

黑潮流速流量的分布、变化及其与地形关系的初步分析*

管秉賢

(中国科学院海洋研究所)

黑潮为北太平洋西部最主要的海流,它流经琉球群岛西侧的部分,构成了中国黄东海环流系统的主干。我国近海区域的水文特征以及海流、水团的分布、变化等等,在不同程度上都受到这部分黑潮的影响。因此,研究这部分黑潮,不仅对阐明黑潮本身的动力结构具有重大意义,而且对阐明中国近海的海况变化并从而建立比较可靠的预报方法,也是十分必要的。

自本世纪三十年代以来,日、德等国学者对这部分黑潮的结构及其动力学问题,作了不少研究,有的并把它与湾流作了对比(Uda, 1930; Sigematsu, 1933; Kisindo, 1934; Wüst, 1936; Koenuma, 1939等,转引自Defant, 1961, 638—641)^[12]。

在四十年代,日本学者虽对流经本州南岸的黑潮进行了多方面的研究;但对流经东海的黑潮,因战争关系,观测工作中断,研究工作也极少进展。

从五十年代起,恢复了经常性的观测工作,同时又由于GEK的广泛应用,表层流的观测数据较前大有增加。这对进一步研究黑潮提供了宝贵的资料。

G断面(见图1)是横贯黑潮主干及其逆流的一个断面,位于奄美群岛西北的深沟上。我们现已得到1956—1961这六年间日本长崎海洋气象台等在这一断面上所得的10余次GEK资料(共240站次),以及相应的水文观测资料和由此算得的动力计算资料^[3-11,16,17,22,23]。

对这部分黑潮的分析来说,G断面算是代表性较好、而实测资料又最多的一个断面。因此,本文将取G断面为例来进行分析。

考虑到这部分黑潮流动在琉球群岛西侧的海沟上,地形的影响必然是比较显著的,因此,本文还拟引用湾流中的一些研究成果,导入与实际情况比较接近的一个地形模式,来着重地探讨一下海沟地形与黑潮流速、流量分布等的关系。

在分析了平均情况下黑潮流速、流量的分布特点之后,本文还将根据现有的比较系统的资料,对近几年来黑潮流速、流量的变动及其相互关系等,作一初步的分析。最后,本文还拟就黑潮的途径问题,略陈浅见。

一、表层流速的分布及其与地形的关系

先来分析G断面上表层流速分布的平均情况。将1956—1961年间的11次GEK记

* 中国科学院海洋研究所调查研究报告第273号;本文是在毛汉礼先生的热情指导与帮助下完成的,并承赫崇本先生审阅全稿,提出了许多建设性的意见,袁业立、甘子钧、刘凤树、李磊等同志也对初稿提出了不少宝贵的意见,李长松、孙寿昌、刘秉玉等同志参加了计算绘图工作,均深致谢意。

录,沿断面方向(x 轴,以自 G_{12} 指向 G_1 为正)及与之垂直的方向(y 轴,以顺流方向为正)分解为 u 、 v 两个分量,即可求得各站流速分量的平均值及矢量如表 1 及图 1 所示。

表 1 G 断面的表层平均流速(厘米/秒)
Tab. 1. Average surface velocity (cm/sec) in section G.

站号 St. No.	\bar{v}	\bar{u}	合成矢量 Resultant Vector		观测次数 No. of observ.
			流速 vel.	流向 dir.	
G_1	- 8.5	-0.9	9	185°	11
a	- 8.9	9.2	13	134	10
2	- 3.0	5.5	6	119	11
b	- 6.5	13.1	15	116	10
3	-23.5	18.9	30	142	10
c	-20.9	15.3	26	145	10
4	- 3.3	7.5	8	114	11
d	13.9	3.0	14	11	11
5	42.2	6.5	43	8	11
e	72.3	15.2	74	12	11
6	75.0	18.3	77	14	11
f	40.1	21.3	46	29	11
7	11.5	13.2	18	49	11
g	7.0	11.1	13	57	11
8	- 4.8	8.2	10	121	11
h	5.0	-2.5	6	333	10
9	- 2.0	-2.8	3	235	9
i	6.7	6.7	10	45	7
10	9.4	13.8	17	55	9
j	7.0	24.0	25	74	5
11	- 4.8	17.6	18	105	7
k	-11.6	16.6	20	124	5
12	-10.3	9.1	14	138°	7

(表中所述的 \bar{v} 及 \bar{u} 分别系垂直及平行于 G 断面的流速分量,而合成流向,系自正 Y 轴算起,加上 35° 后即得自正 N 算起的流向)

图 1 清楚地表明,表层流速分布具有下列一些特征。

(1) 最大流速出现在 G_5 — G_6 站之间,这是黑潮流轴所在之处。平均最大流速可达 77 厘米/秒左右,流向为 NE。在流轴两侧,流速分量 v 的分布廓线几乎呈对称形;同时流速近似地作线状递减,其平均梯度约为 1.5×10^{-5} 秒⁻¹ 左右。流速大于 20 及 50 厘米/秒的幅度分别约为 45 及 25 哩,故可认为,黑潮为一流速较强而流幅很狭窄的海流。

(2) 在黑潮右侧,距流轴约 30 哩处,开始出现逆流,最大流速约为 30 厘米/秒,流向为 S 及 SE,流幅约 60 余哩。如以 v 的零速线作为黑潮与其逆流的边界,则两者的流幅几乎相等,但逆流的流速只有黑潮最大流速的 4/10 左右,而逆流的平均流速仅及黑潮的 1/3,故同黑潮本身相比,逆流显得流速较弱而流幅较宽。

(3) 在黑潮左侧,离流轴约 30—90 哩处,流速减少到 10 厘米/秒左右,流向偏 E 及 SE;自此以西,又出现逆流,流向偏 SE 及 S,流速约 15—25 厘米/秒。

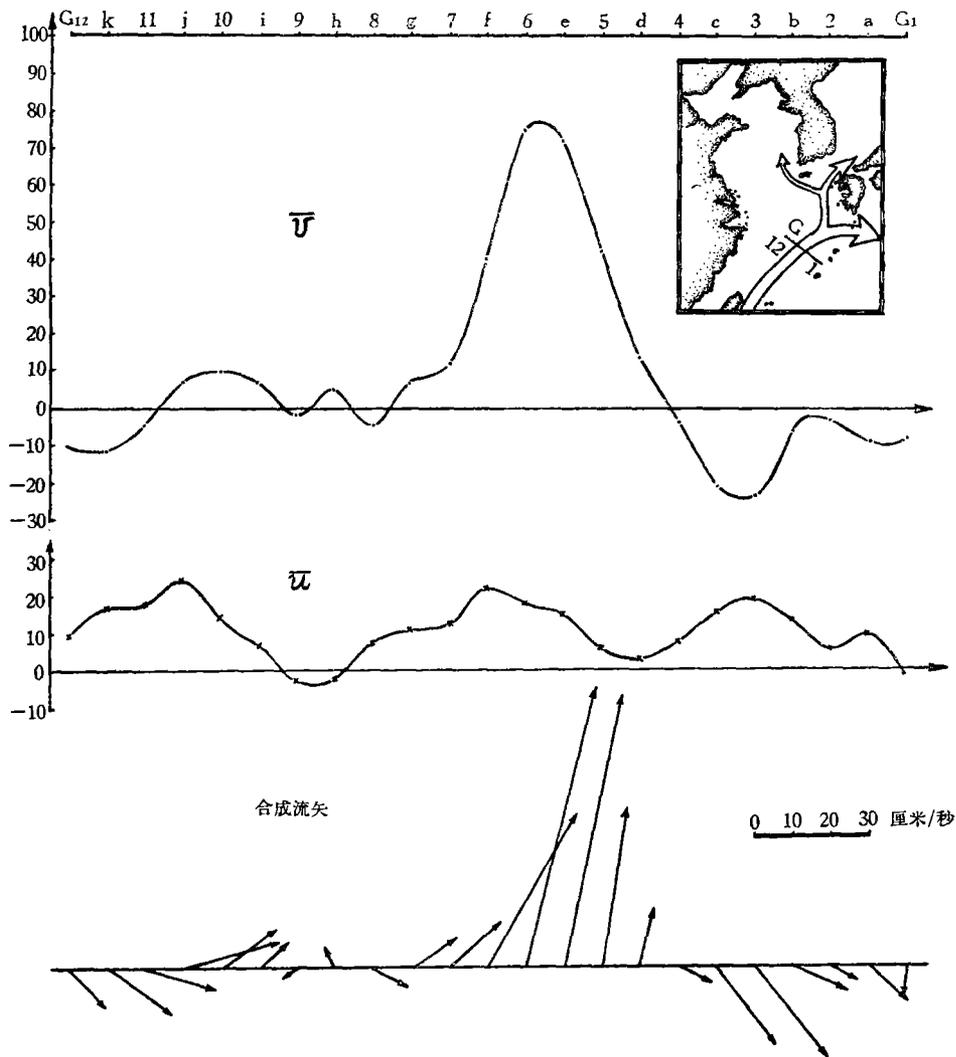


图1 G断面的表层平均流速(厘米/秒)

Fig. 1. Average surface velocity (cm/sec) in section G.

