

海冰增长解析模式评述

Matti Leppäranta

(芬兰, 赫尔辛基大学地球物理系)

摘要 海冰增长在地球物理学中是一个经典问题,传统上一直被处理为一维的,并且只考虑垂直热输送。最早的解析模式可以追溯到十九世纪。这为检验海冰增长理论、深入了解其物理机制、得出各种条件下冰层厚度的一级近似提供了很有效的工具。此文描述了海冰增长的物理问题,提出了关于该问题的一个解析模拟框架,并给出了不同环境条件下的解析解。

关键词 斯蒂芬定律, 海冰增长模式

1 引言

全球海洋的大约 7% 被海冰所覆盖,这对大气与海洋间的热量、动量和物质交换有着重大影响。对于热交换的影响现已有很好的定性了解,海冰被认为是海-气交界面的一层很薄的隔膜。对于该隔膜厚度变化的了解是冰覆海洋物理学中的一个关键性问题。海冰的机械增长可以归因于辐合流场,海冰的热力增长归因于冰的热损失。本文的主题则是热力增长。

海冰的热增长是地球物理学中的一个经典问题。传统上它一直被处理成在垂直方向上的一维问题,由较强的垂直温度梯度造成。这说明垂直热通量远大于水平热通量。图 1 为一海冰增长示意图。冰主要在底部增长。冻结时释放的潜热通过冰雪传导,再通过辐射和湍流热通量释放到大气中。冰偶尔也会从顶部增长,这种情况发生在顶部出现雪水层的情况下。

早在十九世纪就有人检验过海冰的热力增长问题。Stefan (1891) 提出过一个理想情况下裸冰增长的理想解析解。Zubov (1945) 以 Stefan 的模式和经验资料为基础进行了深入的研究,后来又有人提出过一些理论的

和半经验的模式。但直到二十世纪六十年代随着数值模式的问世,才有了实质性的进展 (Untersteiner, 1964; Maykut 和 Untersteiner, 1971)。Maykut 和 Untersteiner 的模式 (1971) 在今天仍是重要的先进模式。下一代海冰增长模式尚在研制之中,它将作为一个

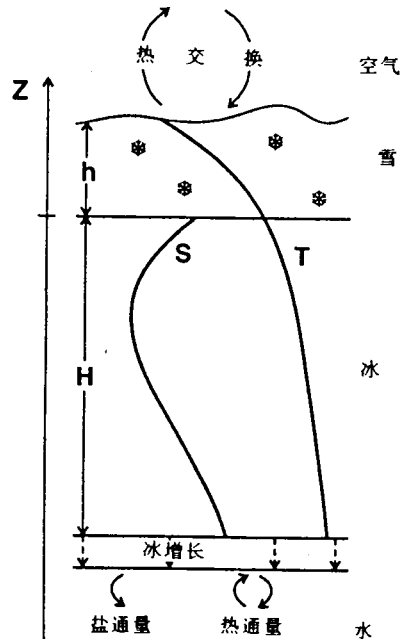


图 1 海冰热力增长示意图

完全耦合的温度-盐度系统来描述海冰热力学。

本文用解析方法来讨论海冰的增长问题,不考虑融化季节的情况。文中首先讨论了海冰增长的物理问题,然后为考察特定的物理问题和获得不同环境条件下海冰厚度的一级近似提出了几种基本解析模式及它们的解。

2 基本方程

2.1 冰中热传导

用传统的热传导方程来描述海冰的热力学,可以写成:

$$\partial/\partial t(\rho_i c_i T) = \nabla \cdot (\kappa_i \nabla T) + q \quad (1)$$

其中 t 是时间, ρ_i 是冰密度, c_i 是冰的比热容, T 是冰的温度, κ_i 是冰的热传导率。 q 是内部热源项,它由进入冰中的太阳辐射构成。为了模拟冰增长,(1)式可以简化。垂直温度梯度通常远大于水平温度梯度,也就是说热量主要在垂直方向传播,因此水平导数可忽略,于是,热传导方程简化为:

$$\partial/\partial t(\rho_i c_i T) = \partial/\partial z(\kappa_i \partial T/\partial z) + q \quad (2)$$

