角断面水温及相应实测水温分布见图5¹⁾.

从图5可以看出, 理论计算和实测无论是在量值还是变化趋势上都有很好的一致性. 断面水温分布十分清楚地表现出三个不同的层次, 即上均匀层、跃层和下均匀层, 而且等温线呈中间略向下凹的台状形式.

随着海面热输入的增强及海上风速的减弱, 上层水温迅速升高, 海面中部的水温由5月份的13.5°C上升到8月份的26.5°C左右, 温跃层强度逐渐增强, 表现为断面中部的等温线越来越密集, 但跃层深度有所上升, 5月份位于海面下25m左右, 而8月份的跃层深度为12.8m. 在断面的深底层, 水温变化不明显, 始终保持低温性质, 这就是人们通常所说的“黄海冷水团”.

图6(a), (b)分别在考虑潮混合和不考虑潮混合效应的情况下, 计算了7月份的水温. 结果表明, 潮混合的存在使得底层水体混合更充分, 冷水团的范围有所增大, 等温线在边缘部分的台升有所增强, 对水温结构的整体分布不产生实质性的影响, 因此, 冷水团热结构主要是由海面热输入、上层风混合及派生的自身环流的调整所决定的.

1) 全国海洋综合调查报告, 第二册, 第三册.

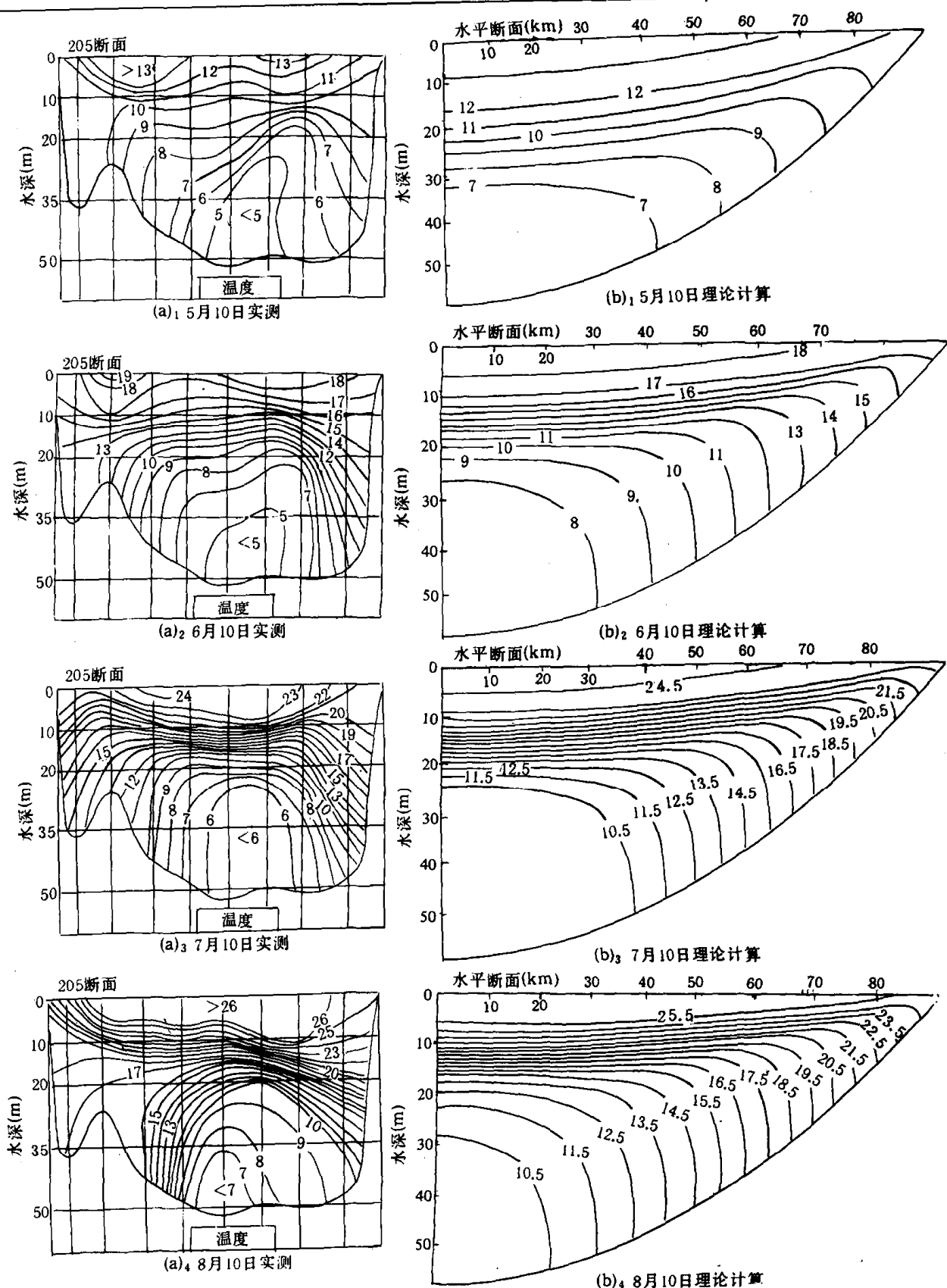


图 5 大连-成山角断面逐月水温分布

3.2.2. 冷水团环流结构

由图 7 所示的垂向(w)-径向(u)环流矢量图可知,垂直对流以冷中心轴为对称,分成左右

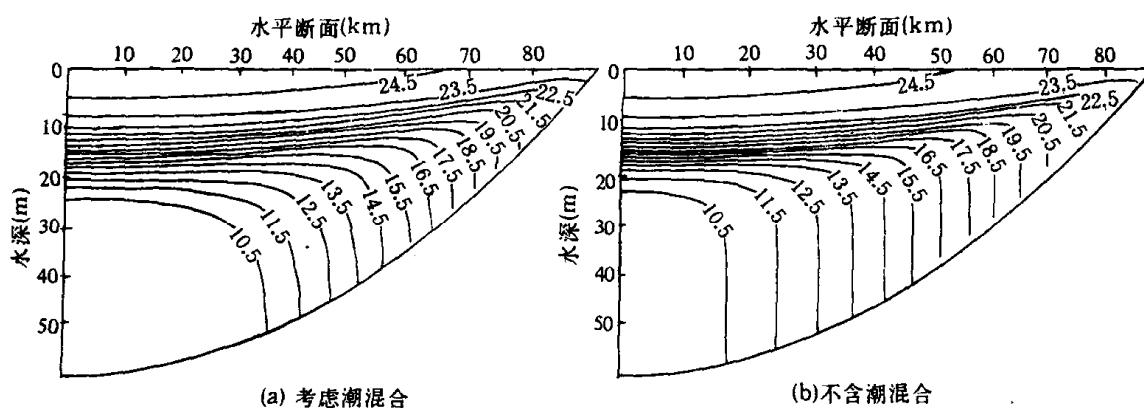


图6 理论计算7月份大连·成山角断面水温分布

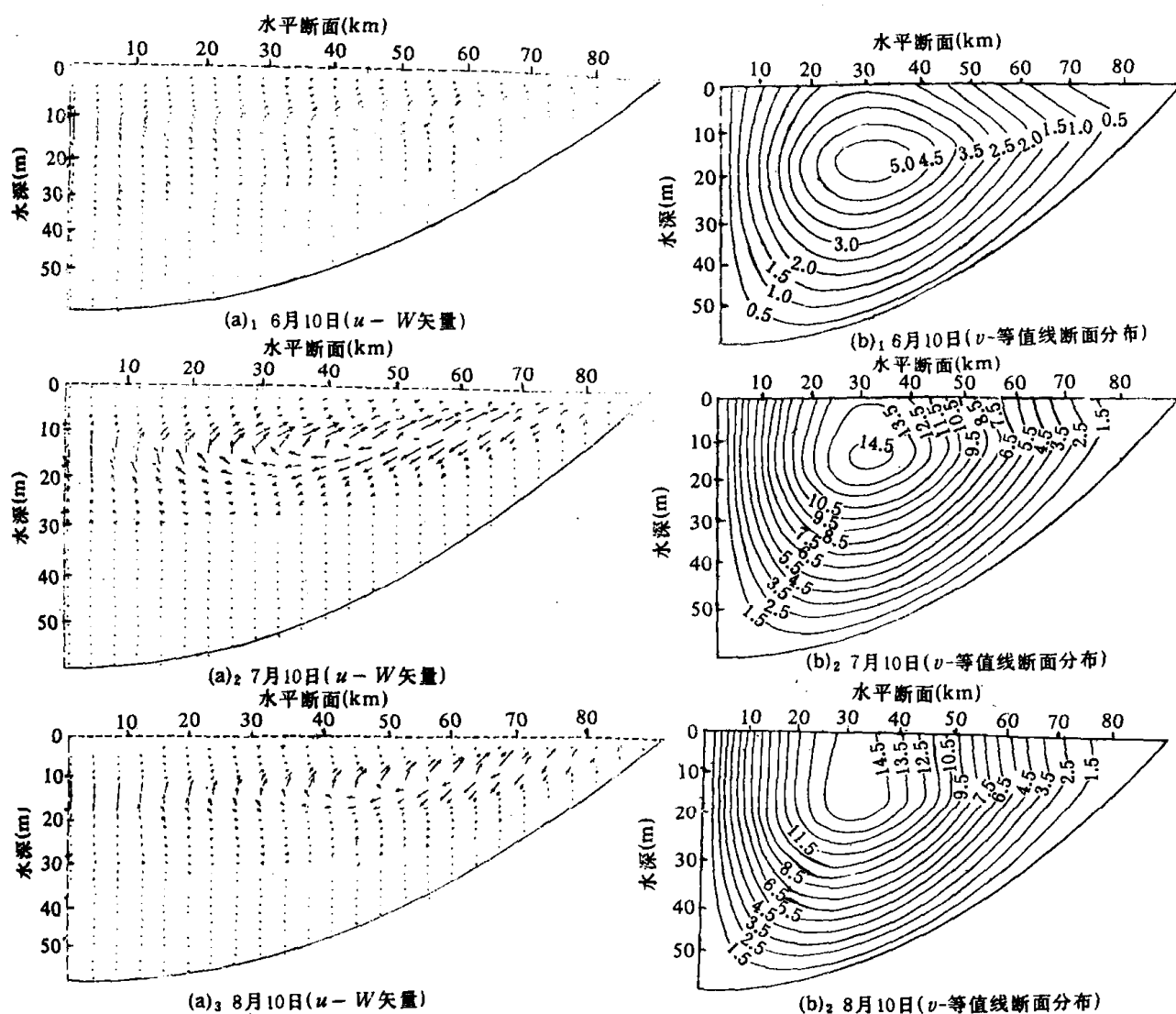


图7 理论计算的冷水团环流垂直分布

两个环,在冷水团中心部分,从上到下皆为上升流,而在海岸边为下降流。

从图上还可清楚地看到,这一对流只在温跃层附近极薄的层次中进行,把这一水层命名为“环流壳”。在被“环流壳”覆盖着的冷水团之内,海水处于接近静止的状态。

在以往人们关于冷水团环流的研究工作中,一般认为垂直对流可深达底层冷水团部分,如管秉贤^[2]和缪经榜^[5-7]的结果。我们这里的理论计算表明,垂直对流只发生在温跃层附近,而在深底层冷水团部分,对流运动十分微弱,水体几乎是不动的。根据实测资料,下半年,底层水温变化很小,我们求得的理论结果也表明这一性质。如果对流运动在底层也很活跃的话,上下水体的交换将不能保证底层海水始终保持低温性质,因此,我们这里得到的垂直对流只在温跃层附近的“环流壳”中进行这一结论是冷水团稳定存在的一种重要维持机制。冷水团之所以稳定存在,是由于在深底层,不论是热传导还是热对流,它们所带来的热量交换都是十分微弱的,从而水温基本保持不变。