(4) 从地形上来看,黑潮流轴,正好位在陆棚与陆坡的毗连区域,亦即深度激增、地形最陡处附近;黑潮右侧的逆流,则位于海沟右侧、深度递减处。

如将黑潮的表层流速廓线与湾流的 (Neumann, 1960a)^[27] 相比,两者的趋势大致相似,其主要差异是:在湾流流轴的右侧却并不出现显著的逆流。

(5) 沿断面方向的流速(u)分布廓线,大体上呈余弦曲线状,其振幅约 10—15 厘米/秒,并向断面右侧递减。在黑潮左侧, u 分量有时反较 v 分量为大,其中很可能含有较大的潮流成分,因此处水浅,潮流影响亦随之增大。

这一分量与黑潮主干的流向几乎成正交,且流速一般均较小,故下面只分析 v 分量, u 分量则从略。

为了便于分析和比较,我们拟用一个简单模式来表示黑潮及其右侧逆流的表层平均

流速。

如取 G_7 — G_2 站间的距离 AB ($= \lambda = 100$ 哩 ~ 185 公里) 作为黑潮及其右侧逆流的范围, 则表层平均流速 (v_0 , 厘米/秒) 可如下式所示:

$$v_0 = 15 + 80e^{-x/\lambda} \sin \frac{2\pi x}{\lambda}, \quad (1)$$

上式中的 x 系自 G_7 起算, 并以向右为正。

至于 G_7 站以西的黑潮左侧部分, 如上所述, 因流速较小, 且杂有较大的潮流成分, 故未包括在上式中。

(1) 式的计算结果如图 2a 中的点线所示, 显然, 它和以实线表示的实测流速廓线颇

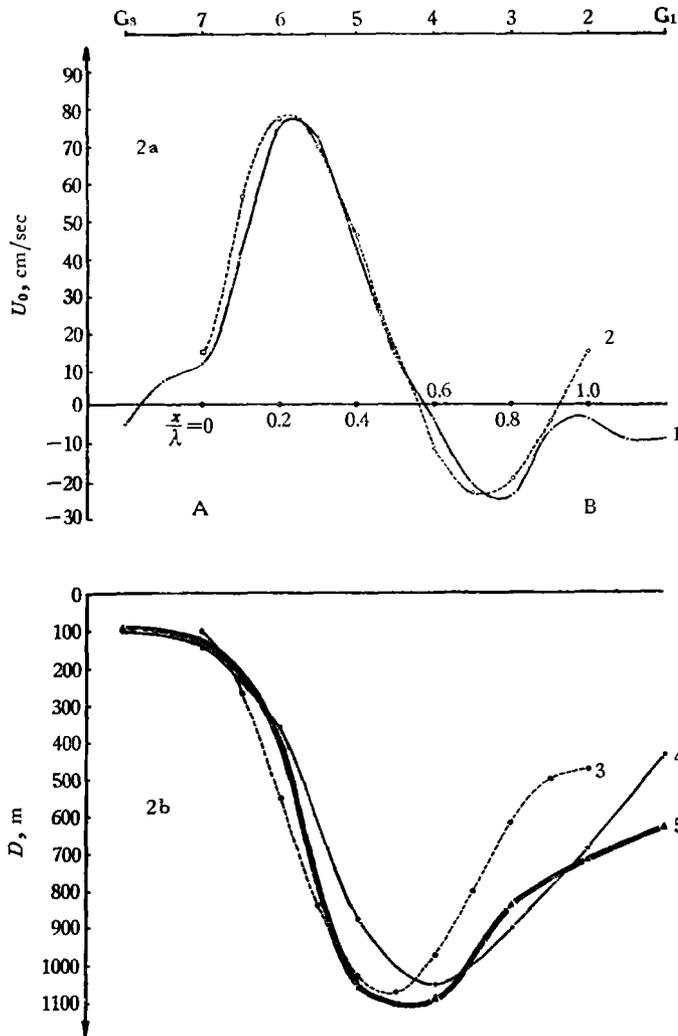


图 2 计算与观测的比较 (a. 流速, b. 地形)

Fig. 2. Comparison between calculation and observation. (a. Velocity, b. Topography)

1. 实测流速; 2. $v_0 = 15 + 80 e^{-\frac{x}{\lambda}} \sin \frac{2\pi x}{\lambda}$; 3. $D = 7 \times 10^4 - 6 \times 10^4 e^{-\frac{x}{\lambda}} \cos \frac{2\pi x}{\lambda}$;

4. 1959年II月实测深度; 5. 1958年VII月实测深度。

为接近,其中有很大一段几乎相重。

由(1)式,得流速梯度为:

$$\frac{\partial v_0}{\partial x} = \frac{80}{\lambda} e^{-x/\lambda} \left(2\pi \cos \frac{2\pi x}{\lambda} - \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \right). \quad (2)$$

当黑潮沿着琉球羣島西側的海沟流动时,地形对流速分布的影响必然是很显著的。现拟引入一个简单的地形模式,来分析表层流速分布与地形的关系。

1958年7月与1959年2月G断面的实测地形如图2b中的实綫所示,两次观测结果趋于一致。如仍以G₇站作为x軸的零点,則可得海底地形(D,厘米)的近似表达式为:

$$D = 7 \times 10^4 - 6 \times 10^4 (e^{-x/\lambda} \cos 2\pi x/\lambda). \quad (3)$$

(3)式的計算結果如图2b中的点綫所示。由比較可知,(3)式与实际地形的符合程度,亦比較滿意,它已显示了地形的主要特征¹⁾。

为了方便,(1)、(3)两式中的系数可用字母代之,即:

$$v_0 = a + b e^{-q \frac{x}{\lambda}} \sin \frac{2\pi x}{\lambda}, \quad (1')$$

$$D = c - d e^{-q \frac{x}{\lambda}} \cos \frac{2\pi x}{\lambda}. \quad (3')$$

式中的a、b、c、d及q均为正值,其中q=1。

(1')、(3')两式又可写成无維形式如下:

$$\frac{v_0 - a}{b} = e^{-q \frac{x}{\lambda}} \sin \frac{2\pi x}{\lambda}, \quad (1'')$$

$$-\frac{D - c}{d} = e^{-q \frac{x}{\lambda}} \sin \left(\frac{2\pi x}{\lambda} + \frac{\pi}{2} \right). \quad (3'')$$

这样,无維速度及无維深度的分布,几乎完全相同,仅位相相差 $\frac{\pi}{2}$ 而已。

順便指出,在以上流速分布和地形的近似表达式中,若将其中的 x/λ (距离/波长)形式地看成是 t/T (時間/周期),那么,这两种分布,都可模拟地視为“阻尼振动”了。

由(1')、(3')两式,又可得表层流速与深度的关系式如下:

$$v_0 = a + \frac{b(c - D)}{d} \tan \frac{2\pi x}{\lambda}. \quad (4)$$

当 $\frac{x}{\lambda}$ 趋于0.25时,上式将为一不定式。此时, v_0 之值可直接由(1')式得出。

其次,由以上諸式亦可看出,表层流速的极值位置与深度廓綫上的拐点(亦即坡度最陡处)非常接近。

由(2)式可知,在 $\frac{\partial v_0}{\partial x} = 0$ 处,即 $\tan \frac{2\pi x}{\lambda} = 2\pi$ 处,亦即在 $\frac{x}{\lambda} \cong 0.225$ 及 0.725 处,流

1) 应该指出,(1)、(3)两式只是表层流速和地形的近似表达式,式中的系数可用最小二乘法求得其最逼近之值。但本文没有这样做,因本文只要求模式能表示分布特征即可,似无取最逼近值之必要。同时,又为以后計算方便計,系数均取整数。

速分別达到极大(黑潮流軸)及极小(逆流最强处)。

又由(3')或(3'')式得知,在 $\frac{\partial^2 D}{\partial x^2} = 0$ 处,即

$$\tan\left(\frac{2\pi x}{\lambda} + \frac{\pi}{2}\right) = \frac{4\pi}{1 - 4\pi^2} \text{ 处,}$$

为深度廓綫上的拐点。故拐点位于 $\frac{x}{\lambda} \cong 0.2$ 及 0.7 处,与上述表层流速极值的位置颇为接近,相距均仅 0.025 左右²⁾。

由此可见,上述两式所表示的不仅分别与表层流速和地形的分布廓綫趋于一致,同时两式之間的关系,亦与观测所得的实际关系相符。从而,我們初步认为,(1)、(3)两式可以作为黑潮(G断面)表层流速和地形的近似模式。

綜合上述,我們得到了表层流速分布与地形之間的两項明显关系,即

- (1) 两者的分布均可用“阻尼振动”来模拟,仅位相不同而已;
- (2) 流速极值位于地形廓綫的拐点附近。

这些关系所含有的物理意义,是一个值得探索的問題,因为这将有助于我們进一步来闡明地形对黑潮的动力作用。

二、流量分布及其与地形的关系

现在試以G断面1959年夏季的流量分布廓綫^[1]为例来探討黑潮的流量分布及其与地形的关系(见图3)。

从图上可以看出流量分布的特点是:

(1) 流量最大值出现在 G_4-G_5 站之間,即断面最深处附近。由是可知,流量最大值的位置,在頗大程度上取决于水深。流量廓綫呈右側較峻陡而左側較平緩之势。

(2) 黑潮右側的逆流位于 G_1-G_4 站范围内,其流量远較黑潮为小,約为黑潮的 30% 左右。

(3) 在黑潮左側 G_7-G_8 站以西部分,流量均甚小,还不到黑潮的 $2-3\%$,故在图中略去不計。

湾流和黑潮,均为层化很明显的斜压性流体,严密的分析研究,在数学上还存在着很多困难。为了处理上的方便, G. Neumann (1960a) 首先引入了“相当正压性流”(an equivalent-barotropic flow) 的概念,比較成功地闡述了湾流流量及水平流速分布的某些主要特征^[27]。