边界条件是:海冰底部温度等于海水的冰点 T_f ,上表面的热通量等于 Q_T (为释放到大气中或从大气中获得的热量以及由相变产生的热量)

$$\text{顶: } \kappa_i \partial T/\partial z = Q_T \quad (3a)$$

$$\text{底: } T = T_f \quad (3b)$$

下边界并非固定不变,因冰的融解或者冻结而变化:

$$\rho_i L dH/dt = \kappa_i \cdot \partial T/\partial z|_{\text{底}} - Q_w \quad (4)$$

这里 L 是冻结潜热, Q_w 是由水传入冰中的热通量。冰厚度也可能在顶部变化,这一过程作为一种相变被包括在 Q_T 中。

用方程(2)一(4)可以描述冰的热传导和冰厚度的变化。然后的问题是确定冰的热力特性和外部热通量。这些特性曾被 Weeks 和 Ackley(1982)详细地研究过。

在海水中冰形成的类型不同于在淡水中。海水的盐度会使冰点降低到 -2°C ,会在

冰中产生盐渣。众所周知,海水的冰点是盐度与压力的函数(例如 Millero, 1978)。海冰中的盐是以液态盐水和固态盐晶的形式存在,两者量上的相对多少由冰的温度决定。它们的相成分在不同的温度下处于平衡之中(Schwerdtfeger, 1963)。液态盐水的盐度由与冰点的关系确定,因此盐度随温度的减小而增加,反之亦然。盐度的变化可归因于盐水囊边界上的冰冻结与融化,这样,液态盐水的体积会随温度而变化。在温度高于约 -5°C 的情况下,这种体积的变化迅速增大。另一方面,固态盐只存在于温度很低的情况下,对海冰热力特性的影响可以忽略不计。

盐水的存在和有关的相变,意味着海冰实际上没有固定的融点。温度的变化总会在盐水囊的边界造成融化或冻结。对纯冰来说,冻结潜热为 335Jg^{-1} 。当海冰增长时,盐水被截留在冰中。对于单位体积的海冰来说,被截留的盐水越多,里面的纯冰越少,结果释放的有效潜热也越少(Cox 和 Weeks, 1988)。

海冰的热力特性取决于冰的温度与盐度(Assur, 1958; Schwerdtfeger, 1963; Ono, 1968)。对于增长模拟来说,可以将密度视为常数: $\rho_2 = 0.9\text{cm}^{-3}$ 。由于盐水的存在,在较高温度下比热容和热传导率对温度非常敏感(图 2)。Malmgren 1927 年提出过这些参数的更为简单的表达式。

某种物质的比热容是单位质量的该物质温度增加 1 度所需要的热量。对于海冰中温度的增加,需要热量来增加固态冰和盐水的温度及融化一部分冰来降低盐水浓度。主要由于这种相变的影响,海冰的比热容随着温度增加而增加。当温度接近冻结温度时,这种增加变得非常迅速(图 2)。

热传导率反映一种物质传输热量的能力。对于海冰而言,热量通过固态冰和盐水囊传导。当温度增加时,盐水体积增加。盐水囊中的对流作用很小,因此温度增加时海冰的热传导率减小(图 2)。但是由于不涉及相变,这种变化不如比热容那样迅速。

