

中範圍氣象理論模式評介之三：其他現象

洪 秀 雄

國立中央大學 大氣物理研究所

一、引 言

以上的兩部份，我們已經詳介了中範圍之鋒面系統及強烈雷暴雨系統。接下來，我將繼續介紹其他較具代表性的中範圍現象，在理論方面的研究與了解。這些現象包括海陸風環流、內重力波及暴雨之引發、雨帶之形成等。限於時間及個人能力，勢將無法涵蓋其他所有的現象。而況還有一些屬於中範圍的現象，目前還不很肯定，或在理論了解上尚未有所突破，我們也無法加以評介。

二、海陸風環流

海陸風是在夏季經常存在於海岸地帶的一種中範圍環流。因此也是中範圍現象中被研究得較早，也較頻繁的。較早期的研究，在觀測上時間及空間的解析度均較差，在理論方面則常用較簡化的模式，包括線性化在內。

較近代的研究，則大致以 60 年代初期 Estoque (1961, 1962) 成功的二維非線性模式開其端，觀測方面則以 Hsu 在 1966 至 1967 年間，在美國德克薩斯州海岸所作的密集觀測最具規模，解析度也最高。當時觀測的儀器設備包括收集地面資料的微氣壓計、溫度計、濕度計、風速風向計等，以及收集上層資料的探空氣球，甚至飛機。在 1970 年發表的論文裏，Hus 提供了海陸風環流最詳細的三維結構及其隨時間的變化。我這兒摘取該論文的部分圖片，讓大家對海陸風的具體事實很快的進入情況。

圖一展示垂直於海岸的分量風的結構及其隨時間、地點的變化，我們可以看出來，在陸地上，上

午十一時之前都吹陸風。海風在大約上午十一時才在海岸線上發生，但到了~1200 時已侵入到離岸 24 公里的內陸。海風在 1430 至 1500 間達到全盛，而後逐漸消滅。此時海風的厚度約有 700 公尺。上面的回流部分則較厚，但一般而言風速較小。過了午夜以後，海風逐漸為陸風所取代，陸風的厚度通常大於海風。

海陸風的引發及維持均靠低層大氣的力管場（見圖二），而後者則是由於地表轉送上來的熱所造成的。圖三是依據觀測事實所綜合起來的示意圖，白天在陸地上的輻合帶清晰可見；在清晨，這種輻合帶則發生在海上。

Pielke 及 Cotton (1977) 也曾用實際資料分析佛羅里達半島雲量及風場的變化和海陸風的關係，圖四是其中的一個個案。由圖 4a, b 可見佛州半島此時位於高壓的邊緣，沒有大範圍系統造成積雨雲的條件，而上層大範圍的風場為微弱的南南東風。圖 4c 是當天下午二時的雷達回波圖，顯示積雨雲大致成行的排列在佛州半島的西南邊，並且大致與海岸平行。圖 4d 則是理論數值模式作出來的結果，海陸風環流加上大範圍的東南風後，在半島的西南海岸出現一條低層輻合區，這和觀測相當吻合。可見夏季的午後雷陣雨和海陸風有密切的關聯。海陸風對空氣污染質的擴散也有相當大的影響，這可由圖 5 的示意圖看出。

因為海陸風問題基本上是非線性的，解析的分析非常困難，而且意義也不大，近代的理論研究都採取數值模擬的方式，而且絕大多數使用定差法，僅有極少數使用其他方法，如波譜法、傅氏函數等。下面我將僅介紹定差模式及其結果。

方程式組包括兩個水平動量方程（因為海陸風的周期長達二十四小時，地球自轉的影響很顯著，即使在二維模式中，仍要用到兩個水平動量方程），熱力方程、連續方程及流體靜力方程。因為海陸風環流的垂直範圍大約為2~3公里，而水平範圍則大約超過百公里，靜力的假設是很好的近似。實際上的模擬實驗也證實有靜力近似及無此近似的結果相差極微（Pielke, 1974）。基於相同的理由，而且大氣密度在積分範圍內變化小且緩慢，則連續方程又可用布氏近似（*Boussinesq approximation*）簡化為不可壓縮近似。故方程式組仍可簡化很多。

海陸風環流是發生在邊界層裡面的一種中範圍現象。摩擦項扮演決定性的角色，它使地表和大氣間有熱及動量的交換，進而造成力管場，推動海陸風環流。在較早期擴散交換係數都用比較簡單的參數化法，最具代表性的為Estoque（1961），交換係數之數值決定於理查遜數；而其隨高度的變化，則有假設是常數，線性遞減、指數函數等。

由於三維模式需要極大的電腦記憶空間，而且耗時極多，早期都用二維模式，但獲致極大的成功。圖6、圖7分別是各種不同情況在1100及1700的結果。例如圖6 a及7 a為在沒有大範圍風場情況下的結果，先是力管場造成直接環流，而後隨著海風的推展，溫度場也被平流到內陸，同時因為輻合而使溫度梯度增強，再加強海風，兩者相得益彰，直到陸地上的熱源消失。在有離岸盛行風時，因盛行風和海風反向，會限制海風前緣溫度場的平流，而加強溫度梯度進而加強海風，故對海風的發展有利（圖7 b）。反之，當有向岸盛行風時，盛行風協助海風平流溫度場而沖淡溫度梯度，故海風受抑制（圖7 d）。大範圍空氣的靜力穩定度也對海陸風強度有大影響，穩定度大時會抑制海陸風的發展（圖7 f、6 f）。

三維的模式首先由McPherson（1970）作出來，而且海岸的不規則形也首先被探討。但亂流參數化大致仍沿用Estoque的。這一點到了Pielke（1974）才有大的轉變。他不但考慮三

維模式，海岸線也採用實際的形狀（圖8），而且亂流參數化也採用和觀測相符的非線性化方式。圖9~12分別展示不同情況下的模擬水平及垂直速度場。誠如我在先前說過的，這些結果和實際的經驗及觀測非常吻合。這是很大的進步。Pielke同時證明如果把水平交換係數加大，二維模式也可模擬出和三維模式相仿的結果。因此在研究某種機制或某種因素的影響時，可以以二維的方式模擬探討。

以上的模式都未考慮地形起伏的影響。這一點在1976年首次被加到模式中（Mahrer and Pielke, 1976），在這篇論文中他們的對象是巴貝多（Barbado）島。Mahrer and Pielke（1977）才開始研究中範圍地形對海陸風的影響。圖13及14為其部分結果。可見在有地形和無地形的情況下，所謂海陸風環流受到頗大的改變。不過在他們的論文中，海陸風特別旺盛，海陸風環流本身仍然相當明顯。這種情形似乎不多見，因為通常山的加熱效應很容易就會蓋過海陸的差別加熱，而使得海陸風部分難以辨別出來。

近年來從事地形對海陸風影響的研究越來越多，如Ookouchi et al.（1978），Sahashi（1981），Kikuchi et al.（1981），Asai（1979），及本人（1979）。這其中，只有Kikuchi et al.（1981）是用的三維模式，研究的對象是東京附近。地形、網格點分佈如圖15。結果展示在圖16及17。圖16為不考慮地面起伏的情況。圖16和McPherson（1970）及Pielke（1974）有點類似。但加上地形起伏後（圖17），海陸風環流却發生極大的變化。按，在此模式中有頗為強烈的人為消散機制。

三、內重力波及暴雨之引發

早在1920年代，就有人猜測內重力波在天氣現象中所扮演的角色。後來雖然被陸續提到，但都未受到重視。主要的理由是在於內重力波難以捉摸，傳統的觀測技術及儀器靈敏度都嫌不足勝任。不過在1970年代初期，不停的有人報導觀測到

內重波，有的和中範圍豪雨有關，有的和鋒生有關。而 Uccellini (1975) 觀測到內重力波引發強烈對流性暴雨的個案研究，尤其影響深遠。

1971年5月18日滯留鋒籠罩美國中西部，自德克薩斯州一直伸展到威斯康辛州(圖18)，同時在上層有一噴射氣流與此鋒面系統相對應。這時沿著這個系統，有許多強烈的雷雨胞陸續發生，包括龍捲風在內。地面的氣壓有脈動的跡象。微氣壓的記錄作過通頻處理(濾掉屬於大範圍系統的長周期振動及短周期的雜波)後，可看見地面氣壓場有組織良好的中範圍波動(屬重力波)(見圖19)。這些波動以大約每秒35~45公尺的速度移向北北東，水平波長約為300~500公里，波幅介於0.5~2.5毫巴間，周期約為2.5~4小時，生存期約為6~10小時。

此重力波系統與雷陣雨間的關係可在圖20上看出來。請特別注意標明L7的這個槽。當L7移進愛我華州的東部時，即使得原有的對流更強盛的發展起來。然後L7稍為減弱，但在進入威斯康辛州的西南角落時，却仍引發新的雷雨胞。以上所述的要點，在將通頻濾波後的微氣壓記錄沿著重力波傳播方向畫出時間剖面以後更顯得清楚(見圖21)。主要的波動似乎是在5月18日0900 GMT發生於堪薩斯州，恰位於正發展中的氣旋處，然後向東北移動(大致與上層風向同方向)，移動速率除在剛發生時與大範圍風速大致相同以外，都比大範圍風速為快。由圖21b我們更可以看到強烈雷陣雨似乎都發生於波槽後面，包括龍捲風在內。

內重力波引發對流胞的機制相信是這樣的：內重力波是由於浮力(因為大氣在垂直方向分層)為作用力的一種上、下的振動，運動本身具有強烈的輻合、輻散。在一個水汽接近飽和的環境下，重力波的輻合會使水汽集中，而抬升作用則使水汽凝結，釋放出潛熱，而增加浮力，進而引發原來不會發生的對流。

這種機制在大氣中是不是真的有的呢？至少有兩點必須先澄清：其一是在定量上內重力波是否足夠使原來穩定，但接近飽和或已飽和的大氣變成不穩

定；其二是既然原來的大氣是穩定的，內重力波一定不是當地發生的，那麼，內重力波在別的地方發生，有沒有可能老遠傳過來後還具有足夠的振幅。這兩點的答案現在都是肯定的。第一個問題為 Einaudi 和 Lalas (1975) 所解答；第二個問題則由 Lindzen 和 Tung (1976) 所證明。

在 Einaudi 和 Lalas 的模式中，他們把大氣成分分成三種，即乾空氣、水汽及水滴，每一種成分都擁有一組方程式，水汽與水滴間容許有相態的變化，同時乾空氣、水汽及水滴的質量總和必須守恆。

線性分析顯示，如果重力波被引進來作為一種外力，則大氣的有效浮揚頻率(Buoyancy frequency)變成 n_{av} ，其中

$$n_{av}^2 = \frac{1}{2} (n_c^2 + n_u^2)$$

n_u 為未飽和大氣之浮揚頻率， n_c 為飽和大氣之浮揚頻率，因此 $n_{av}^2 < n_u^2$ (因為 $n_c^2 < n_u^2$)。在沒有背景風的情況下，不穩度的必要條件為 $n_{av}^2 < 0$ ，而 $n_u^2 > 0$ ，於是此系統對小擾動來說是靜力也是動力穩定的，但對大擾動來說却是對流不穩定的。在有風切的情況下，不穩度的必要條件為 $n_{av}^2 < (du_o/dz)^2/4$ ，即有效理查遜數小於 $\frac{1}{4}$ 。