“相当正压性”的定义是:在橫流方向上,虽然各层密度的水平梯度可以很大,但海面 ζ 与下边界 D 之間的垂直水柱內的平均密度,即

$$\bar{\rho}(x, y) = \frac{1}{\zeta - D} \int_D^\zeta \rho(z) dz \quad (5)$$

实际上可視為不变,亦即

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x} = 0.$$

2) 在求流速极值及深度廓綫的拐点时, $x = \infty$ 一根,对本文无意义,故未取。

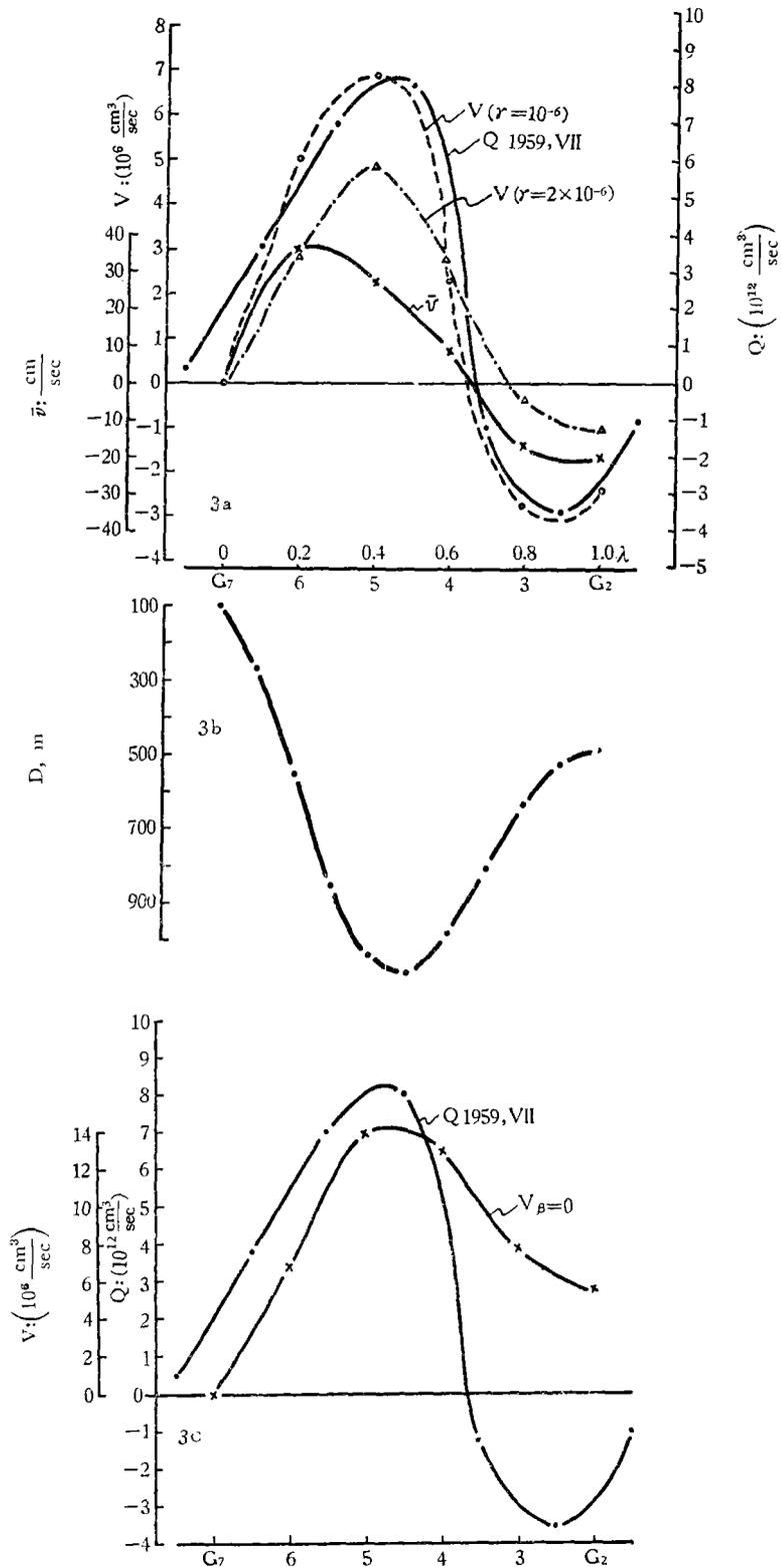


图3 流量分布(a及c)和地形(b)

Fig. 3. Distributions of the volume transport (a. and c.) and the topography (b.)

这一事实,在湾流的许多断面上已得到证实。

本文拟引用同样的概念来分析黑潮流量及平均流速的分布。

Neumann (1960a) 将湾流视为一非加速流,并认为它是在压力梯度力、克氏力及摩擦力三者取得平衡情况下的流动。他在引入“相当正压性”的假定,简化了运动方程之后,便得出一个包含流量 V 、海流下界深度 D 、海面坡度 $\partial\zeta/\partial y$ 及平均密度 $\bar{\rho}$ 之间的一项关系式如下:

$$\gamma \frac{dV}{dx} + \beta V = g\bar{\rho} \frac{\partial\zeta}{\partial y} \frac{dD}{dx} \quad (6)$$

在上式中, $V = \int_D^{\zeta} \rho v dx$, v 为 y 方向的流速分量; γ 为内摩擦系数 (Internal virtual friction coefficient), 如有海底摩擦作用存在,其效应亦包含在 γ 之内; $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$, ($f = 2\omega \sin \phi$); $\frac{\partial\zeta}{\partial y}$ 为海面沿海流前进方向的摩擦坡度 (frictional slope of the sea surface), 后者, Ekman (1923) 及 Neumann (1960a, 1960b) 均曾假定为常数^[27,28], 今设为 s 。

Neumann 在分析湾流的北段(系指位于“Atlantis”断面的 3052—3061 站间、湾流离开陆坡向北流动的部分)时,其“自由下边界 D ”是根据质量分布及相对水平压力场用 Defant (1941) 的方法求得的, D 并不伸展到海底。但他在分析沿陆坡运动的湾流南段时,即取海底为下边界^[27]。考虑到这部分黑潮流在陆棚与陆坡相连的海沟中,本文即取海底为海流下边界 D ; 也就是说,假定黑潮及其逆流均是伸展到海底的。

将海底地形模式(3')代入(6)式中,得:

$$\frac{dV}{dx} + \frac{\beta}{\gamma} V = \frac{g\bar{\rho}s d}{\gamma\lambda} \left[q \left(e^{-q\frac{x}{\lambda}} \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \right) + 2\pi \left(e^{-q\frac{x}{\lambda}} \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \right) \right]. \quad (7)$$

又设

$$\alpha = \frac{\beta}{\gamma}, \quad \frac{g\bar{\rho}dq}{\gamma\lambda} = l, \quad \frac{2g\bar{\rho}d\pi}{\gamma\lambda} = m, \quad (8)$$

(7)式变为:

$$\frac{dV}{dx} + \alpha V = s \left(l e^{-q\frac{x}{\lambda}} \cos \frac{2\pi x}{\lambda} + m e^{-q\frac{x}{\lambda}} \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \right). \quad (7')$$

(7')式的通解为:

$$V = \frac{s l e^{-q\frac{x}{\lambda}}}{\left(\alpha - \frac{q}{\lambda} \right)^2 + \frac{4\pi^2}{\lambda^2}} \left[\left(\alpha - \frac{q}{\lambda} \right) \cos \frac{2\pi x}{\lambda} + \frac{2\pi}{\lambda} \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \right] + \frac{s m e^{-q\frac{x}{\lambda}}}{\left(\alpha - \frac{q}{\lambda} \right)^2 + \frac{4\pi^2}{\lambda^2}} \left[\left(\alpha - \frac{q}{\lambda} \right) \sin \frac{2\pi x}{\lambda} - \frac{2\pi}{\lambda} \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \right] + C_1 e^{-\alpha x}. \quad (9)$$

从近几年来由动力计算得出的流量分布廓线来看,在 G_7 站以西,因水深激减,流量锐降,还不到黑潮的 2—3%。故可近似地假定:在 $x = 0$ 处(即 G_7 站), $V = 0$; 从而求得

积分常数

$$C_1 = s \left[\frac{2\pi}{\lambda} m - l \left(\alpha - \frac{q}{\lambda} \right) \right] / \left(\alpha - \frac{q}{\lambda} \right)^2 + \frac{4\pi^2}{\lambda^2}. \quad (10)$$

又設

$$\left(\alpha - \frac{q}{\lambda} \right)^2 + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} = B, \quad l \left(\alpha - \frac{q}{\lambda} \right) - \frac{2\pi m}{\lambda} = E, \quad (11)$$

$$\frac{2\pi l}{\lambda} + m \left(\alpha - \frac{q}{\lambda} \right) = F,$$

(9)式又可簡化为:

$$V = \frac{se^{-\frac{q}{\lambda}x}}{B} \left[E \cos \frac{2\pi x}{\lambda} + F \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \right] - \frac{sE}{B} e^{-\alpha x}. \quad (9')$$

在下列計算中,取各常数之值为:

$$g = 10^3 \text{ 厘米/秒}^2, \quad \rho = 1 \text{ 克/厘米}^3, \quad \frac{q}{\lambda} = 0.5 \times 10^{-7} / \text{厘米} \quad (q = 1, \lambda = 1.85 \times 10^7 \text{ 厘米} - 2 \times 10^7 \text{ 厘米}),$$

$$d = 6 \times 10^4 \text{ 厘米}, \quad \beta = 2 \times 10^{-13} / \text{厘米} \cdot \text{秒}, \quad \gamma = 10^{-6} / \text{秒} \text{ 或 } 2 \times 10^{-6} / \text{秒},$$

$$s \left(= \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) \text{ 暫取与在湾流中相同之值, 即 } 1.5 \times 10^{-7}.$$

根据上列数值,即可由(9')式算得G断面上各站的流量V,其分布廓綫如图3a中的点綫所示。

由图可知,根据上述理論計算得出的流量廓綫($\gamma = 10^{-6}$ /秒)与由动力計算得出的流量廓綫(1959年7月),两者的趋势頗为符合。流量最大值亦出现在断面最深处附近,断面右侧亦出现逆流。所不同的是:V是站距为1厘米的两站之間的流量,而Q则为站距为20哩(~37公里)的两站之間的流量。

同时,由两条理論分布廓綫(图3a)的比較还可看出,当內摩擦系数(包括海底摩擦作用在內)增大时,黑潮及逆流的V值随之减小,逆流的范围也有所縮小,但分布趋势仍不变。

由此可见,不仅是黑潮表层平均流速的分布与地形的关系很密切,而且黑潮流量分布与地形的关系也很密切;在引入与实际接近的地形模式以后,我們可以得出与实测(动力計算)頗为符合的結果。