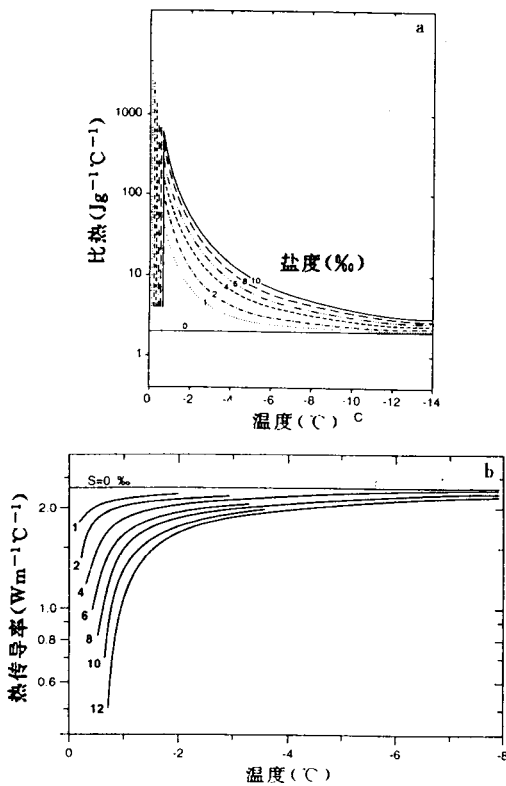


图2 (a)比热容(Schwerdtfeger,1963)和(b)海冰的热传导率(Ono,1968)。水平轴为温度;各曲线描绘了盐度的影响

从上而下通过空气-冰,或空气-雪交界面的热通量,一部分源自与大气的湍流热交换,另一部分源自辐射平衡(例如,Maykut,1986)。它取决于大气状况,冰或雪表面的特性和温度。因此,这种热通量与冰雪系统是高度耦合的,在解冰、雪系统内的热传导方程时应该同时确定。

感热和潜热通量可以用常用的湍流热交换定律确定。各辐射分量一般使用半经验方程。这些方法有时可能导致错误的结果,尤其是湍流热交换系数对大气稳定性非常敏感,而净辐射对云量也非常敏感。因为冰增长主要发生在冬季和秋季,太阳辐射所起的作用很小。

海洋热通量 Q_w 纯粹是外源,它必须是已知的或者能够由海洋模式确定。最近有许多人用海-冰耦合模式在研究海洋热通量的

作用方面做了许多工作(例如 Mellor 等,1986; Lemke,1987; Houssais,1988; Svensson 和 Omstedt,1990)。

2.2 雪的作用

如果冰上有雪覆盖,必须引入穿过雪的热传导方程。方程在形式上与海冰的情况类似:

$$\partial/\partial t(\rho_s c_s T) = \partial/\partial z(\kappa_s \partial T/\partial z) + q \quad (5)$$

其中 ρ_s, c_s 和 κ_s 分别是雪的密度、比热容和热传导率。冰-雪交界面的边界条件根据热通量的连续性来确定,

$$\kappa_i \cdot \partial T/\partial z|_i = \kappa_s \cdot \partial T/\partial z|_s \quad (6a)$$

在雪被的顶层为:

$$\kappa_s \cdot \partial T/\partial z = Q_T \quad (6b)$$

雪厚度的总变化率由给定的降水量、预报的融化率,也可能再加上雪密度变化的某个定律一起来确定。

按一级近似,雪的比热容是常数,雪的热传导率只与密度有关。热传导率的作用很大,并且对雪的密度十分敏感(Langham,1981)。雪热传导率的典型值约是冰热传导率的10%,例如十厘米厚的雪层绝热性能相当于一百厘米厚的冰层。但在雪密度为0.1—0.4 gcm^{-3} 时,雪的热传导率变化范围可达一个数量级。

雪的影响问题十分复杂,其原因是雪的密度随时间的变化很大(Leppäranta,1983)。新雪的密度可低至0.1 gcm^{-3} ,一个星期或更长后密度就可能高达0.3—0.4 gcm^{-3} 。海冰上雪的典型密度是0.3 gcm^{-3} 。

雪不仅仅是冰与空气之间的被动绝热体,在降雪量较大的地方,也会形成雪冰。这又给冰热力学引出了新问题。波罗的海和南极海就是这类地区的好例子。Leppäranta(1983)曾试图在冰增长模拟中考虑雪冰。

按照阿基米德原理,如果 h 是雪的厚度、 ρ_w 是水的密度时下式成立,即

$$\rho_s h = (\rho_w - \rho_i) H \quad (7)$$

那么水平面将与雪、冰的界面水平。如果雪的质量较大,雪的下部会没于水中,最后会产

生一个雪水层。这样使热传导问题涉及一个三层系统。被水没过之后,雪水层中可能立即有冰晶形成或者融化,致使雪水的温度可能等于冰点的温度。于是雪水从顶部冻结从而转化成雪冰。