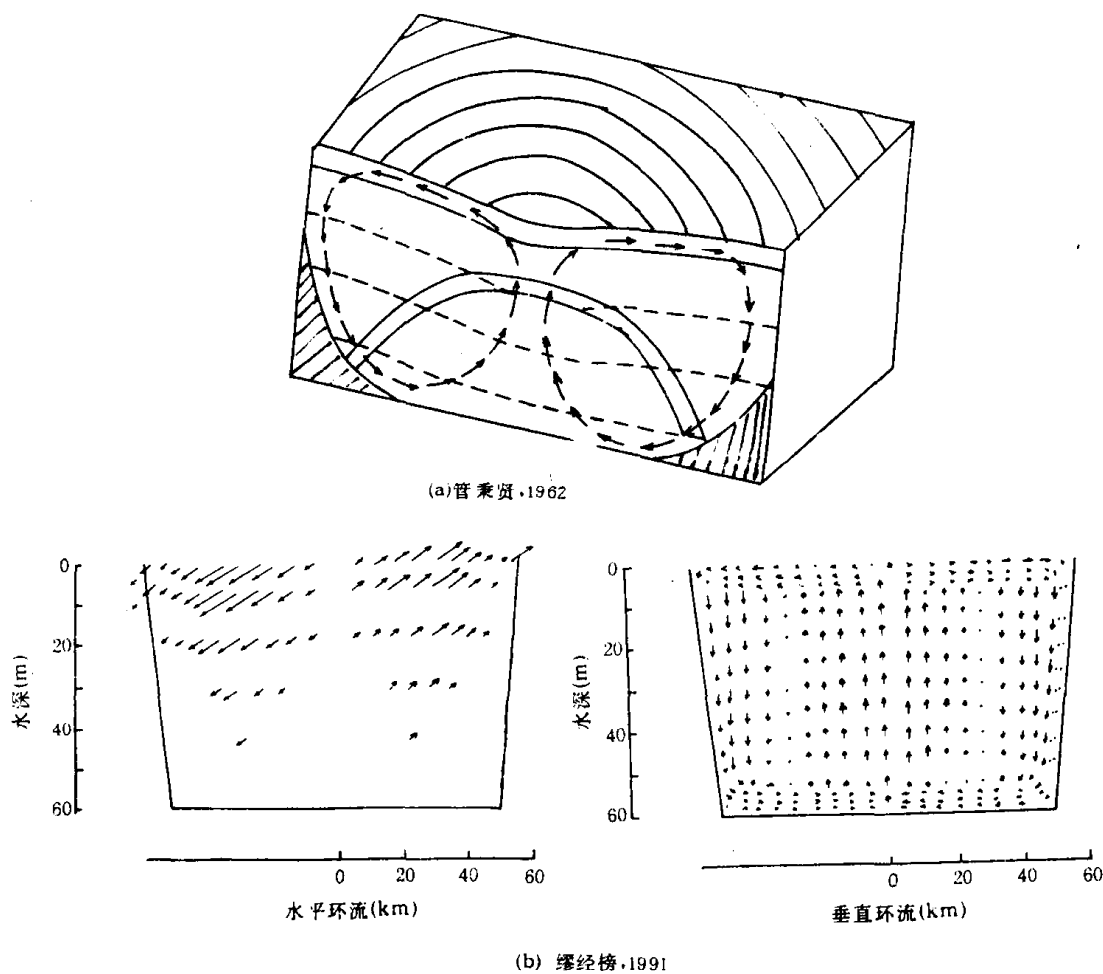


图 8 冷水团环流结构

随着水温结构的演变,垂向和径向的温度梯度逐渐增大,由此派生的环流越来越强。7月份,最大上升流速为 $6.1 \times 10^{-4} \text{ cm/s}$, 径向速度 u 的最大值为 2 cm/s 。在冷水团的成长过程中,整个断面上水平环向速度 v 始终为气旋型的,7月份 v 的最大值可达 15.5 cm/s 。

致谢 在本研究工作中,作者曾与张庆华先生做过许多有益的讨论,绘图得到了陈水明,王海燕同志的热情帮助,在此致以衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] 赫崇本等,海冰与湖沼, 1959, 2:11 — 18.
- [2] 管秉贤,海洋与湖沼, 1962, 5(3—4):121 — 141.
- [3] 管秉贤,海洋与湖沼, 1963, 6(4):255 — 283.
- [4] 袁业立,海洋与湖沼, 1979, 22(103):187 — 196.
- [5] 缪经榜,力学学报, 1989, 2(3):257 — 264.
- [6] 缪经榜等,中国科学 B 辑, 1990, (12):1312 — 1321.
- [7] 缪经榜等,中国科学 B 辑, 1991, (1):74 — 81.
- [8] James, I. D., *Estuarine and Coastal Marine Science*, 1977, (5):339 — 353.