Einaudi 及 Lalas 最後舉一個數值解的例子，他們使用 Uccellini (1975) 的探空資料(圖23，複製於圖24)，並稍為改為理想化(圖25及26)。注意，在對流層假設為等溫度遞減率，上覆的平流層則為等溫，而相對溫度在2~3公里處為飽和。在這種情況下 $n_{av}^2 < 0$ 。圖27則為計算之垂直速度，在有內重力波引發凝結的情況下，要比沒有此機制時要大許多。這證實了內重力波引發對流的可能性。

在內重力波的傳播問題上，Lindzen 和 Tung (1976) 證明傳統的逆溫層方式，在內重力波傳播過程中，能量散失太快(由逆溫層漏出去)，不足成為良好的波導。但在如圖28的情況下

，如果上層有臨界層（critical level，即風速和內重力波之相速相等的地方）存在，且該處之理查遜數小於 $\frac{1}{4}$ ，則那一層就會引起「超反射」（over-reflection，即反射的能量比入射的大，能量則由抽取平均流場而來的），如此下面這一層就是極端良好的波導了，圖 29 即為一此例子。按 C_D 為在第一層之 $U-C$ （ U 為平均流場之風速， C 為內重力波之相速）。他們也檢討實際個案，結果發現如圖 30 的例子，正好完全和上面的模式完全吻合。Uccellini 的個案也可以用類似的原理解釋波導的問題。我這兒再加一句，那就是臨界層的存在並不是必需的，當然如此超反射不會發生，但反射率仍可超過 85%，符合波導之要求。

四、颱風雨帶的問題

颱風除了眼牆之外，降水及風力最大的地方應屬那些螺旋狀的雨帶了（Staff members, 1969），颱風雨帶的水平結構可由圖 31 清晰的看出來。這種現象很早就已為人所注意了。根據觀測，雨帶有以下一些特性：(1) 形狀為開放之螺旋；(2) 雨帶通常以較流場風速為大的速率繞颱風眼移動，有時某些雨胞移行速率比風速快一倍；(3) 雨帶自颱風眼向四外移動，徑向速率有時可達時速 100 公里（見圖 32）。雨帶越到颱風外圍越寬；(4) 個別雨帶的生命期很短，通常在 20~30 分鐘，很少超過一、二小時；(5) 雨帶中伴隨劇烈的天氣，有點類似中緯度地區的颱風線（Senn 及 Hiser, 1959, Abdullah, 1966）。至於雨帶的成因早有人認為就是內重力波，例如 Arakawa 等人（1963）即曾在實驗室製造類似雨帶的現象（圖 33）。颱風的數值模擬也常常出現雨帶，根據 Diercks 和 Anthes（1976）及 Kurihara 和 Tuleya（1974）分析數值模擬結果也得到同樣的結論，即雨帶的特性和重力-慣性波相似。這個問題看起來簡單，其實遠為複雜。

Kurihara（1976）是第一個用解析分析法去研究這個問題的人。他在柱形- p 座標的運動方程式

中加入小擾動，並把方程式線性化。再假設所有的擾動均可寫成這種方式：

$$f = A \left(\frac{r}{R} \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left[i \left(m\phi \pm \frac{2\pi}{D} r - \sigma t \right) \right]$$

若取正號，螺旋由裡到外是順時針旋轉的，亦即北半球颱風雨帶的方式。若取負號，則螺旋逆時針旋轉，亦即南半球颱風的方式。 σ 為頻率，可為複數， σ 若為實數，則代表中性的內重力慣性波解。 σ 若為複數，則可能代表會隨時間長大的不穩定波，或隨時間減小的消散波。當把以上的解代入方程式組，則在平均場（即颱風的溫度場、風場等等）已知的情形下，只有某些 σ 才會滿足邊界條件，故為特徵值的問題。他試了各色各樣的平均場模式，結果發現模式中基本上有三種形式的解，第一種代表自中心向四外傳播的不穩定內重力慣性波，其漲大所得能量是由平均場抽取而來，這種解的樣子代表由中心向外成順時針旋轉的螺旋，波數 2 的解在徑向的波長為 200 公里，即代表雨帶寬 100 公里，與觀測相似。不過如 Willoughby（1977）所指出來的，這組解實際上徑向波長只有 ~20 公里，而頻率也太高。而高度場圖形看起來過分集中，且近乎成同心圓（圖 34），與實際不符。這種解的能量通量及動量通量都是向外的。

Willoughby（1978）的更詳細分析却指出，另有一組解應該更能解釋觀測到的雨帶。這一組解的能量通量是向著中心的，雖然動量通量仍是向外。波幅會隨時間而漲大（見圖 35 及 36），其高度場的圓形與實際觀測非常相近。但這組解要求能量由外圍內傳送，亦即能源在外圍，而非傳統所以為的在中心眼牆！他認為重力波可能是不對稱的摩擦力，或環境風場的風切，或地形所引起的。只要開始有一小擾動，在它向內傳的過程中，就會吸收平均流場的能量而增加本身的振幅，因此不必要有很大的原始振幅。

五、結 論

以上我們介紹了一些已知的中範圍氣象的現象及理論了解。我們把重點放在後者。理論的了解不一定是靠數值模擬。實際上解析分析更能深入探討原理，但數值模擬無疑的仍是一個極重要的手段。因為中範圍氣象主要是非線性的，而且觀測不易（如時間、空間解析度的要求很高；發生現象的地方也不一定是觀測網最密集的地方等），數值模擬的結果對補此不足是有很大的幫助的。

中範圍現象推動的機制也很繁雜，就如我們所介紹的每一種的機制都不相同。沒有人能全部兼通。我們以團隊的方式來介紹，仍不免遺珠，例如梅雨期的所謂中間範圍擾動，山岳波與下坡風暴等都因能力及篇幅所限而無法介紹。不過，我們希望這一系列的評介，可以激發國內有關中範圍氣象的高水準研究，達到拋磚引玉的目的。

海陸風參考文獻

- 1 Estoque, M. A., 1961 : A theoretical investigation of the sea breeze. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 87, 136-146.
- 2 Estoque, M.A., 1962 : The sea breeze as a function of the prevailing synoptic situation. *J. Atmos. Sci.*, 19, 244-250.
- 3 Hsu, 1970 : Coast air circulation system : Observation and empirical model. *Mon. Wea. Rev.*, 98, 487-509.
- 4 Kikuchi, Arakawa, Kimura, Shirasaki, and Nagano, 1981 : Numerical study on the effects of mountains on the land and sea breeze circulation in the Kanto District. *J. Met. Soc. Japan*, 59, 723-737.
- 5 McPherson, R. D., 1970 : A numerical study of the effect of a coastal irregularity on the sea breeze. *J. Appl.*

Met., 9, 767-777.

- 6 Mahrer, Y., and R.A. Pielke, 1976 : Numerical simulation of the air-flow over Barbados. *Mon. Wea. Rev.*, 104, 1392-1402.
- 7 Mahrer, Y., and R.A. Pielke, 1977 : The effects of topography on sea and land breezes in a two dimensional numerical model. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 1151-1162.
- 8 Ookouchi, Y., M. Uryu, and R. Sawada, 1978 : A numerical study of the effects of a mountain on the land and sea breezes. *J. Met. Soc. Japan*, 56, 368-386.
- 9 Pielke, R.A., 1974 a : A three-dimensional numerical model of the sea breezes. *Mon. Wea. Rev.*, 102, 115-139.
- 10 Pielke, R.A., 1974 b : A comparison of three-dimensional and two-dimensional numerical predictions of sea breezes. *J. Atmos. Sci.*, 31, 1577-1585.
- 11 Pielke, R.A., and W.R. Cotton, 1977 : A mesoscale analysis over South Florida for a high rainfall event. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 343-362.
- 12 Sahashi, K., 1981 : Numerical experiment of land and sea breeze circulation with undulating orography. Part I : Model. *J. Met. Soc. Japan*, 59, 361-372.

對流性暴雨之引發問題參考文獻

- 1 Einaudi, and Lalas, 1975 : Wave-induced instability in an atmosphere near saturation. *J. Atmos. Sci.*, 32, 536-

547.

- 2 Lindzen, R.S., and K.K. Tung, 1976 : Banded convective activity and ducted gravity waves. *Mon. Wea. Rev.*, 104, 1602-1617.
- 3 Uccellini L.W., 1975 : A case study of apparent gravity wave initiation of severe convective storms. *Mon. Wea. Rev.*, 103, 497-513.

雨帶問題參考文獻

- 1 Abdullah, A.J., 1966 : The spiral bands of a hurricane : A possible dynamic explanation. *J. Atmos. Sci.*, 23, 367-375.
- 2 Arakawa, H., and D. Manabe, 1963 : Investigation of spiral rain bands and frontal structures in terms of shallow water waves. *Paper Met. Geophys.*, 14, 127-143.
- 3 Fujita, Izawa, Watanabe, and Imai, 1967 : A model of typhoons accompanied by inner and outer rainbands. *J. Appl. Met.*, 6, 3-19.
- 4 Kurihara, Y., 1976 : On the development of spiral bands in a tropical cyclone. *J. Atmos. Sci.*, 33, 940-958.
- 5 Senn, H.V., and H.W. Hiser, 1959 : On the origin of hurricane spiral rain bands. *J. Met.*, 16, 419-426.
- 6 Staff members, Tokyo University, 1969 : Precipitation bands of Typhoon Vera in 1959. (Part II) : *J. Met. Soc. Japan*, 48, 103-117.
- 7 Willoughby, H.E., 1977 : Inertia-buoyancy waves in Hurricanes. *J. Atmos. Sci.*, 34, 1028-1039.
- 8 Willoughby, H.E., 1978 : A possible mechanism for the formation of hurricane rainbands. *J. Atmos. Sci.*, 35, 838-848.
- 9 Willoughby, H.E., 1978 : The vertical structure of hurricane rainbands and their interaction with the mean vortex. *J. Atmos. Sci.*, 35, 849-858.