在上述分析計算中,地形模式的选取具有重要意义。如果不用(3')式,而改用 Neumann (1960a)的自由下边界模式:

$$D = H - D_0 \exp \left(- \frac{x^2}{l^2} \right), \quad (12)$$

則便无逆流出現^[27]。

这两个地形模式的主要差异是:在(3')式中,黑潮右侧位于海底隆起上;而在(12)式中,湾流右侧则为平坦的海底^[27]。所以,黑潮右侧的逆流主要是海底隆起这一特殊地形决定的。

但应指出,黑潮流速流量分布与地形的这种密切关系,必須在 β 平面上(而运动又具有南-北分量时)才能存在。因为,如不考虑 β 效应,即令 $\beta = 0$,亦即 $\alpha = 0$ 时,(9')式($\gamma = 10^{-6}$ /秒)变为

$$V_{\beta=0} = 9 \times 10^6 \left(1 - e^{-x/\lambda} \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \right), \quad (13)$$

显然,此时黑潮右侧亦无逆流出现(见图 3c)。

下面再来求黑潮的总流量 Q (指流向东北的)。

由流量廓线($\gamma = 10^{-6}$ /秒)可知,黑潮约在 $\frac{x}{\lambda} = 0.7$ 处开始出现逆流。因此,如将(9')

式从 $\frac{x}{\lambda} = 0$ 到 $\frac{x}{\lambda} = 0.7$ 积分,即可求得黑潮在 G 断面上的流量 Q :

$$\begin{aligned} Q = & \frac{sE}{B \left[\left(\frac{q}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \right]} \left[e^{-q\frac{x}{\lambda}} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \sin \frac{2\pi x}{\lambda} - \frac{q}{\lambda} \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \right) \right]_0^{0.7\lambda} - \\ & - \frac{sF}{B \left[\left(\frac{q}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \right]} \left[e^{-q\frac{x}{\lambda}} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cos \frac{2\pi x}{\lambda} + \frac{q}{\lambda} \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \right) \right]_0^{0.7\lambda} + \\ & + \frac{sE}{B\alpha} [e^{-ax}]_0^{0.7\lambda}. \end{aligned} \quad (14)$$

将前述数值代入上式,即可得 $Q \cong 56 \times 10^{12}$ 厘米³/秒。

这一 Q 值同现有根据动力计算得出的流量相比,一般说来,前者约为后者的两倍左右。例如, Wüst (1936) 得出的为 23×10^{12} 厘米³/秒^[19], 肥沼宽一(Koenuma, 1939) 得出的为 20×10^{12} 厘米³/秒^[2], 长崎海洋气象台得出的平均值约为 36×10^{12} 厘米³/秒(详后)。这一 Q 值却与近几年来出现的流量最大值(50×10^{12} 厘米³/秒,详后)较为接近。

现在,试来分析一下可能导致这一 Q 值偏高的原因。

在上述流速流量的计算公式中, q 、 d 、 λ 的数值是根据地形确定的,与实际相当接近; $\bar{\rho}$ 、 g 、 β 为常量; γ 值亦取在一般公认的范围內;其中唯一任意取定的值为 s ($= \frac{\partial \zeta}{\partial y}$)。而 s 在 V 及 Q 的公式中,均为各项之公因子;亦即对于特定断面而言, V 及 Q 的量值与 s 成正比。

同时,如上所述, V 的分布同由动力计算得出的流量分布颇为一致。所以由(14)式得出的 Q 和由动力计算得出的,只是绝对值相差而已。因此,如调正 s 值,可得与实际较为接近的 Q 值。

例如,如取 $\partial \zeta / \partial y = 0.6 \times 10^{-7}$, 即得 $Q \cong 22 \times 10^{12}$ 厘米³/秒。这便和 Wüst, Koenuma 等所得出的数值极为接近了。与这一 Q 值相当的海面摩擦坡度为湾流中所取数值的 $2/5$, 亦即根据理论计算与动力计算结果的比较得到的黑潮海面摩擦坡度,比湾流中的要小得多。

其次,根据由(9')式得出的 V ,又可求得整个水层的平均流速 \bar{v} , 即

$$\bar{v} = \frac{V}{\bar{\rho}D} = \frac{V}{\bar{\rho} \left(c - d e^{-q\frac{x}{\lambda}} \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \right)}. \quad (15)$$

当 $s = 0.6 \times 10^{-7}$ 时, \bar{v} 的分布廓线亦见图 3a。

由图可知, \bar{v} 的最大值亦出现在海底坡度最大处附近, 流速约为 36 厘米/秒; 逆流的最大值出现在海底隆起处, 流速约为 20 厘米/秒。这种分布趋势及量值, 与黑潮的实际情况, 亦较接近。

综上所述, 作者初步认为: 引用 Neumann 的“相当正压性”流体这一概念, 并引进与实际接近的地形模式, 便可比较合理地得出这部分黑潮(及其逆流)在平均情况下的流速、流量及其分布廓线。

由(9')、(14)及(15)三式可知, 如假定 ρ, β 为常量, 则某一断面上各点的流速、流量, 取决于地形、摩擦系数及海面摩擦坡度这三个因子。地形可以认为是不可变的。摩擦系数的量值很难确定, 其变化则更难估计。从现实观点出发, 可设摩擦系数为常值。这样一来, 流速、流量的变化, 主要将取决于海面摩擦坡度的变化。故可以这样设想: 黑潮沿着陆棚陆坡毗连区域及深沟流动时, 流速流量的分布型式, 主要取决于地形; 而流速流量的量值, 则主要与海面摩擦坡度有关, 即海面摩擦坡度增大时, 流量及各层平均流速亦增大, 反之亦同。由此推论, 如能测得在黑潮顺流方向上不同时期的 $\partial\zeta/\partial y$, 则对研究黑潮流量的变化、亦即黑潮的强弱, 将是十分有用的。也可以说, $\partial\zeta/\partial y$ 可能是表征黑潮强弱的一个指标。

如能取得在黑潮流经的岛屿附近(比如说, 冲绳岛及奄美大岛等)的长期水位观测资料以及断面流量资料, 便可对上述设想进行验证。作者并认为: 这项工作对研究黑潮的变动及其预报方法, 是有一定启发意义的; 因为这样一来, 流量变化问题便可与水位坡度变化问题相联系, 而后者, 一般讲来, 无论就观测和预报方法来说, 都比流速要方便得多。

三、近几年来黑潮流速、流量的变动情况

本节拟扼要分析近几年来 G 断面上表层流速及流量的变动情况。

图 4 指出了自 1956 年夏至 1961 年秋季期间 12 次 GEK 记录中流速分量 v 的分布廓线。

虽然各条廓线的形状并不很规则, 但从这些廓线中, 仍可明显地看出第一节中所指出的几个特点, 例如, (i) 每条曲线都有一个狭窄的“主峰”, 其位置都在 G_5-G_7 站之间; (ii) 除个别时期外(如 1957 年 1 月、1958 年 6 月及 1961 年 11 月), 断面右侧均出现范围较宽的逆流区, 等等。由是可知, 黑潮及其逆流的分布位置是比较稳定的。但流速和流幅等等, 则各个时期的变动仍很明显。近几年来黑潮及其逆流的某些特征值的变动情况, 如表 2 所示。

1. 表层流速及流量变化的概况

如以流轴两侧 $v > 0$ 的区域作为黑潮的范围, 则可根据图 4 中的流速分布廓线借求积法得出黑潮的表层平均流速。计算结果指出, 表层平均流速的变化趋势, 大多数都和表层最大流速($v_{0, \max}$)的相似。所以, 下文即以表层最大流速为代表, 来讨论近几年来黑潮流速的变动情况。

在这五、六年內, 黑潮表层最大流速的变动颇为显著(见表 2 及图 5)。最大值约为 133 厘米/秒(其矢量值为 139 厘米/秒), 出现在 1961 年 3 月; 1957 年 9 月、1960 年 6 及