这里我们必须做几个基本假设,并给雪水和雪冰规定一些热力特性。按一级近似,我们假定:

- ①初始雪水厚度等于海水漫过雪层下边界的高度;
- ②在雪的转换过程中没有压缩;
- ③雪水的特性被看成是冰与水按其质量线性加权的组合;
- ④雪冰特性与正常海冰相同。

水浸现象也会改变冰盐度廓线。总的盐输入量由没过冰中的水量确定。在雪冰增长的过程中,会渗出盐水,于是雪水的下半部可能会变得很咸(例如 Leppäranta 等,1992)。这也会使冻结点降低,以致气温很低时也有一个潮湿层存在。

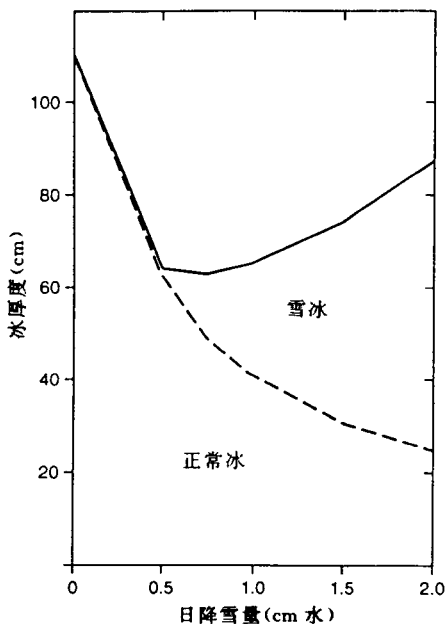


图3 模式得出的在芬兰奥卢气候平均气温状况下,冰厚与假定的常定日降雪量之间的函数关系(Leppäranta,1983)

Leppäranta(1983)曾试图模拟正常海冰与雪冰的增长。所得结果对两种类型的冰都是符合现实的。正常冰与雪冰之间的相对比例十分依赖于降雪率(图3)。模式中还包含了雪的热传导率对于雪密度的依赖关系。正如所预料的那样,冰的增长对雪的特性相当敏感。

3 解析模式

尽管在海冰增长问题上还有许多人们了解甚少但非常敏感的因素,令人惊奇的是,简单的解析模式竟得出相当好的结果。这主要是因为模拟误差中存在一个负反馈:模式中冰厚估计不足导致冰绝热减小,由此模拟出的冰的增长速度要快些,这正好与误差相抵消;反之亦然。在解析模式中,冰的热力特性一般被视作常数。这是因为在增长季节冰的温度很低,因而热力特征变化不大(见图2)。此外,冰的增长季节是色调较暗的秋季与冬季,此时太阳辐射相对较弱,温度的日变化一般也较小。

3.1 斯蒂芬(Stefan)定律

基本解析模式是经典的 Stefan 定律(Stefan,1891)。它基于一种简单的想法:冰底部冻结时释放的热量通过冰内常定温度梯度传导出去。说得更确切些,Stefan 定律以下列假设为基础:

- ①没有热惯性,
- ②没有内热源,
- ③顶部温度已知: $T_0 = T_0(t)$,
- ④没有来自水的热通量。

假定①②将热传导方程(2)简化为:

$$\partial T / \partial z = \text{常数} \quad (8)$$

也就是说冰内的温度廓线是线性的。假设③将(3a)中的上边界条件简化成:

$$T_0 = T_0(t) \quad (\text{给定}) \quad (9)$$

利用假设④,冰增长方程(4)变为:

$$\rho_i L dH / dt = \kappa_i (T_f - T_0) / H \quad (10)$$

初始条件 $H = H_0(t=0)$ 时的解析解为:

$$H^2 = H_0^2 + a^2 S \quad (11a)$$

其中

$$a = \sqrt{2\kappa_i / \rho_i L} \quad (11b)$$

$$S = \int_0^t [T_f - T_o(\tau)] d\tau \quad (11c)$$

解(11)就是 Stefan 定律。时间单位通常取作一天, S 叫做负度-日 (negative degree-days) 之和, a 值大约为 $3.3(\text{cm}^\circ\text{C}^{-1}\text{d}^{-1})^{1/2}$ 。例 1 中给出了不同气温条件下的几个冰增长个例。