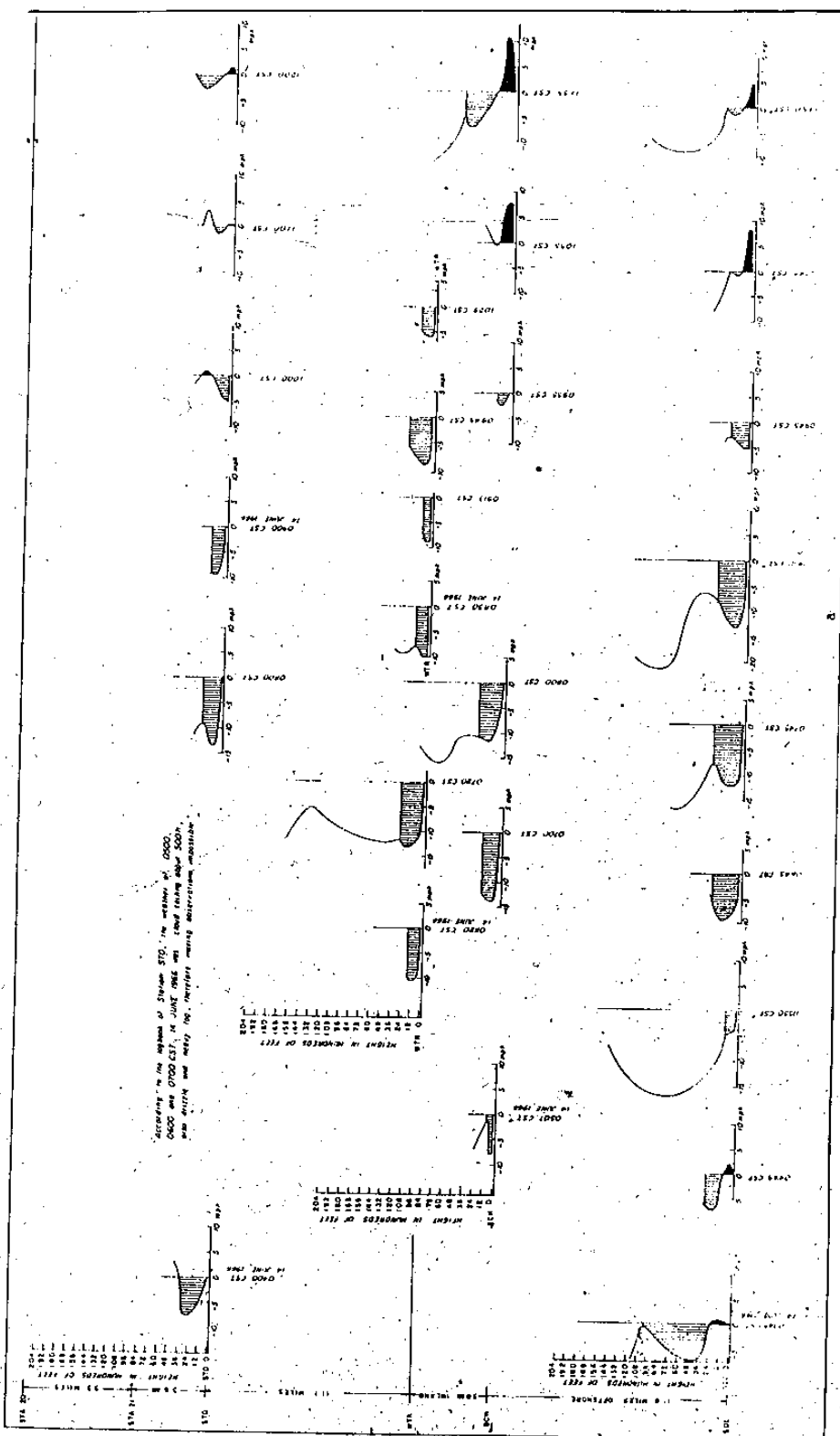


Fig. 1—Complete life cycle of the Texas coast land- and sea-breeze systems from (a) 0345 to 1200 cst on June 14, 1966; (b) 1245 to 2100 cst on June 14, 1966; and (c) 2150 cst on June 14 to 0640 cst on June 15, 1966.

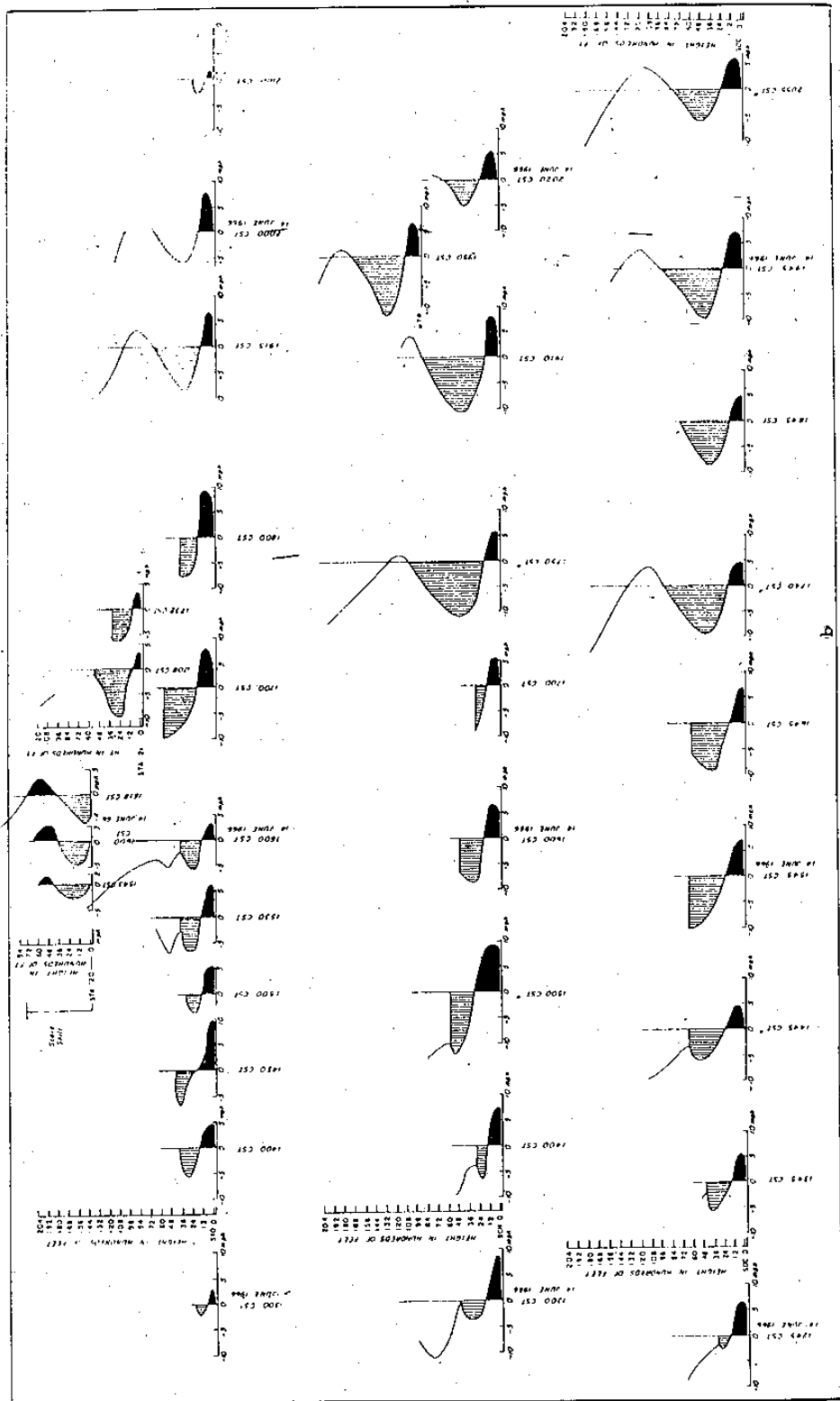


Fig. 1.—Continued.

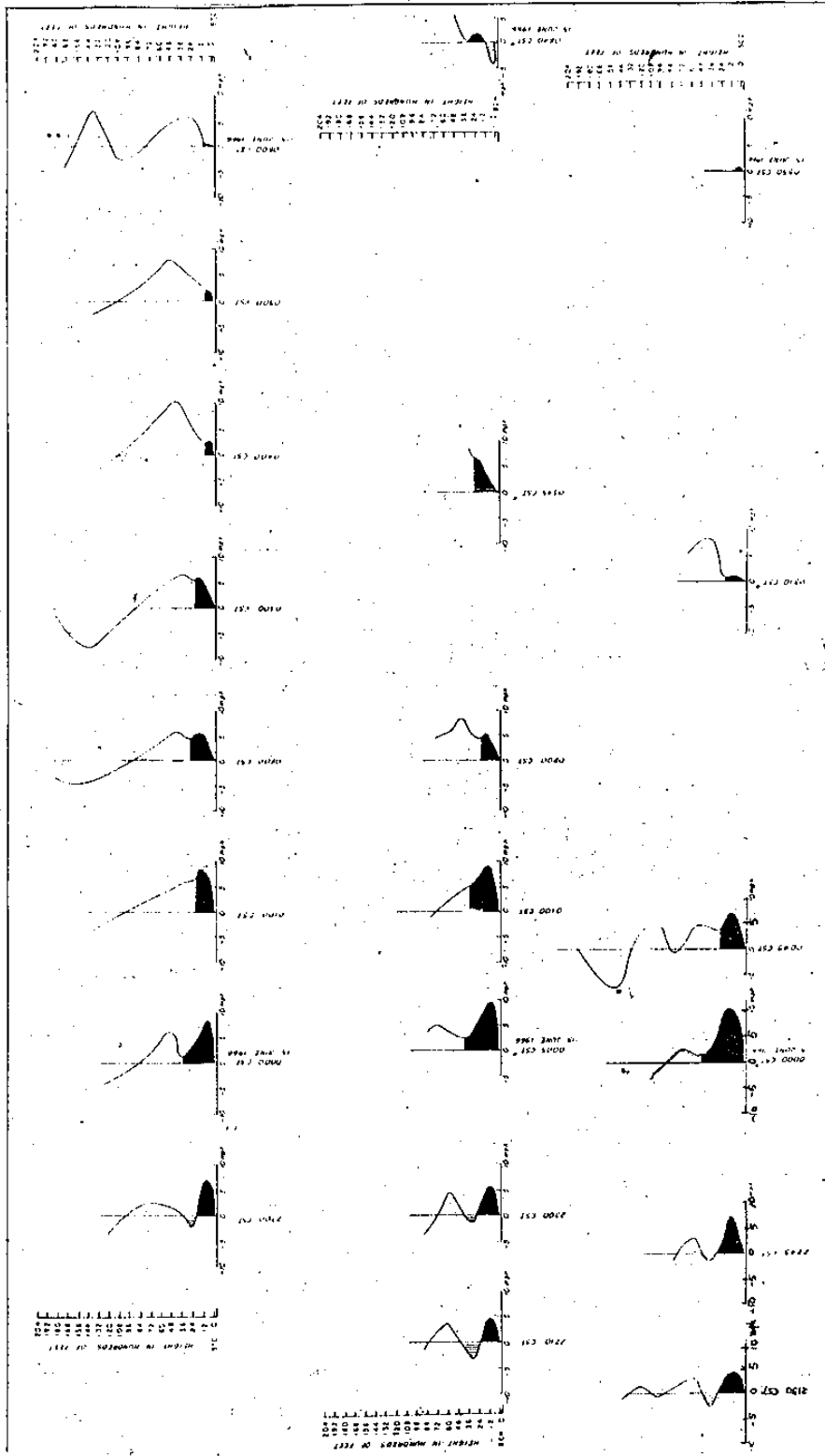


Fig. 1—Concluded.