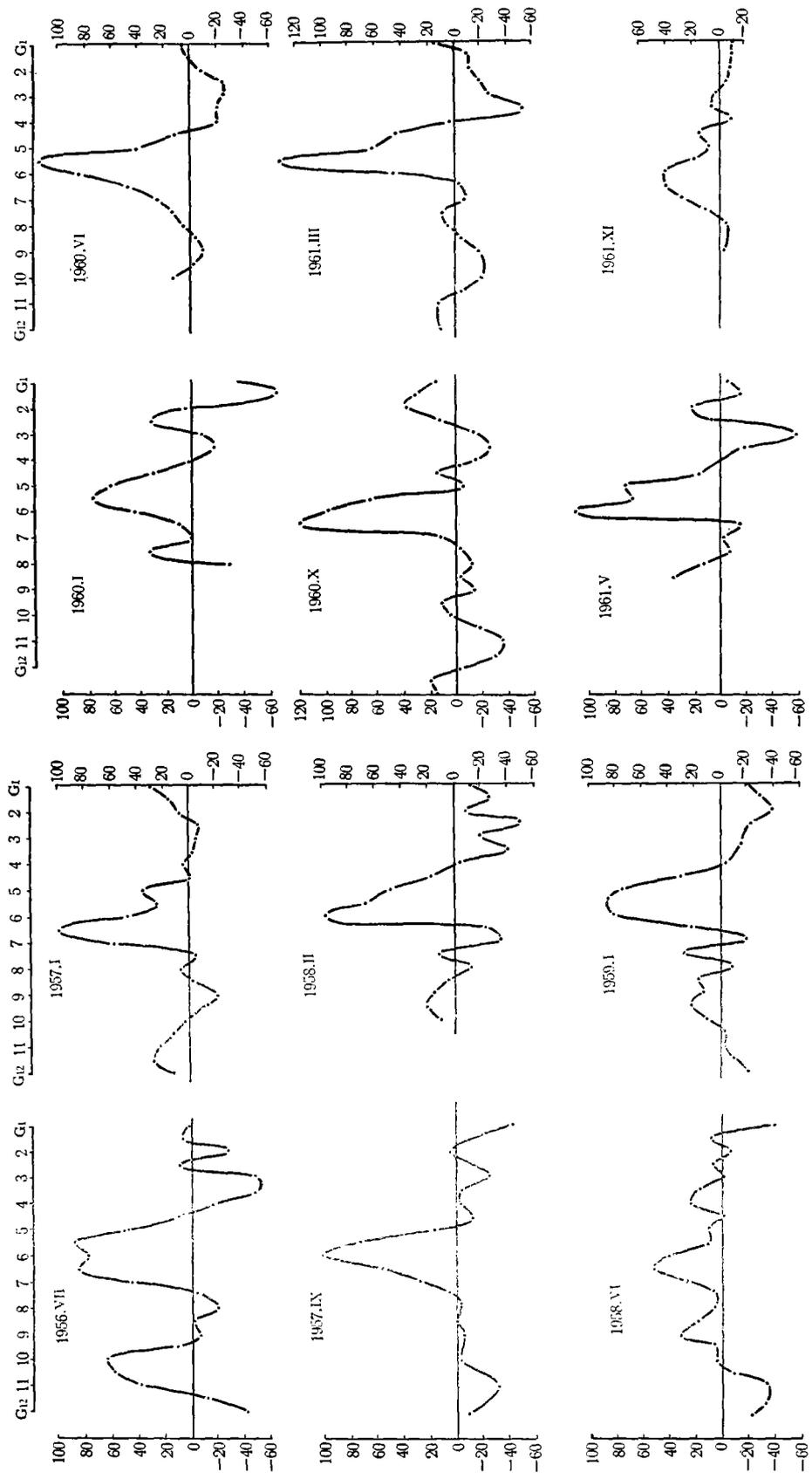


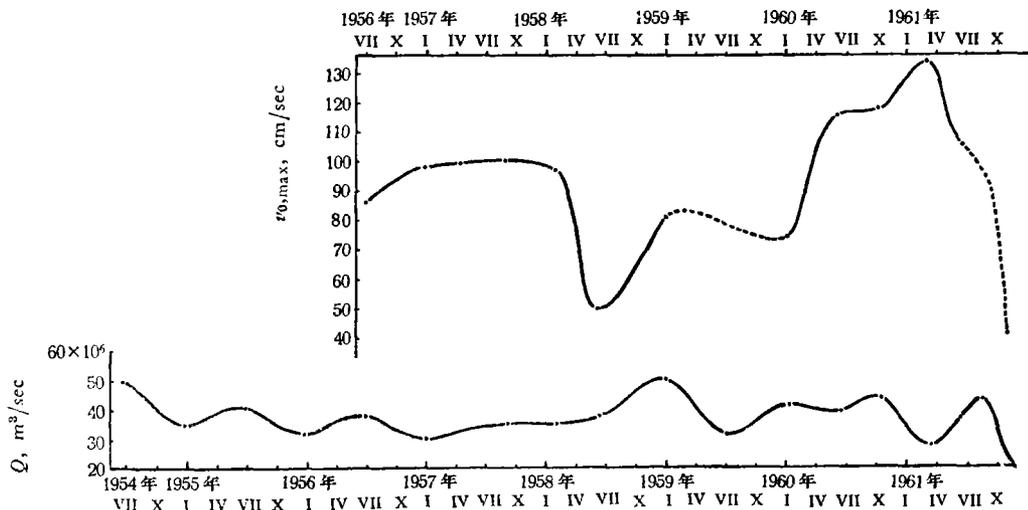
图4 近几年来 G 断面的流速 (厘米/秒) 分布
 Fig. 4. Velocity (cm/sec) distribution in section G in recent years.

表 2 近几年内黑潮及其逆流某些特征值的变动

Tab. 2. Variations of some characteristic values of the Kuroshio and its counter-current in recent years.

時間	Time	1956, VII	1957, I	1957, IX	1958, II	1958, VI	1959, I	1960, I	1960, VI	1960, X	1961, III	1961, V	1961, XI
$v_{0, \max}$ (cm/sec)	位置 Position	f	f	6	6	6 f	e 6	e	e	f	e	6	f
	流速 vel.	103	98	103	103	51	82	77	129	129	139	113	46
	流向 dir.	70°	40	20	55	70 50	40 50	50	60	60	50	50	60°
$v_{0, \max}$ (cm/sec)	位置 Position	e (f)	f	6	6	f	e (6)	e	e	f	e	6	6 f
	流速 vel.	87 (85)	98	100	97	50	82 (80)	74	115	117	133	109	41
流量 Transport, (10^6 m ³ /sec)		38	30	35	35	37	50	41	39	44	27	37	20
逆流的最大 流速 $v_{0, \max}$ of counter- current (cm/sec)	位置 Position	3 c	b	1	b	1	2	a	b 3	c	c	3	1
	流速 vel.	-51	-8	-45	-51	-41	-41	-65	-25	-26	-46	-58	-11

(又 1959 年 VII 月及 1961 年 VIII 月的流量分别为 31×10^6 、 43×10^6 m³/sec, 以上流量值均根据日本长崎海洋气象台资料)

图 5 近几年来黑潮(G断面)表层最大流速($v_{0, \max}$, 根据 GEK 资料)及流量(Q)的变动Fig. 5. Variations of the surface max. vel. ($v_{0, \max}$, according to GEK data) and volume transport (Q) of the Kuroshio (in section G) in recent years.

10月、1961年5月的 $v_{0,max}$ 亦均达到100厘米/秒或以上。最小值约为41厘米/秒,出现在1961年11月,1958年6月的 $v_{0,max}$ 亦很小,约为50厘米/秒。由是可知,最大值约为最小值的三倍左右。这12次观测的平均值约为92厘米/秒。在1958年冬季以前,表层流速比较稳定,而在同年夏季,表层流速却突然下降,出现次最小值。此后,流速在两年半左右的时间内有继续增大之势,至1961年春季达到最大值。接着,流速又骤趋陡降。在1961年度内,流速有大幅度的变动,变幅达92厘米/秒。

从这12次记录来看,流速的季节变化似无明显的规律性。如以1958年而论,表层最大流速为冬强而夏弱;1960年则为夏、秋强而冬、春弱;而在1957年则冬、夏季流速几乎相等。表层平均流速的变化趋势也与此相似。

在探讨黑潮流量的变动以前,拟将资料来源略加说明。

关于黑潮(G断面)的流量,已有不少学者进行了计算,但所得出的同期流量值,并不一致。据作者所知,最近几年来,日本长崎海洋气象台海洋课的学者们(1959a、1960a),曾先后两次系统地报导了黑潮流量的变动(自1955年冬至1959年冬)^[4,6],并有过多次的零星报导;日本西海区水产研究所的伊藤佃(1962)也有过类似的报导(自1955年冬至1961年3月)^[12];我们亦计算了1957—1959年的流量^[1]。

从计算结果的比较来看,日本学者们得出的数值,均比我们的为大^[1];又长崎海洋气象台得出的与伊藤佃报导的,有时差异亦较大。虽然如此,但流量变动的趋势,则基本上都是一致的。

在下面分析G断面的流量变化时,本文将采用长崎海洋气象台的数值(见表2及图5),因该台所发表的资料,包括的时间较长。

由表2可知,在这五、六年内,黑潮流量变动也很大。最大值约为 50×10^6 米³/秒,出现在1959年冬季³⁾;此外,1960年冬、秋季的流量亦较大,均达到 40×10^6 米³/秒或以上。最小值约为 20×10^6 米³/秒,出现在1961年秋季;同时,1957年和1961年冬季的流量亦较小,均在 30×10^6 米³/秒或以下。最大值约为最小值的2.5倍。表2中14次流量计算值的平均值约为 36×10^6 米³/秒。又自1955年冬至1961年秋,G断面17次流量计算值的平均值亦为 36×10^6 米³/秒左右^[14-16]。

在此期内,流量季节变化的一般趋势是:在1957年冬季以前,为夏大而冬小;在1958年夏季至1960年夏季这段时间内,则为冬大而夏小,与前一段时间相比,趋势正好相反;及至1960年秋后,季节变化的规律性便不很明显了。流量季节变化的幅度,有时很小(如1957、1958及1960年),冬夏季几乎相等;但有时亦很大(如1959及1961年),可达 20×10^6 米³/秒左右。

由上述可知,无论是表层流速或流量,它们的季节变化都比较复杂;所以简单地认为黑潮是“冬强夏弱”或“夏强冬弱”,似欠妥当。

著名的大洋漂流理论(Munk, 1950)指出,西部边界流及其逆流的流量可以根据风应力涡度求得^[24]。日本学者南日俊夫(T. Naniiti, 1952)及市荣誉(T. Ichiye, 1958)等曾分别根据实测风速及风应力涡度的变化,讨论了流经日本南岸的黑潮的流量变化,得到了一

3) 又根据长崎海洋气象台(1955a)的计算,1954年夏季冲绳岛西方断面(与G断面相当),黑潮的流量亦达到 50×10^6 米³/秒^[18]。所以,在4—5年内,黑潮流量出现两个“高峯”。

些較好的結果^[25,20]。

对于流经东海的黑潮,其流量变化与风应力涡度变化的关系以及局部风的影响等等,因限于資料,目前尚难探討,拟留待今后进行。现仅就表层流速及断面流速結構两方面来分析它們与黑潮流量变化的一些关系,因为它們是流量变化的两个重要标志。

2. 表层流速与流量变化的关系

对比图 5 中的两条曲綫可知,表层流速与流量的变化趋势,在相当长一段时間內頗为一致,即表层流速增大时,流量亦增大,但两者增大的量值并不成比例。例如,1959 年冬季流量出現近几年来最大值,表层流速虽亦增大,但并未达到相应的最大值。而在另一段时間內,两者的变化趋势則相反。例如,自 1960 年冬季至 1961 年春季,表层流速在显著增大中,但流量并没有这种趋势;1961 年 3 月表层流速达到最大值时,流量却几乎下降到最小值。