推导 Stefan 定律所做的一切简化倾向于使模式的冰厚度向上偏移, 所以 Stefan 的估计值可以看作是在有利于冰增长的条件冰厚度上限值, 例如在波罗的海最大未变形冰的实测厚度是 122cm, 而 Stefan 定律对实测最冷冬季的估计值却是 135cm。

例 1 下表所示为 Stefan 定律预测的冰厚度 (S_0) 和做了大气耦合订正后的 Stefan 定律所预测的冰厚度 (S_A), 并给出了相对于冰点的温度。

时间(天)	温度(°C)	厚度(cm)	
		S_0	S_A
1	-10	10	4
5	-10	23	15
10	-10	33	24
50	-10	74	65
100	-10	104	95
100	-20	148	138
200	-20	209	199

Stefan 定律也可以用来估算多年冰的平衡厚度 H_e 。从增长季节末开始, 在下一年冰首先融解 ΔH , 然后按照方程(11)从 $H_e - \Delta H$ 增长到 H_e 。

因此,

$$H_e^2 = (H_e - \Delta H)^2 + a^2 S \quad (12)$$

由此得出

$$H_e = \frac{1}{2} a^2 S / \Delta H + \frac{1}{2} \Delta H \quad (13)$$

若 $\sqrt{a^2 S} = 200\text{cm}$, $\Delta H = 50\text{cm}$, 则我们得到 $H_e = 425\text{cm}$ 。该解对 $\sqrt{a^2 S}$ 和 ΔH 非常敏感。例如: 当 $\Delta H = 40$ 或 60cm 时, H_e 是 520 或 363cm; $\sqrt{a^2 S} = 190$ 或 210cm 时, H_e 是 386

或 446cm。从输入资料的近似值以及模式敏感性看, 结果与 Maykut 和 Untersteiner (1971) 3—4m 的典型平衡结果很合理地相吻合。

Stefan 定律的主要问题是顶部边界条件了解不够。 T_o 通常必须用气温来估计, 当冰很薄或者冰上有雪覆盖时, 这样做很困难。而且, 忽略来自水的热通量, 有时会导致十分错误的结果。由于存在这些限制, 所以要对 Stefan 定律进行调整, 即简单地用经验系数 a_e 代替 a , $0.5 \leq a_e/a \leq 1$ 。

Stefan 定律假定海冰的热力特性是不变的。由于热惯性忽略不计, 比热容不起作用。热传导率取决于温度, 这将造成在较低的层次中, 其热传导率一般要低些。然而这对结果只有微小的影响。所有模式均可只用数值方法解, 像 Maykut 和 Untersteiner (1971) 一样。但是, 使用一定的简化假定, 可以将解析模式从 Stefan 定律推广到各种令人感兴趣的情况。这些解析模式对于定性了解冰增长问题非常有用, 这正是下面将要讨论的主题。

3.2 冰-大气耦合

一般说来, 人们知道某个高度上的表面气温, 但不知道冰面温度 T_o 。如假定在冰上没有雪, 那么必须建立一个冰-气热交换公式来估算 T_o 。为简单起见, 我们取

$$Q_o = \kappa_o (T_o - T_a) \quad (14)$$

这儿 κ_o 是热交换系数。在冰-气界面热通量的连续条件意味着:

$$\kappa_o (T_o - T_a) = \kappa_i (T_f - T_o) / H \quad (15)$$

从中求 T_o , 冰增长方程(11)变成:

$$\rho_i L dH/dt = \kappa_i (T_f - T_o) / (H + \kappa_i / \kappa_o) \quad (16)$$

其解为:

$$H = \sqrt{H_0^2 + a^2 S + (\kappa_i / \kappa_o)^2} - (\kappa_i / \kappa_o) \quad (17)$$