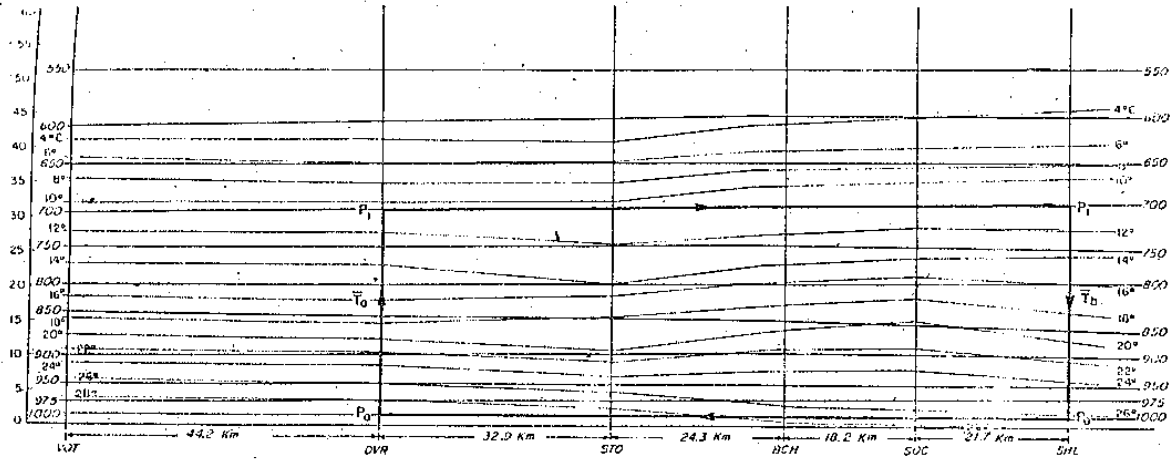


Fig. 2 —Baroclinic and barotropic fields on the upper Texas coast at 1500 CRT on June 14, 1967. Thick lines are isobaric surfaces; thin lines are isotherms; and the heavy line is the path of integration for the sea breeze circulation system.

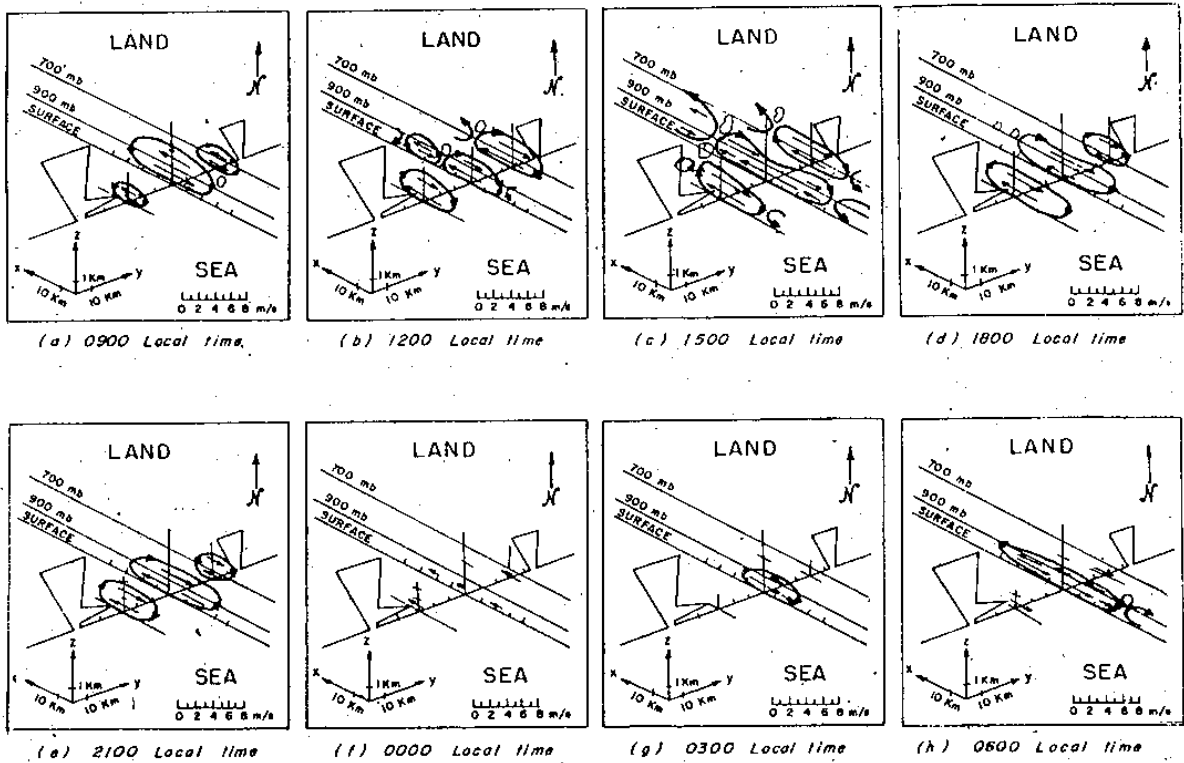


Fig. 3 —Synthesized empirical model of the coastal air-circulation system.

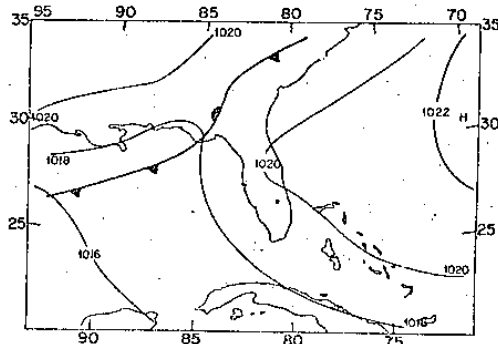


Fig. 4a Synoptic surface analysis at 0700 EST 4 August 1975.

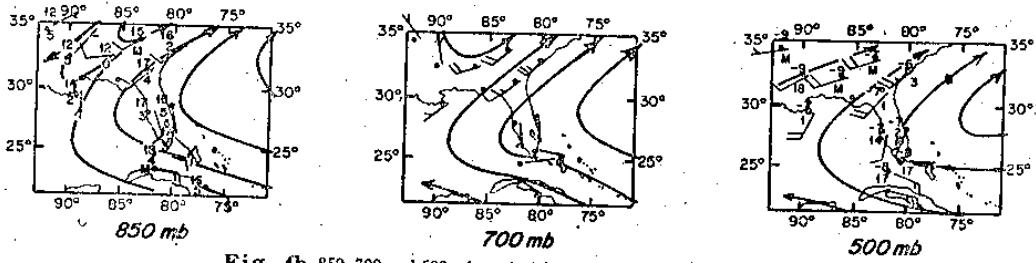


Fig. 4b 850, 700 and 500 mb analysis at 0700 EST 4 August 1973.

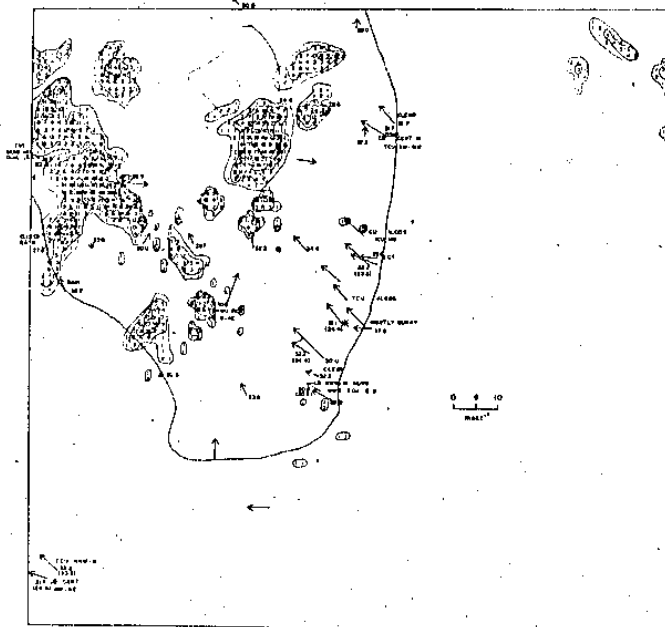


Fig. 4c As in Fig. 7 except for 1400 EST.

HORIZONTAL VELOCITY HOUR = 8.00
 USYNOP = 6.0M/SEC ANGLE = 135.
 LEVEL = 0.05KM

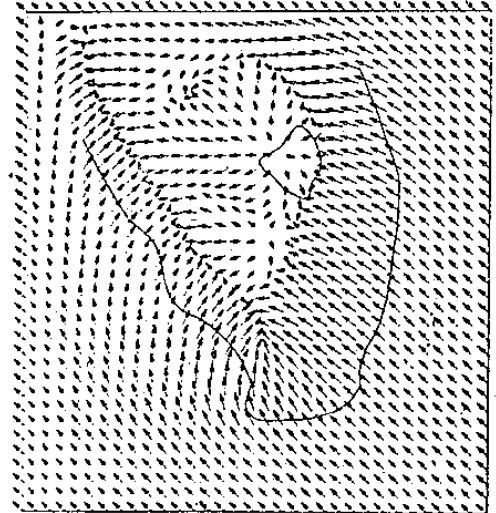


Fig. 4d Horizontal wind velocity at 50-m level, 3, 5, 8, and 10 hours after simulated sunrise for the synoptic southeast wind case.

JOURNAL OF APPLIED METEOROLOGY

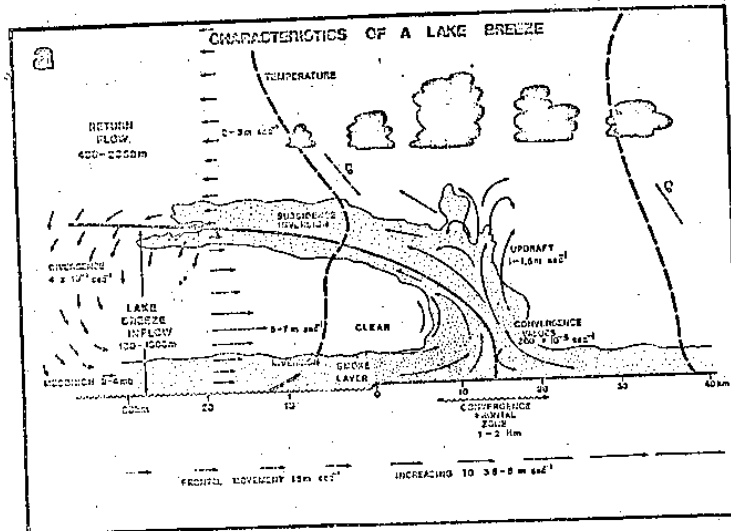


Fig. 5a Summary of the structure of a well-developed lake breeze cell during midafternoon, according to the recent literature. Included is a schematic of typical smoke patterns that might be observed.