所以表层流速与流量变化虽密切相关,却非完全一致。这是因为流量不仅与表层流速有关,在相当大的程度上,更取决于流速的垂直結構。再者,即使从理論上講,表层流速与流量的变化趋势应趋一致;但由于上述表层流速系 *GEK* 观测所得,而流量則系由温、盐度分布計算得出,考虑到資料性质的不同,以及观测、計算中所可能产生的种种誤差,两者未尽一致,亦是理解的。

因此,表层流速只是估計流量变化的指标之一,如欲单从表层流速資料来推断黑潮流量变化的趋势,則不一定可靠,甚至还可能适得其反。

3. 断面流速結構与流量变化的关系

根据动力計算得出的 *G* 断面近几年內的流速分布見图 6。

首先,从图上可以看出,黑潮的流速結構都显示这样一个特征,即:主流流軸随着深度的增加而逐渐移向黑潮右側(1959 年冬季,这一特征不甚明显)。这一特征,早为 Iselin (1936)根据湾流資料所指出^[21]。本节所述的流速結構,主要是指这一主流流軸(和流核)的位置、寬度、厚度等而言。其中流軸系指 10 厘米/秒等速綫所包围的水体,而流核則指流軸中最大流速所在处,流核深度为流核到流軸边缘的垂直距离。*G* 断面上流速結構的特征值見表 3。

表中指出:在流量出現最大值的 1959 年冬季,*G* 断面流速結構的主要特征是:(i)流核位置最偏东南,即离陆棚最远;(ii)流核深度及流軸厚度均达到最大;(iii)核心速度亦較大。这种分布,均有利于使流量达到最大值。反之,在流量較小的 1959 年夏季,流核位置最偏西北,即离陆棚最近,流核深度达到最小,流軸厚度亦不大,同时流幅狹窄。这种分布均不利于使流量有較大的值。总的說来,在这几年內,这些特征值中,以流核位置及深度的变化較为显著,其他各值的变化一般均較小。

这些特征值与流量变化的关系見图 7。

图中明显地指出:流量与流核深度两者的变化趋势相当一致,而与其他特征值的关系則較差。故可初步認為:流核位置及其深度是影响流量变化的两个比較重要的因子;而这两者根据 *G* 断面的地形来看,实际上即为黑潮流軸离陆棚远近的两个指标而已。黑潮流軸离陆棚較近时,流核即偏西北,因受地形限制,其深度亦較浅;反之,流軸离陆棚較远时,流核即偏东南,其深度亦較大。在前一种情况下,流核有时即位在陆棚上,延伸很浅,

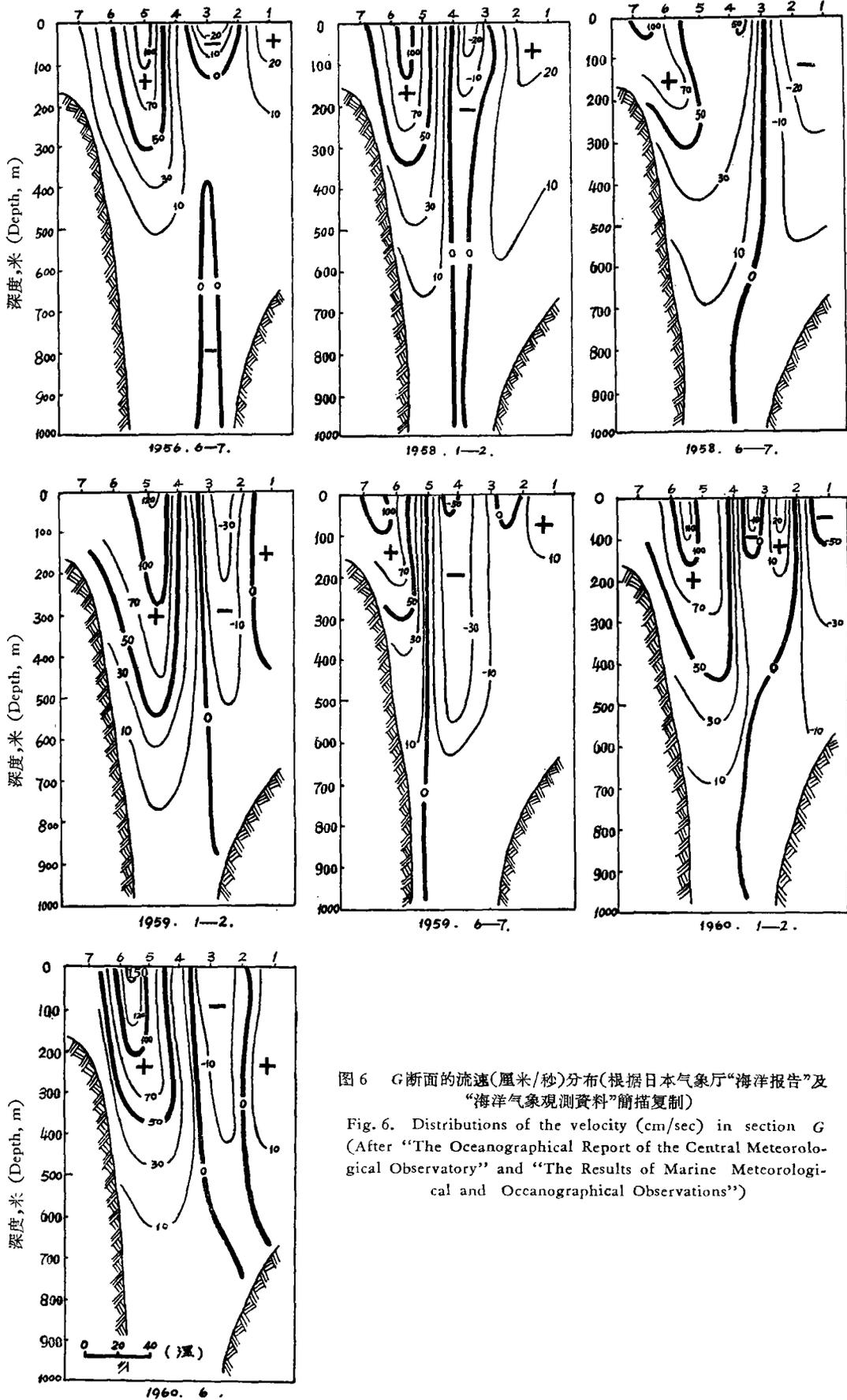


图6 G断面的流速(厘米/秒)分布(根据日本气象厅“海洋报告”及“海洋气象观测资料”简描复制)

Fig. 6. Distributions of the velocity (cm/sec) in section G (After “The Oceanographical Report of the Central Meteorological Observatory” and “The Results of Marine Meteorological and Oceanographical Observations”)

表 3 近几年內黑潮流軸及流核的变动情况

Tab. 3. Variations of the axis and nucleus of the Kuroshio in recent years.

断面 Section	观测时间 Time		1956, VII	1958, II	1958, VI	1959, I	1959, VII	1960, I	1960, VI
	G	流轴 Axis	位置 Position	G_4-G_7	G_3-G_7	G_3-G_7	G_6-G_7	G_5-G_7	G_4-G_7
宽度 Width (N. mil.)			70	60	80	70	40	60	60
厚度 Thickness (m.)			525	630	680	760	590	700	620
流核 Nucleus		位置 Position	G_5-G_8	G_5-G_6	G_6-G_7	G_4-G_6	G_6-G_7	G_5-G_6	G_3-G_6
		深度 Depth (m.)	450	530	250	760	150	600	600
		速度 Vel. (cm/sec)	100	100	100	120	100	110	150
流量 Transport (10^8 m ³ /sec)		38	35	37	50	31	41	39	
E	流核 Nucleus	位置 Position	F_2-E_4	E_3-E_4	E_8-E_4	E_5-E_7	E_2-E_3	E_2-E_3	E_2-E_3
		速度 Vel. (cm/sec)	70	60	50	70	90	100	50
	流量 Transport (10^8 m ³ /sec)		49	40	41	40		37	30

1. 流核速度指包围核心最大速度的等值线的数值, 故最大流速均略大于表中所示数值;
2. E断面資料来源同G断面, E断面方向自 E_1 指向东南。

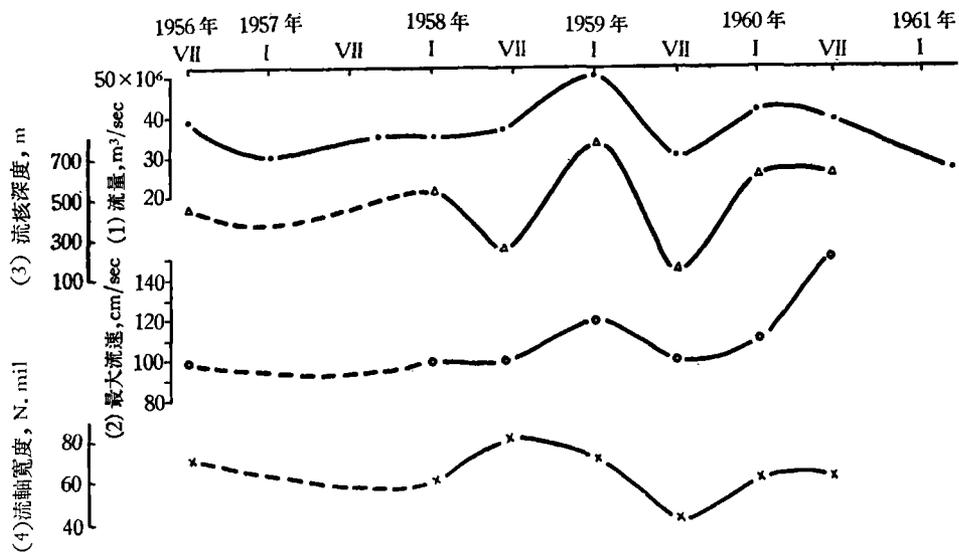


图 7 黑潮(G断面)流速结构的特征值的变化

Fig. 7. Variations of the characteristic values of the velocity structure of the Kuroshio (in section G).