κ_i / κ_o 值大约为 10cm。该增长律由 Anderson 于 1961 年提出。冰-气耦合在冰增长早期阶段对冰增长有重大影响。当冰很薄时, 单纯用

Stefan 定律,很可能过高估计冰的增长速度。

例 2 用考虑冰-气热交换做了调整的 Stefan 定律计算冰的厚度,其结果如例 1 中的表所示。比值 κ_i/κ_a 是 10cm。在冰增长的早期阶段,其结果与未经修改的 Stefan 定律的结果相比*, 差异相当大。随着时间的增加,耦合效应会使冰厚度减小 κ_i/κ_a 。

3.3 雪:绝热

雪被对冰的增长定律引进类似于冰-气耦合效应的修改。但由于雪的特性随时间变化较大,所以雪的问题要复杂得多。

将冰增长的微分方程扩展到冰-雪两层系统,涉及将方程(5)一(6)加进冰模式。本文第 3.1 节中对冰所做的假设①—③也须用于雪被。雪的温度廓线变成线性的,系统可以像大气耦合情况一样处理(Zubov, 1945; Simpson, 1958)。冰雪交界面热交换的连续条件为:

$$\rho_i L dH/dt = \kappa_i (T_f - T_i) / [H + (\kappa_i/\kappa_a) h] \quad (18)$$

其中 T_i 是雪表面温度。因为 h (以及 κ_i) 依赖于时间,该方程不能得出一般形式的解析解。

现在简单地假定,雪厚度与冰厚度之间相关性很强,则我们有

$$h \approx \lambda H \quad (19)$$

并且还假设雪的热传导率是常数。在这些假设下,当 $H_0=0$ 时,由方程(18)得出:

$$H^2 = 2\kappa_i S / [\rho_i L (1 + \lambda \kappa_i/\kappa_a)] \quad (20)$$

与 Stefan 定律解(11)相比,雪的影响是:冰的厚度减少到无雪时的 $(1 + \lambda \kappa_i/\kappa_a)^{-1/2}$ 。只要所有的雪在海平面上,这个解就是正确的。如果降雪量很大以致冰被水浸没,形成于雪底部的雪水又会引出一个新的问题。按照阿基米德定律,对水上部分 $\lambda \leq (\rho_w - \rho_i)/\rho_i \approx 0.3$ 。在典型情况下 $\kappa_i \approx 10\kappa_a$, 雪减少因子在 1/2~1 之间。这一节中没有给出具体的例子,但若将例 1 和例 2 中的冰厚度取半,就能得到雪对冰厚度减小效应的最大值。

3.4 雪冰

另一种雪的影响是雪冰结构。当雪的重

量足够大时,冰面会下沉,从而使雪水形成。这种雪水会很容易冻结;雪水冻结时释放的潜热较少,因为其结构中已经包含了冻水(雪)。并且这些热量基本上只能通过雪传导。因此,雪冰厚度 H_{si} 的增长方程为:

$$\rho_i L (1 - \rho_i/\rho_i) dH_{si}/dt = \kappa_i (T_f - T_i)/h \quad (21)$$

该方程是一个近似方程,因为冻结前沿会向下伸展,尚且可能有一薄层雪冰已位于雪水的顶部。然而,穿过雪的热传导是这里的决定性因素。解方程(21)时一个附加的问题是雪水的可获量。只有一定程度上的连续性降雪,才会在雪冰加厚的同时产生新的雪水。

在一种极端情况下,只有雪冰形成而且降雪率刚好够连续产生新的雪水。这时 $h = [(\rho_w - \rho_i)/\rho_i] H_{si}$, 而且由方程(21)可得:

$$H_{si}^2 = 2\rho_i \kappa_i S [\rho_i L (1 - \rho_i/\rho_i) (\rho_w - \rho_i)]^{-1} \quad (22)$$