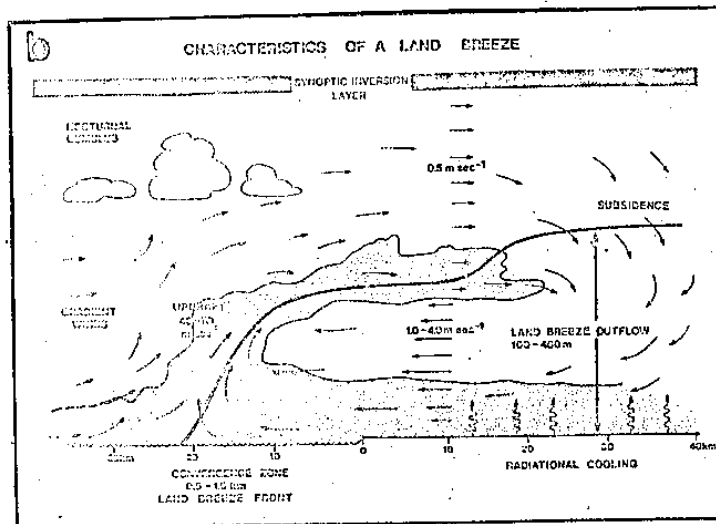


Fig. 5b. Summary of the structure of a well-developed land breeze at dawn according to the recent literature.

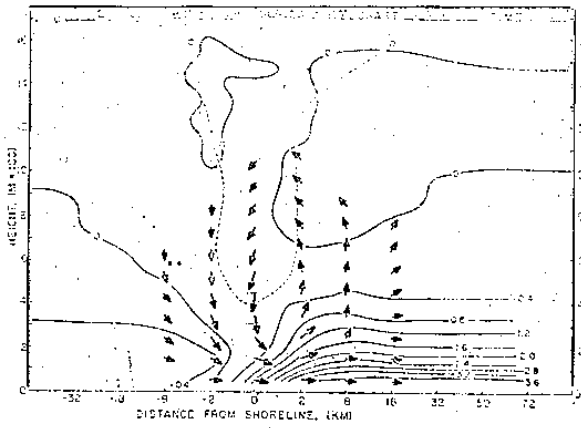


Fig. 6a Case 1 (zero wind) at 1100 local time.*

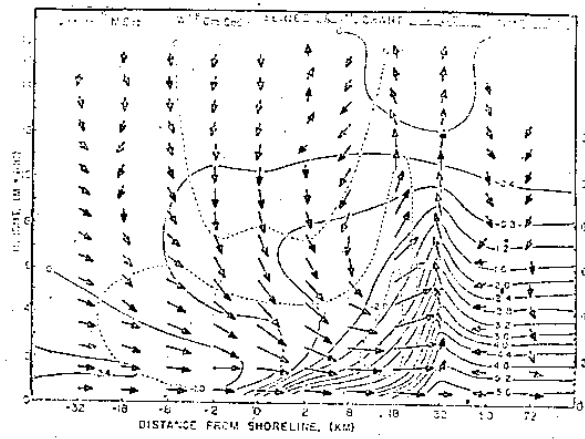


Fig. 7a Case 1 (zero wind) at 1700 local time.*

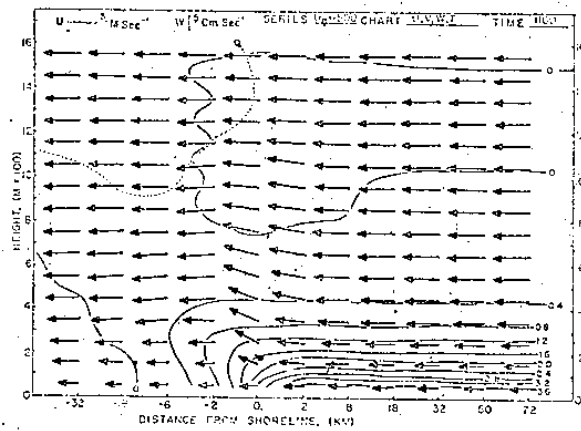


Fig. 6b Case 2 (5 m sec⁻¹ offshore wind) at 1100 local time.*

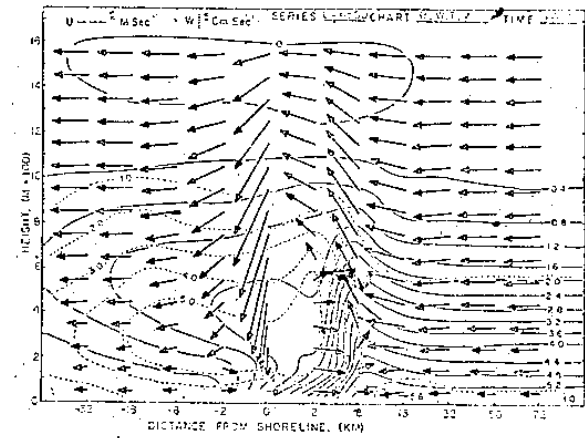


Fig. 7b Case 2 (5 m sec⁻¹ offshore wind) at 1700 local time.*

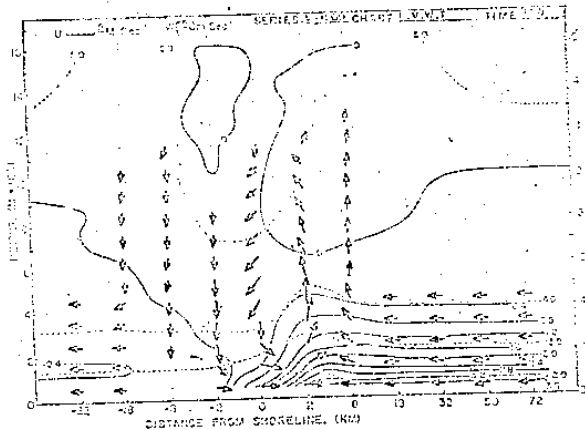


Fig. 6c Case 3 (5 m sec^{-1} wind into figure) at 1100 local time.*

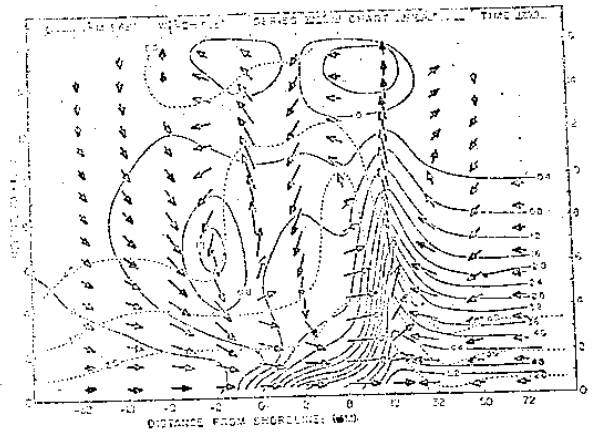


Fig. 7c Case 3 (5 m sec^{-1} wind into figure) at 1700 local time.*

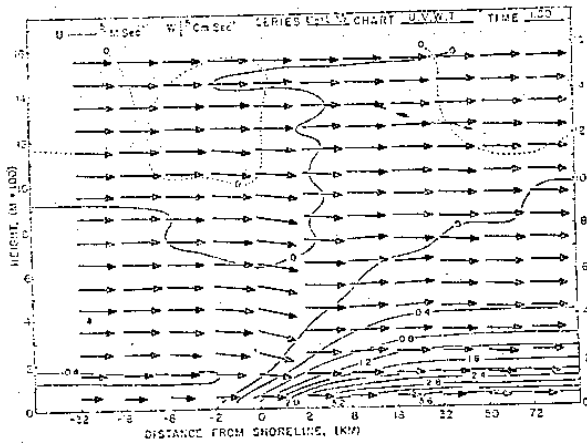


Fig. 6d Case 4 (5 m sec^{-1} onshore wind) at 1100 local time.*

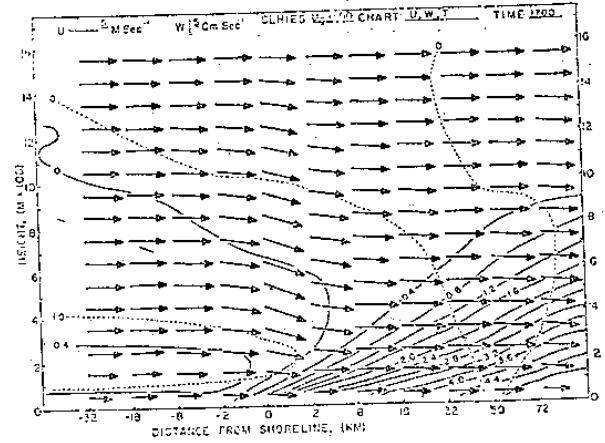


Fig. 7d Case 4 (5 m sec^{-1} onshore wind) at 1700 local time.*

*Vectors give the landward and vertical circulation, full lines the temperature change from 0800. Dashed lines are velocity components (m sec^{-1}) into the figure.