- (1) Volume transport
- (2) Max. vel. (from dynamical calculation)
- (3) Depth of nucleus
- (4) Width of axis

流量不可能很大。而在后一种情况下,流核延伸較深,流量随而增大。所以,从流速结构与地形的关系来分析流量变化时,可以得出这样的初步推論:当黑潮流軸离陆棚較远时,流量可能增大;反之,流量可能减小。

导致黑潮流軸产生这种变动的的原因是什么?这是黑潮研究中頗为重要的一个课题。对此,目前尚难提出什么具体的意見。但是,我們初步认为:上述变动似与 130°E 以东海区黑潮的变动有着一定的联系。

在近几年內,黑潮通过 G 断面时,其流軸位置一般离陆棚均較近,只有1959年冬季离陆棚較远,即位置最偏东南。由表3可知,黑潮通过 E 断面(位于屋久島东南方)时,其流軸一般亦偏北,也只有1959年冬季最为偏南。因此,也許可以这样設想:黑潮这两段流軸位置的变动可能有着相似的节奏,即黑潮通过 G 断面时,其流軸如离陆棚較远,則在通过 E 断面时,流軸亦将偏南,反之亦然。如以1959年的情况而論, G 断面的流軸冬季較夏季約偏东南40—50哩,而在 E 断面相应地約偏南70—80哩。

其次,順便提出一个值得我們注意的問題:1959年在日本四国及远州滩以南先后出現的显著的冷水团(这是1954年以后最显著的一次)^[18],是否也与該年冬季(1—2月)黑潮通过 G 及 E 断面时流軸发生变动有关?两者发生的时间,相差大約有三、四个月以上,当 G 及 E 断面上流軸最偏东南时,四国及远州滩外海尚未出現显著的冷水团;而当这些地区先后出現显著的冷水团时,上述流軸又恢复到离陆棚較近的一般情况。

根据南日俊夫(1960)的研究,在1959年1—9月期間, 130°E 以东黑潮流軸位置与其平均位置的偏离,是随着时间由西向东移动的;即向南的偏离,冬季(1—3月)首先在九州以南出現,接着初夏(5—6月)出現在四国以南,至盛夏(7—9月)則出現在远州滩以南附近^[20]。福岡二郎(Fukuoka, 1960)亦曾指出,在1959年5—8月期間,由于黑潮“蛇行”所出現的冷水团是由西向东推移的^[18]。这样一来,上述几項現象发生时间的差距,似可得到解释,这种差距即表示 E 断面附近出現冷水团的时间,要比四国、远州滩以南的为早。

綜上所述,似可合理地认为,1959年冬季以后在 130°E 以东、日本南岸所出現的冷水团,是在黑潮流軸离岸較远的情况下产生的。由于流軸离岸距离时远时近的变化大約呈波状自西向东地发生着,故冷水团亦自西向东移动。值得指出的是:流軸位置的这种变动,却是在 G 及 E 断面上首先出現而逐渐向东推移的。因此, G 断面上流軸位置的变动,不仅与黑潮流量变化有关,可能还同日本南部的海况变化有联系。 G 断面上黑潮流軸的偏东南現象,可能即是不久以后将在日本四国、本州以南出現显著的弯曲和冷水团的一种預兆。

对于东海黑潮流量出現最大值的另一个时期(1954年夏季,此时日本南岸亦出現显著的冷水团),因限于資料,尚难进行同样的分析。我們期望,今后能获得更多更系統的資料,借以檢驗上述关系在黑潮其他时期的变动中是否存在。

四、黑潮的途径問題

以上,我們仅就 G 断面資料,分析了黑潮流速流量的分布、变化及其与地形的关系。为了对流经我国东海的黑潮有一个比較全面的了解,显然还須就黑潮所流经的其他断面进行同样的分析。但目前因缺乏資料,尚难这样做。本节只根据現有的少数資料,对黑潮的

途径问题略作分析。

日本长崎海洋气象台曾于 1960 年及 1961 年秋季 (10—11 月) 在东海进行了范围较广的调查; 其中 1961 年那次观测, 范围更大, 南至 24°N , 西至 122°E 附近, 包括了黑潮主干所流经的 4—5 个断面。这为研究黑潮途径提供了一项可贵资料。

这两年秋季各断面上最大流速 (即黑潮流轴) 的位置及量值等如表 4 所示。在图 8 中

表 4 黑潮在几个断面上的最大流速及流量

Tab. 4. Max. velocity and transport of the Kuroshio in some sections.

時間 Time		1960, X—XI				1961, X—XI			
断面 Section		14	G	I	K	Q	S	G	I
最大流速 Max. vel.	位置 Position	No. 1431	G_f	I_4	K_c	Q_d	S_a	G_f	I_d
	流速 vel. (cm/sec)	51	129	87	93	139	87	46	67
	流向 Dir. ($^{\circ}$)	60	60	50	40	50	50	60	50
流量 Transport ($10^6\text{m}^3/\text{sec}$)			44			33		20	

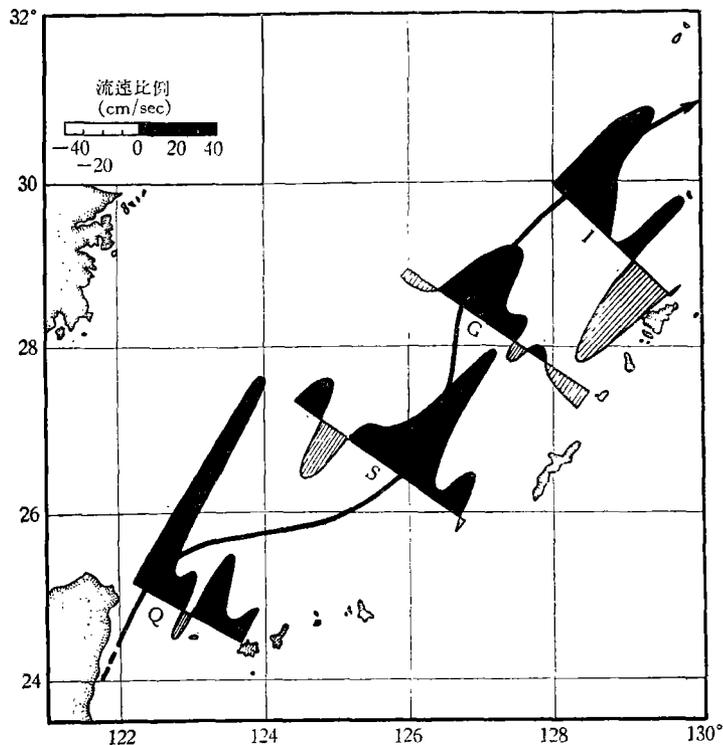


图 8 黑潮表层流速 (v) 的分布

Fig. 8. Distribution of surface velocity (v) of the Kuroshio. (1961, X—XI)

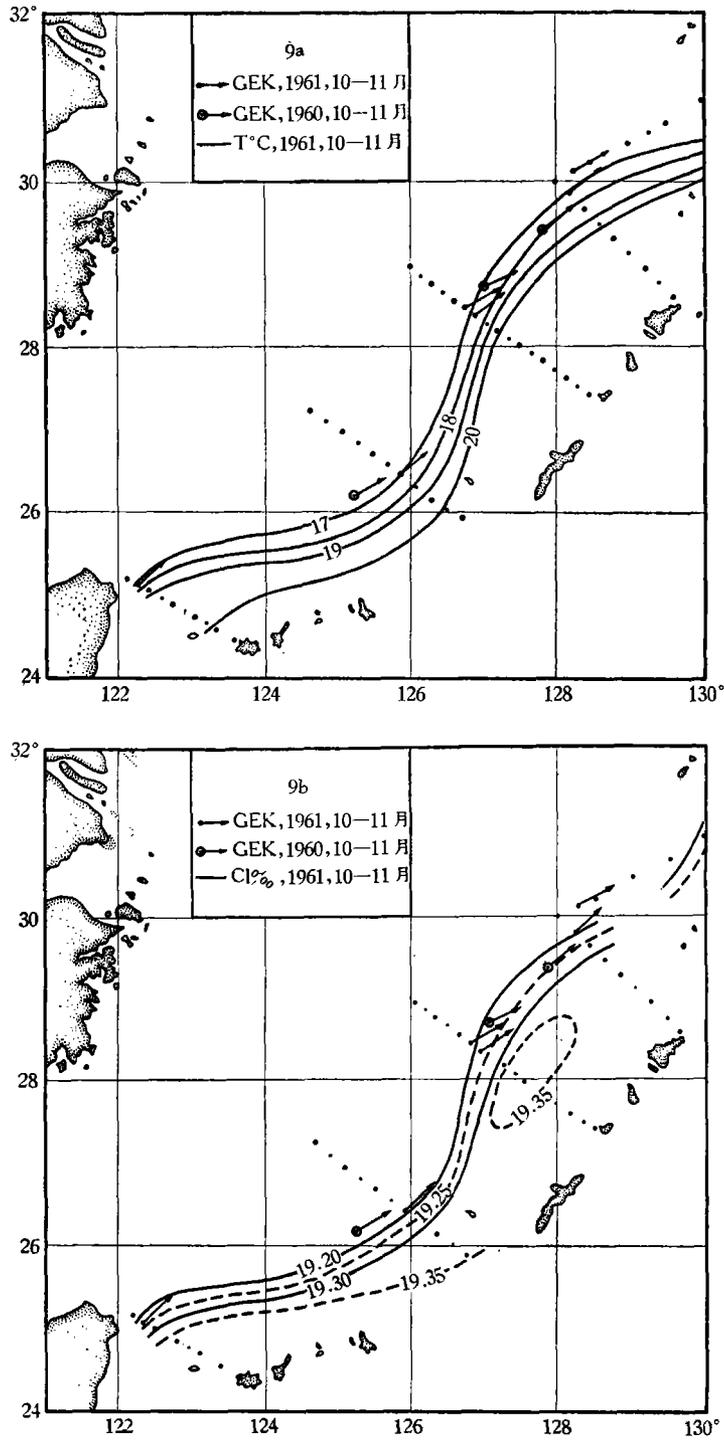


图9 黑潮表层最大流速与200米层温氯度分布的比较

Fig. 9. Comparison between the surface max. vel. and the distribution of the temp., chlorinity in 200m. level in the Kuroshio region.