与 Stefan 定律比较可知雪冰的增长也正比于 \sqrt{S} , 但比例系数会被 $\{(\kappa_i/\kappa_a) [\rho_i/(\rho_w - \rho_i)] / (1 - \rho_i/\rho_i)\}^{1/2}$ 修正。如果 $\kappa_i/\kappa_a = 1/10$, 并且 $(\rho_w, \rho_i, \rho_a) = (1.0, 0.9, 0.3) \text{gcm}^{-3}$ 则该系数为 0.71。因此在降雪量适当大时会出现最大雪冰厚度。当冻结度-日相等时,该厚度值位于由裸冰产生的厚度和由最大雪隔热效应产生的厚度之间。

3.5 来自水的热通量

来自水的热通量会减少底部的冰增长。这种热通量可以使冰融化或阻止冰融化,它必须通过冰才能传导出。于是冰增长方程为:

$$\rho_i L dH/dt = \kappa_i (T_f - T_0)/H - Q_w \quad (23)$$

一般来说该方程不能得到解析解。在北极典型的 Q_w 值为 $1-5 \text{Wm}^{-2}$ (Badgley, 1966; Maykut, 1986), 因此它对于海冰增长** 的减少效应 $Q_w/\rho_i L$ 一般是 0.1 到 1cmd^{-1} 。在海

* 此句话是校者加上去的,以便意义明确。

** 这里是指 dH/dt ——校者注。

洋热通量等于通过冰的热传导的情况下,存在一个定常状态的平衡厚度 $H_s = \kappa_i(T_f - T_0)/Q_w$ 。在典型北极条件下, H_s 的数量级为 10 米;由于增长季太短,这个值实际上从没有达到。在海洋热通量的高值区,这种定常状态值对于了解冰厚度的变化可能非常有用。

现在假定表面温度 T_0 是个常数,于是方程(23)就可以解,但解变成一个关于 H 的非线性代数方程:

$$-H/H_s - \log(1 - H/H_s) = Q_w t / \rho_i L H_s \quad (24)$$

例 3 海洋热通量为 Q_w 时冰增长的解。气温比冰冻点低 10°C 。

时间(d)	冰厚度(cm)	
	$Q_w = 5\text{Wm}^{-2}$	$Q_w = 0$
5	15	23
10	21	33
100	64	104
∞	400	∞

一般说来,人们对海洋热通量问题了解得非常少。通常将它视作外部给定值。为了进一步研究该问题,有人研制了改进的冰-海耦合热力学模式(例如 Meller 等, 1986; Lemke, 1987; Houssais, 1988; Svensson 和 Omstedt, 1990)。反过来,冰增长的测量实际上可以用来估算海洋热通量(Unsitalo, 1973; McPhee 和 Untersteiner, 1982)。

3.6 冰石

在冰增长中的一个特别问题是冰石的合并问题。解析模式也给出了它的一级近似(Leppäranta 和 Hakala, 1992)。冰石区是由冰块和未冻海水相间组成。在其合并过程中,只需让未冻区冻结即可,因此,在冻结时释放的潜热必定减少,减少因子为冰石的间隙度 v 。然后使用 Stefan 定律。定律中的系数 a 与 $L^{-1/2}$ 成正比,因此,

$$H_t = av^{-1/2} \sqrt{S} \quad (25)$$

其中 H_t 是冰石合并层的厚度。这里假定冰石块的导热率与未变形冰相同。

因为 $v \approx 0.3$, 冰石合并的增长速度大约是一般冰层增长的两倍,该结果得到了实测值的有力支持(Leppäranta 和 Hakala, 1992)。据发现,一年冰脊的合并层是周围未变形冰层厚度的两倍。与 3.1 节类似,很容易看出,多年冰脊的平衡合并层厚度与 v^{-1} 成正比,也就是未变形冰厚的 3—4 倍。

4 数值模式讨论

海冰热增长的解析模式,为研究海冰增长问题的物理过程和不同环境状况下得到冰厚度的一级近似,提供了一个强有力的方法。但是要定量分析海冰的增长问题,必须使用数值模式。完全(垂直)的海-冰热传导方程,首先由 Maykut 和 Untersteiner (1971) 用数值方法解出。至今该模式仍是一个基本的先进模式。