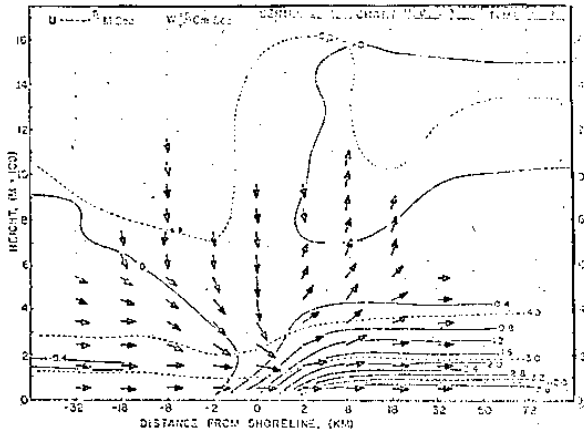


Fig. 6e Case 5 (5 m sec^{-1} wind out of figure) at 1100 local time.*

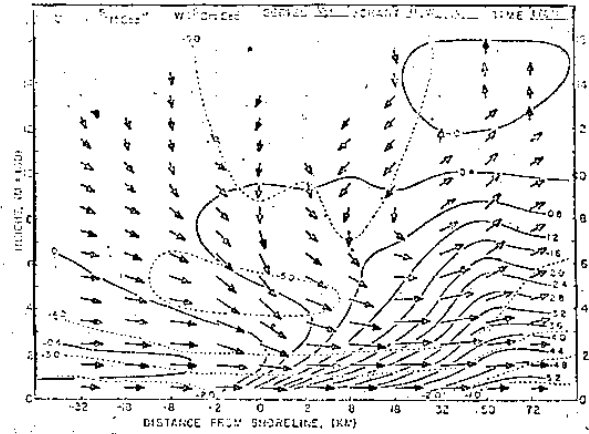


Fig. 7e Case 5 (5 m sec^{-1} wind out of figure) at 1700 local time.*

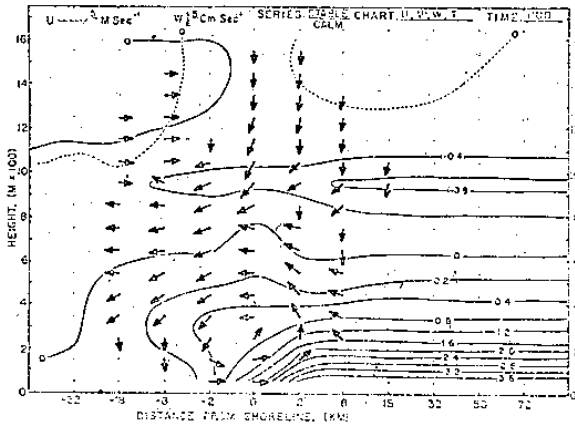


Fig. 6f Case 6 (zero wind, isothermal surface layer) at 1100 local time.*

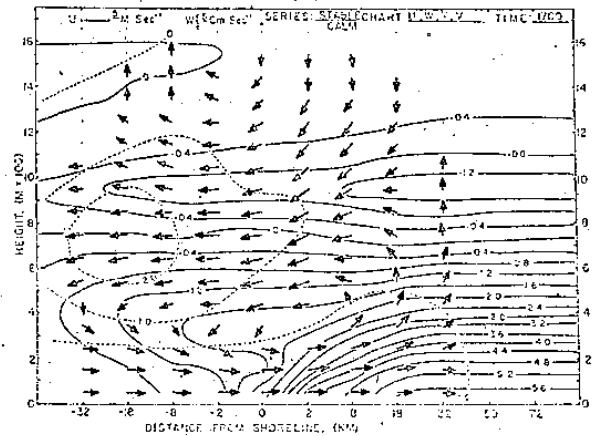


Fig. 7f Case 6 (zero wind, isothermal surface layer) at 1700 local time.*

*Vectors give the landward and vertical circulation, full lines the temperature change from 0800. Dashed lines are velocity components (m sec^{-1}) into the figure.

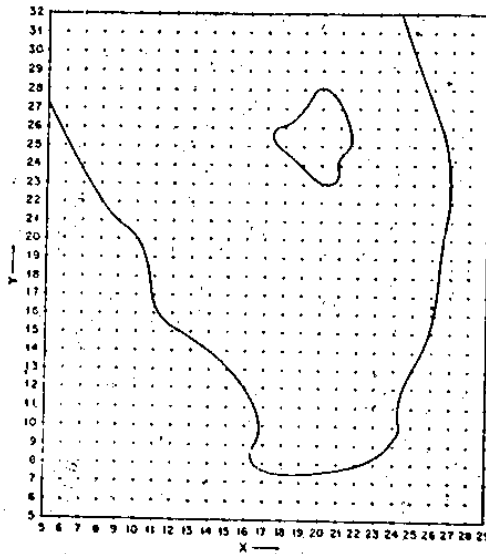


Fig. 8. Outline of model grid.

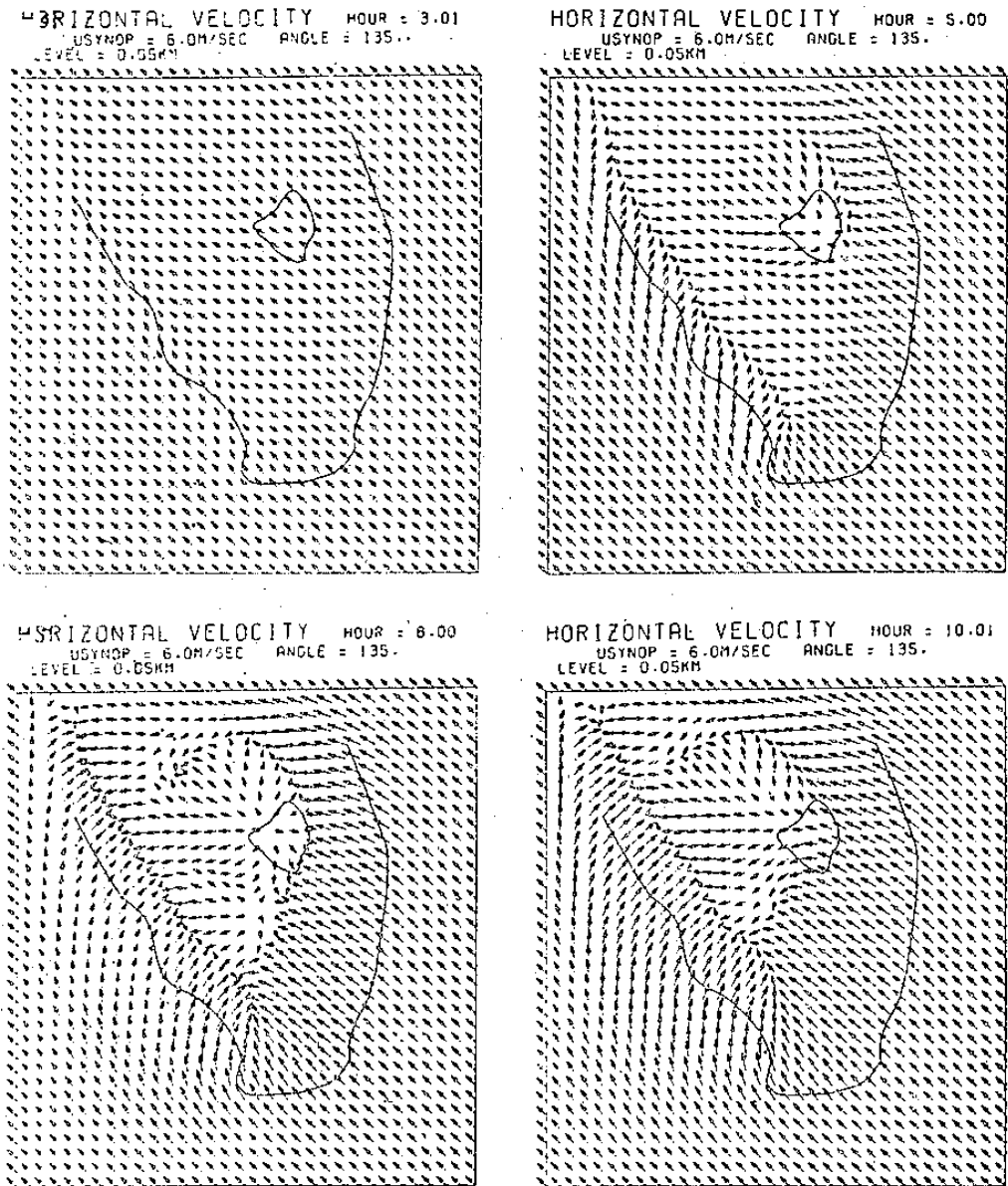


Fig. 9 Horizontal wind velocity at 50-m level, 3, 5, 8, and 10 hours after simulated sunrise for the synoptic southeast wind case.

VERTICAL VELOCITY HOUR = 3.01
 USYNOP = 6.0M/SEC ANGLE = 135.
 LEVEL = 1.22KM contour interval = 0.20 CM/SEC



VERTICAL VELOCITY HOUR = 5.00
 USYNOP = 6.0M/SEC ANGLE = 135.
 LEVEL = 1.22KM contour interval = 0.20 CM/SEC



VERTICAL VELOCITY HOUR = 8.00
 USYNOP = 6.0M/SEC ANGLE = 135.
 LEVEL = 1.22KM contour interval = 0.20 CM/SEC



VERTICAL VELOCITY HOUR = 10.01
 USYNOP = 6.0M/SEC ANGLE = 135.
 LEVEL = 1.22KM contour interval = 0.20 CM/SEC

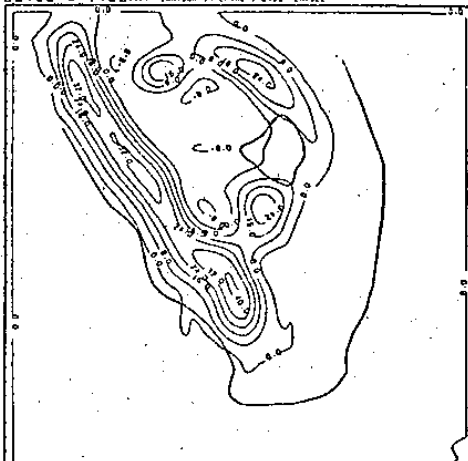
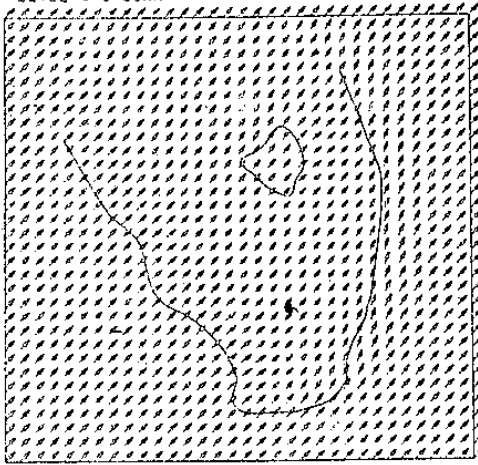
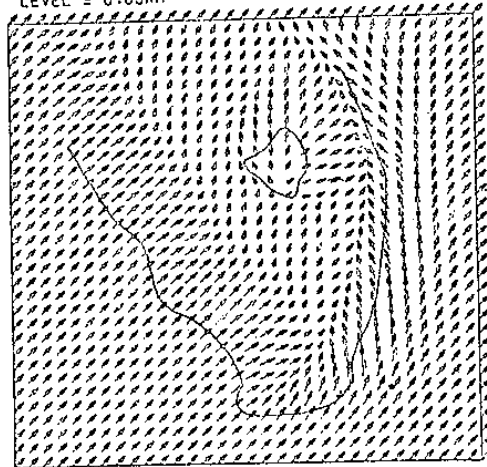


Fig. 10 Vertical velocity (cm sec^{-1}) at the 1.22-km level, 3, 5, 8, and 10 hours after simulated sunrise for the synoptic southeast wind case.