还指出了 1961 年秋季黑潮在各断面上的表层流速(v)分布廓线。

从这两年秋季各断面上最大流速的方向来看,黑潮主干的流向比较稳定,均指向 NE—ENE,但流速流量的变化却很大。这与单独由 G 断面得出的情况相同。

如将最大流速位置与各层水文要素的分布加以比较,则可看出,前者与 200 米层上的温、盐度分布有着密切的关系(见图 9)。

图 9 指出,最大流速一般均位于 16—19°C (或 19.15—19.30‰) 等值线附近的狭带区域。这里是该层上温、盐度水平梯度最大的地方,同时也是表层流速最大的地方。

我们还就其他年份其他季节的一些零星资料,进行了同样的比较,觉得这一关系仍然存在。这样,就可把 200 米层的温、盐度水平梯度最大处近似地作为黑潮表层流速最大处,亦即黑潮的轴线。图 8 中的黑潮轴线,就是根据最大流速位置并参考 200 米层温、盐度分布得出的。

就 1961 年秋季而论,流经我国东海的黑潮,其轴线显然不象一般所认为的那样——逕直地指向东北,而亦有弯曲现象⁴⁾: 在 Q—S—G 断面间轴线下凹,而在 G—I 断面间则上凸。同期,日本四国、本州以南区域的观测指出,在那里黑潮亦具有显著的弯曲现象^[1]。所以,就这一时期而论,这两处黑潮的轴线都同时出现弯曲。

南日俊夫(1960)曾根据 1937—1959 年间观测到的弯曲现象求得了 130°E 以东黑潮的平均轴线^[26](见图 10)。如将这一轴线与本文得出的 130°E 以西(1961 年秋)的轴线相联,则更可看出: 在 122°—140°E 之间,黑潮轴线呈波状前进,各波峰间的距离近似相等,约为 400 哩(—740 公里)。如在这个波状轴线之间作一中线,则可得黑潮轴线波动的振幅约为 40 哩(—74 公里)。

同时,还可看出,在 130°E 以西,这一轴线的位置又与 200—500—1000 米等深线颇为接近,后者为深度倾斜最大处。所以,黑潮主干自我国台湾北上后,大致是沿陆棚陆坡毗连区域流动的。

南日俊夫在仔细地分析了 1937—1959 年间在日本四国、本州南岸出现的黑潮弯曲现象以后,认为这种弯曲现象并非前进波,其槽脊位置亦不改变^[26],故其性质为驻波。

对于流经我国东海的黑潮,上述弯曲现象是否为一种波动? 如系波动,则是前进波呢或是驻波? 是一个值得今后进一步探讨的问题。

最后,本文着重指出,如上述弯曲现象果系一种波动,则它对我国黄东海、特别是东海的海况变化,当有着密切的关系,在开展我国近海水文预报工作中是值得予以重视的。

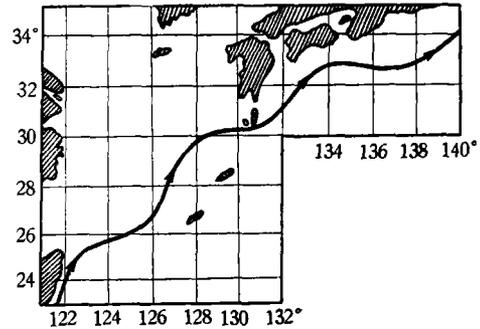


图 10 黑潮轴线(130°E 以东的轴线系根据南日俊夫, 1960)

Fig. 10. Axis of the Kuroshio (axis to the east of 130°E is drawn after Nanjiti, 1960).

4) 1960 年秋亦有类似现象出现,但比较不明显。

参 考 文 献

- [1] 毛汉礼、管秉賢、郑义芳、丁文兰。南黄海及东海北部(28°—37°N)夏季的海流系統及其若干問題的初步探討(即将发表)。
- [2] 斯費德魯普 H. U., 約翰遜 M. W., 佛萊明 R. H., 1946。海洋。(毛汉礼譯, 1958, 科学出版社出版)第二卷, 341—664 頁。
- [3] 日本气象厅, 1957。气象厅海洋气象观测資料, No. 19。
- [4] 日本气象厅, 1959a。气象厅海洋气象观测資料, No. 23, 共 240 頁。
- [5] 日本气象厅, 1959b。气象厅海洋气象观测資料, No. 24, 共 289 頁。
- [6] 日本气象厅, 1960a。气象厅海洋气象观测資料, No. 25, 共 258 頁。
- [7] 日本气象厅, 1960b。气象厅海洋气象观测資料, No. 26, 共 256 頁。
- [8] 日本气象厅, 1961。气象厅海洋气象观测資料, No. 27, 共 257 頁。
- [9] 日本气象厅, 1962a。气象厅海洋气象观测資料, No. 28, 共 304 頁。
- [10] 日本气象厅, 1962b。气象厅海洋气象观测資料, No. 29, 共 284 頁。
- [11] 日本气象厅, 1962c。气象厅海洋气象观测資料, No. 30, 共 326 頁。
- [12] 伊藤 圃, 1962。昭和 35 年西日本海域綜合海况, 日本海洋学会志, 18 (2): 47—48。
- [13] 长崎海洋气象台海洋課, 1955a。昭和 29 年夏季东支那海海洋观测报告。海洋报告, 4 (1): 78—84。
- [14] 长崎海洋气象台海洋課, 1955b。昭和 30 年冬季东支那海海洋观测报告。海洋报告, 4 (2): 25—35。
- [15] 长崎海洋气象台海洋課, 1956a。昭和 30 年夏季东支那海海洋观测报告。海洋报告, 4 (4): 33—48。
- [16] 长崎海洋气象台海洋課, 1956b。1956 年度冬季东支那海海洋观测报告。海洋报告, 5 (2): 33—45。
- [17] 长崎海洋气象台海洋課, 1956c。1956 年 6 月—7 月东支那海海洋观测报告。海洋报告, 5 (4): 53—67。
- [18] 福岡二郎, 1960。日本近海にあらわれる冷水塊及び暖水塊について(その1), 海と空, 36 (1): 1—12。
- [19] Defant A., 1961。Physical Oceanography, I. xvi+729 pp. Pergamon Press, Oxford. London. New York. Paris.
- [20] Ichiye T., 1958。The response of a stratified bounded ocean to variable wind stresses. *Oceanogr. Magazine*, 10(1):19—63.
- [21] Iselin, C. O'D., 1936。A study of the circulation of the western North Atlantic. *Pap. Phys. Oceanogr. and Meteor.*, 4(4):1—101.
- [22] Japan Meteorological Agency, 1958a。The results of marine meteorological and oceanographical observations, No. 21, 168pp.
- [23] Japan Meteorological Agency, 1958b。The results of marine meteorological and oceanographical observations, No. 22, 183pp.
- [24] Munk W. H., 1950。On the wind-driven ocean circulation, *Jour. of Meteorology*, 7(2):79—93.
- [25] Nahrniti T., 1952。On the fluctuation of the Kuroshio and the wind, 日本海洋学会志, 8 (1):23—29。
- [26] ———, 1960。Long-period fluctuation in the Kuroshio, *Paper in the Meteorology and Geophysics*, 11(2—4):339—347.
- [27] Neumann G., 1960a。On the dynamical structure of the Gulf stream as an equivalent-barotropic flow. *Journal of Geophysical Research*, 65(1):239—247.
- [28] ———, 1960b。On the effect of bottom topography on ocean current, *Dt. Hydrogr. Z.*, 13(3): 132—141.

A PRELIMINARY STUDY OF THE DISTRIBUTION AND VARIATION OF THE VELOCITY AND VOLUME TRANSPORT OF THE KUROSHIO AND THEIR RELATION TO THE TOPOGRAPHY

KWAN PING-HSIEN

(*Institute of Oceanology, Academia Sinica*)

ABSTRACT

By employment of the data obtained by the Japanese in recent years (1956—1961) in section G, four topics concerning the distribution and variation of the velocity and volume transport of the Kuroshio in the East China Sea are discussed in this paper.

(1) The distribution of surface velocity and its relation to topography A simple model of the velocity profile across Kuroshio and its counter-current is proposed, based on 11 series of GEK data. It is shown that both the velocity and topography profiles may be expressed analogously in the form of a “damped vibration”, and the max. velocity (axis of the Kuroshio) is just located near the inflection point of the topographic curve.

(2) The distribution of transport and its relation to topography By introducing the topographic model of section G into the equation which Neumann obtained in his study of the Gulf Stream, a solution expressing the volume transport profile is derived. Comparison between the calculated and the observed results shows that, both in the velocity and transport profiles, the agreements are fairly satisfactory. It is further suggested that the distribution types of the velocity and transport are mainly determined by the bottom topography, the presence of a counter-current on the right side of the Kuroshio being closely connected with the bottom ridge there. On the other hand, the magnitudes of the velocity and transport are proportional to the value of the frictional slope of the sea surface.

(3) Variation of the velocity and transport Compared with the Gulf Stream, the annual and secular variations of the strength of the Kuroshio are so much larger and complicated that their regularities are far from being clear. However, probably due to the restrictive effect of the bottom configuration, the direction and position of the axis are relatively stable. Except in the winter of 1959, when the transport reached its maximum, the axis of the Kuroshio lies near the boundary between the continental shelf and continental slope.

(4) The problem of the path of the Kuroshio in the East China Sea is briefly analysed. It is suggested that, if the meander does exist, the conditions of the China Sea would be more or less affected. It is therefore an important and interesting problem to investigate, not only for the theoretical study, but also for the practical application.