在数值模拟中,对冰雪内的热传输的处理相对容易些,但边界层的处理出现一些难题。边界层的外部条件,非常直接地支配着诸如平衡循环之类的一般特征。由于来自下面冰雪通过上边界的热通量依赖于边界条件,所以边界条件需要与热传导方程同时求解。

在 Maykut 和 Untersteiner (1971) 的模式中,除了热容量(密度乘比热容)和冰的热传导率之外,所有参数均是常数。对热容量和冰的热传导率,使用了作为温度、盐度函数的半经验方程,冰内盐度的分布事先给定。如此得到的冰雪厚度的年平衡循环,能相当好地表示出典型的北极多年冰。模式结果中主要的不确定性源自对地表反射率、降雪和海洋热通量的确定。第 3 节中的解析分析中清楚地阐明了海冰增长对这些量的敏感性。

考虑到外部输入在冰增长问题上的重要作用,可以认为在 Maykut-Untersteiner 的模式中,雪和冰内的热流量被分辨得太细了一些。尤其是对于大尺度、长时期海冰变化的研究来讲更是如此。Semtner 1976 年提出的高度简化的冰雪热流量模式所得结果与 Maykut-Untersteiner (1971) 的模式非常类

似,在气候模式中正在被广泛采用。

为了研究冰内细致的短期热力过程,对 Maykut-Untersteiner 模式需要做一些改进,应将海冰盐度作为一个模式变量。海冰是纯冰、盐水及固态盐晶的三相复合体,用热传导方程、相图和盐度守恒定律完全可以描述它的热力状况。由于温度与盐度分布高度相关,这两组方程都是必要的。这样的完全热力模式目前尚未提出,更未求解。但据认为它将是下一代的热力海-冰模式。该完全模式可以采用 Maykut-Untersteiner 的热传导方程,再加上盐度守恒定律。

作为第一次尝试,Cox 和 Weeks(1988)提出了一个温盐耦合模式。所得的盐度廓线表现出真实特征,并表明盐度分布的变化很大。海冰盐度的变化由海冰内部盐分的垂直平流以及边界上的得失所引起。平流由盐水渗排引起,但人们对此了解不多。在底部,盐被释入海水中,由于冻结,新的盐分便加入冰中,若遭水淹,顶上的雪水层盐度会变大。在雪冰增长的过程中,由于正在增长的雪冰会渗出盐水,雪水层变得更薄,盐度增大。开发盐度模式的参数化需要更多的工作,包括模拟实验和实地观测。除了更细致地考察海-冰热力过程之外,利用盐度守恒定律为开发冰-海耦合模式提供了更大的可能。

5 结论

用解析模式讨论了海-冰增长的热力学问题。这类模式是海冰增长模拟的传统工具。目前它对于了解该现象的物理机制仍然是很重要的。但是,数值模式也是必需的。只有用数值模式得出的定量结果,才能克服由多变的海冰热力特性、雪被和边界条件所造成的复杂性。

本文从关于裸冰增长的基本 Stefan 定律出发,考虑了冰-气耦合、雪被以及海洋热通量。因为雪是隔热体,但又可能由于雪冰的形成而促进冰的增长,所以雪的影响是很复杂的。平均而言,中等程度的降雪会使冰的增长减小 $1/2$,但对较大的降雪减少幅度会增加 $3/4$ 。海洋热通量的存在引出了一个渐近的定常海冰厚度,但该值很少能达到。在做冰石和冰脊分析时,必须修正 Stefan 定律,结果表明,冰石层的增长速度是正常冰层的两倍,多年冰脊的平衡厚度是未变形冰的 $3-4$ 倍,也就是 $10-15\text{m}$ 。

解析模式也可以进一步用来考察另一些有意义的问题,比如冰、雪热性质变异性及冰-海耦合的影响。

黄耀荣译自《Atmospheric-Ocean》, Vol. 31, No. 1, 1993: 123—138 王跃山校