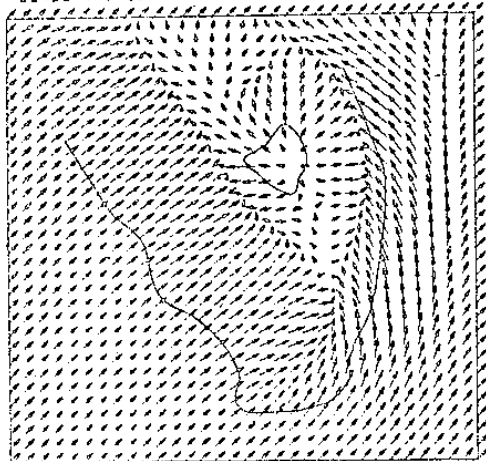
HORIZONTAL VELOCITY HOUR = 3.00
 USYNOP = 6.0M/SEC ANGLE = 225.
 LEVEL = 0.05KM



HORIZONTAL VELOCITY HOUR = 5.01
 USYNOP = 6.0M/SEC ANGLE = 225.
 LEVEL = 0.05KM



HORIZONTAL VELOCITY HOUR = 8.00
 USYNOP = 6.0M/SEC ANGLE = 225.
 LEVEL = 0.05KM



HORIZONTAL VELOCITY HOUR = 10.01
 USYNOP = 6.0M/SEC ANGLE = 225.
 LEVEL = 0.05KM

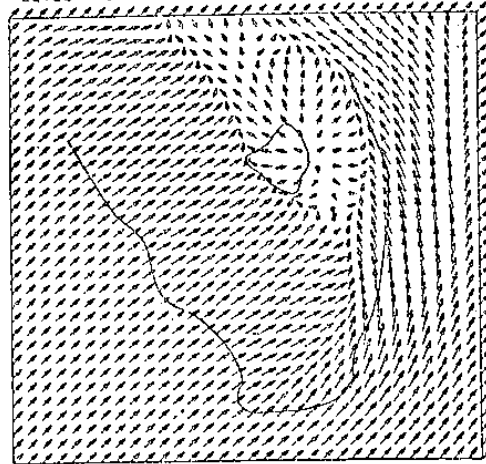


Fig. 11 Horizontal velocity at 50-m level, 3, 5, 8, and 10 hours after simulated sunrise for the synoptic southwest wind case.

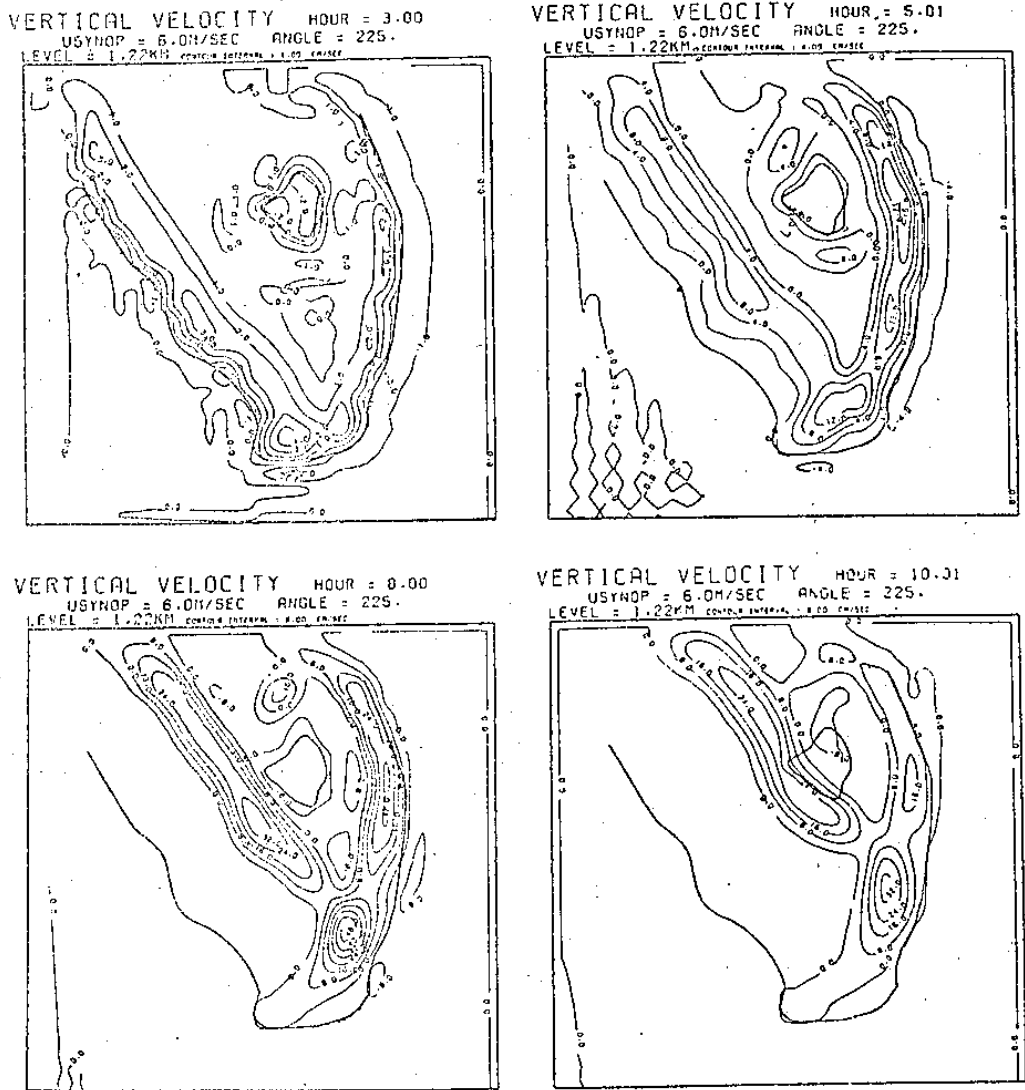


Fig. 12 Vertical velocity: at 1.22-km level, 3, 5, 8, and 10 hours after simulated sunrise for the synoptic southwest wind case.

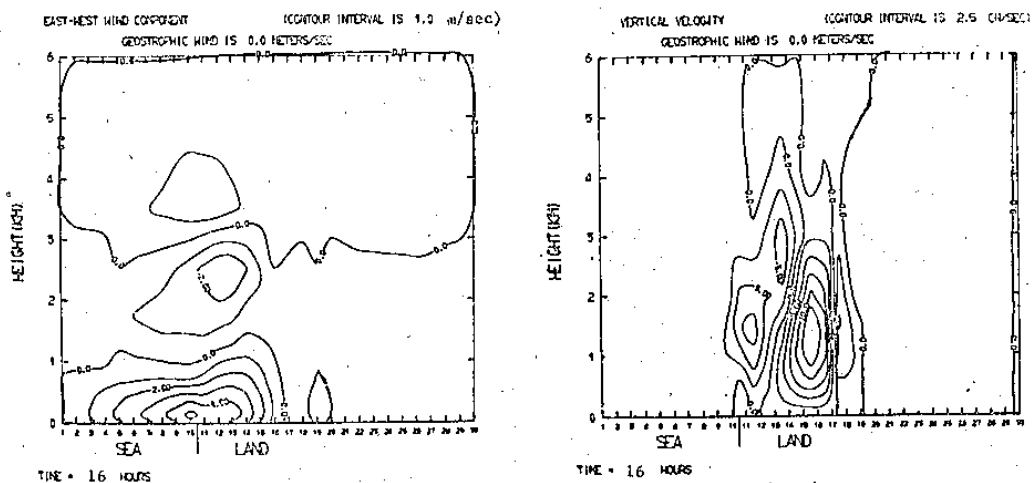


Fig. 13 Left: as in Fig. 5 except for 1600 LST (contour interval is 1 m s^{-1}). Right: vertical velocity field at 1600 LST (contour interval is 2.5 cm s^{-1}). For clarity of presentation in the vertical velocity displays, several zero contours were removed in the upper part of the domain where the velocities oscillated around negligibly small values close to zero.

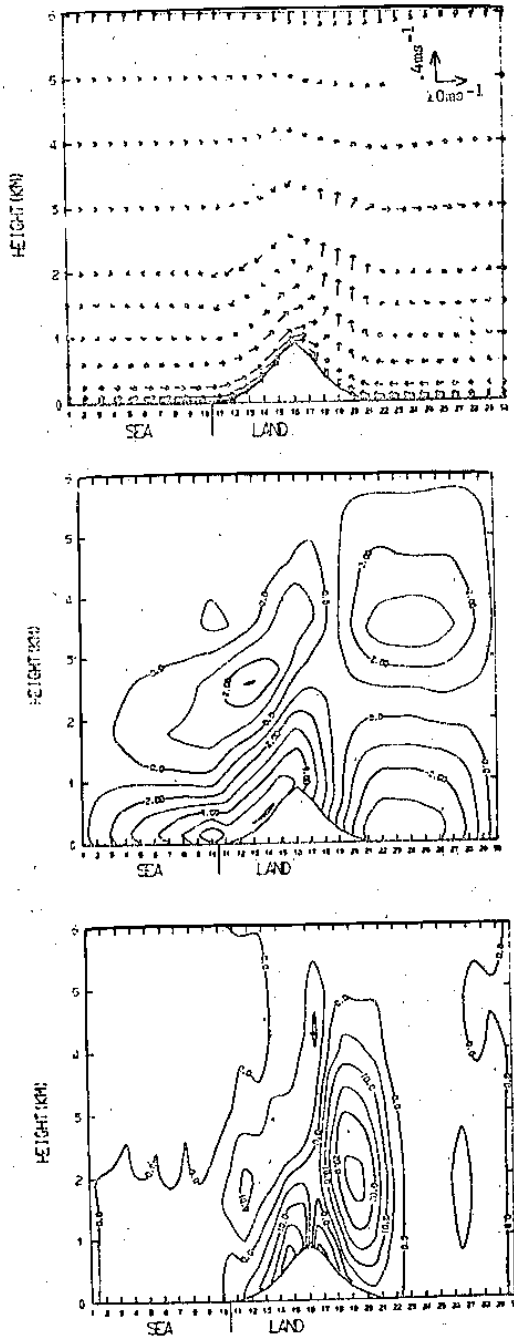


Fig. 14 As in Fig. 9 except for 1600 LST.

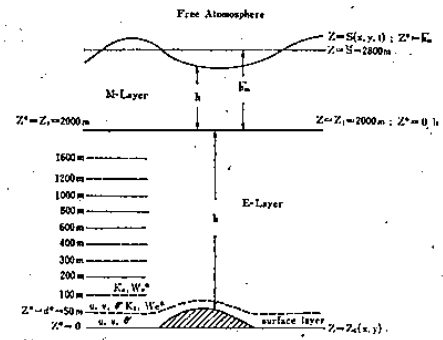


Fig. 15a Schematic vertical structure of the numerical model. Layering and location of variables.

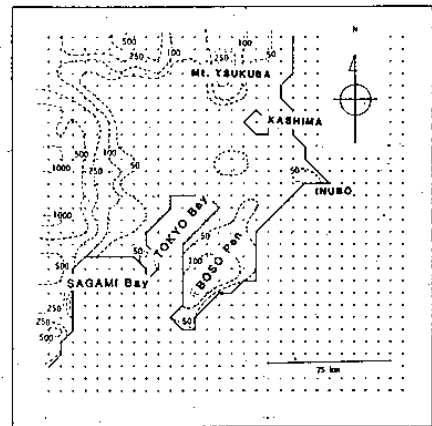


Fig. 15b Topography map of the Kanto district and location of grid points. Numerals attached to dotted lines are the land elevation in meter, being applied also to the contours in the following maps.

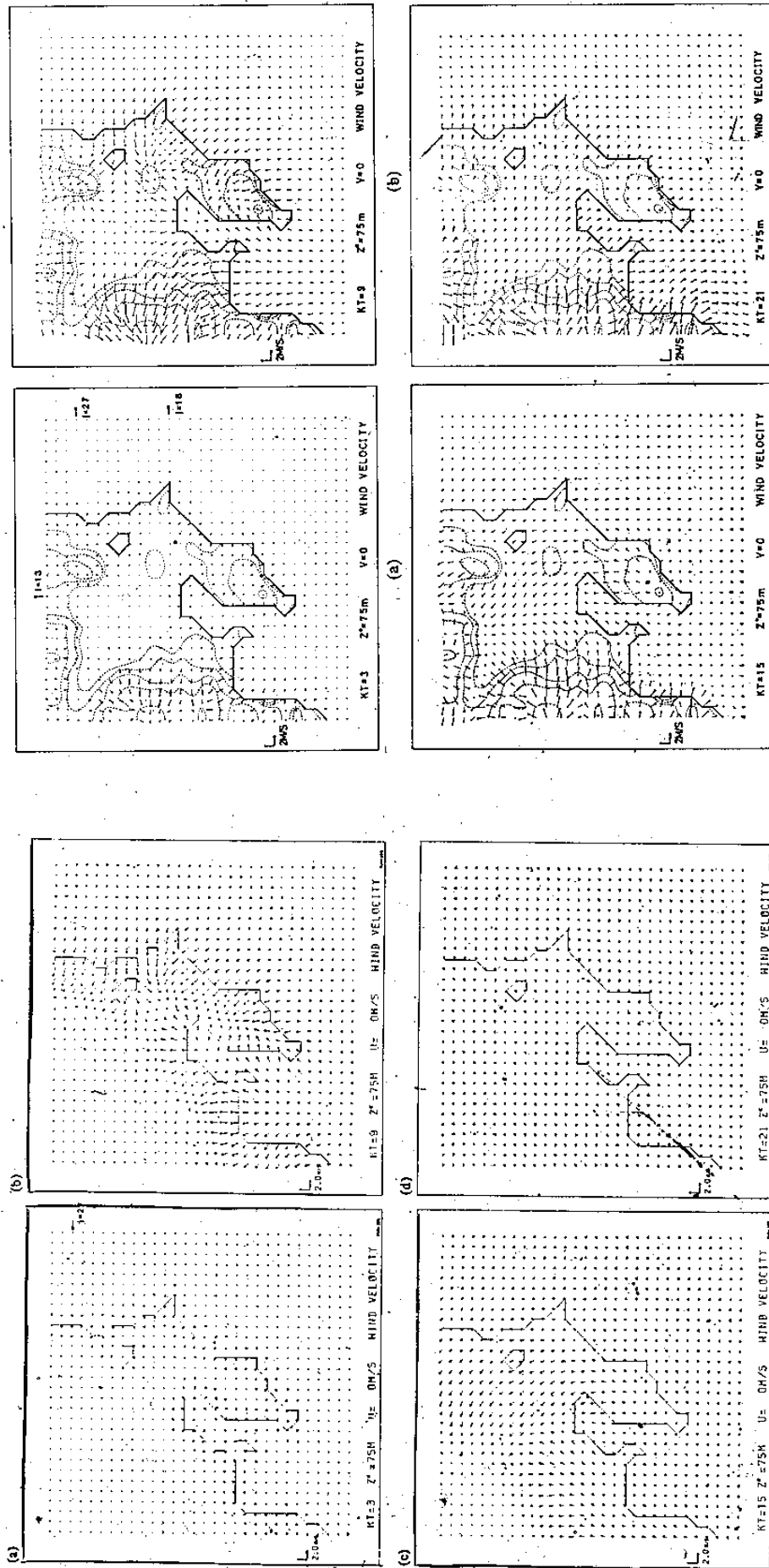


Fig. 16 Horizontal wind fields at $z^* = 75$ m over Kanto district in case of flat land and zero synoptic wind. KT is the elapsed time in hour from the initial time. See Fig. 5 for the elevation contour.

Fig. 17 Horizontal wind fields at $z^* = 75$ m over the Kanto district in mountainous and zero synoptic wind case.

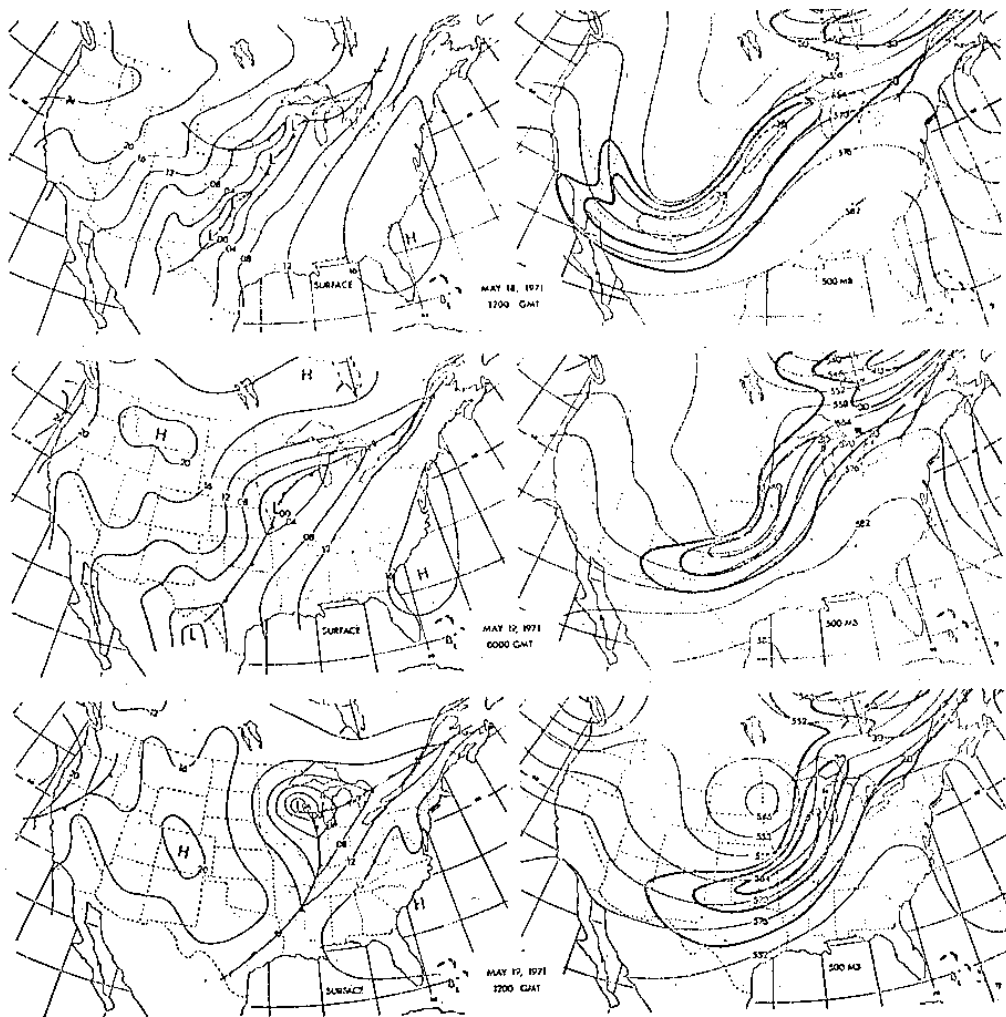


Fig. 18 Surface and 500 mb maps from 1200 GMT 18 May 1971 through 1200 GMT 19 May 1971. Isobars are drawn for every 4 mb. Heights (thin solid) are at 6 dam intervals and isotachs (thick solid) are at 10 m s⁻¹ intervals.

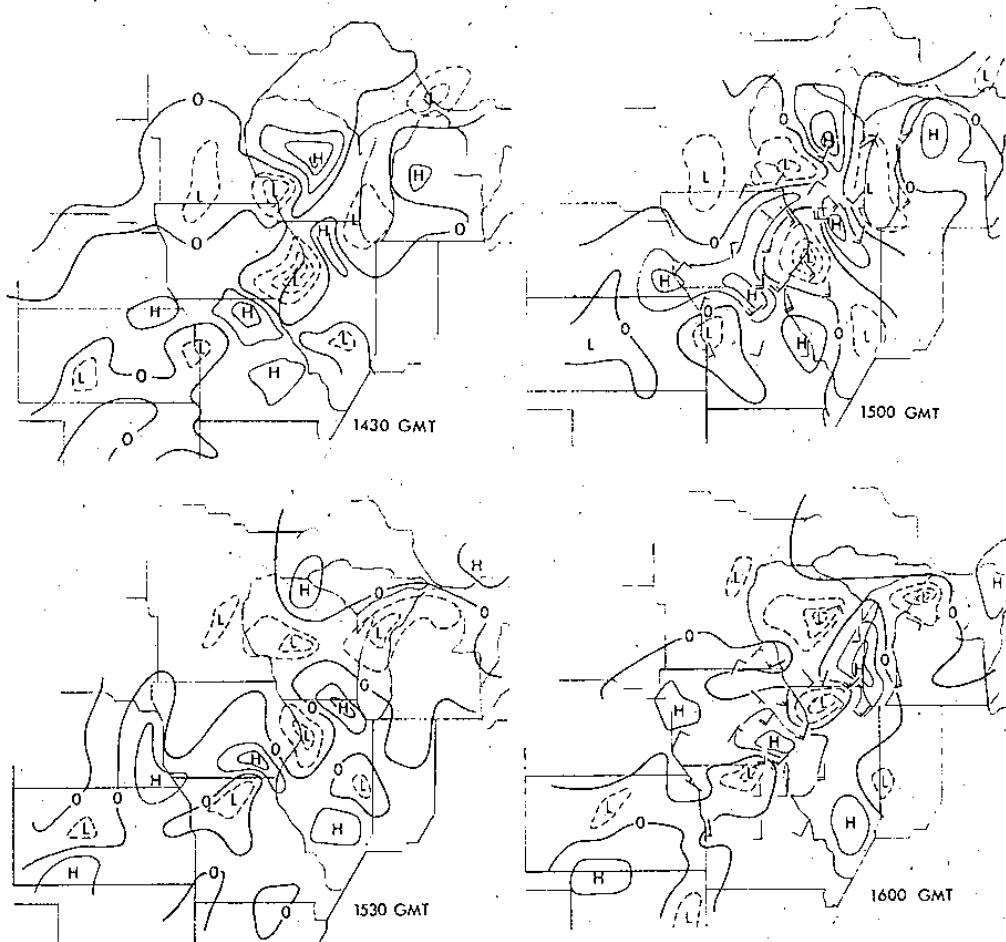


Fig. 19 Successive p' maps analyzed at 0.5 mb interval and surface wind barbs. Negative p' , thin dashed; positive p' , thin solid; $p'=0$, thick solid. The locations of the minimum and maximum p' values are indicated by L and H respectively.

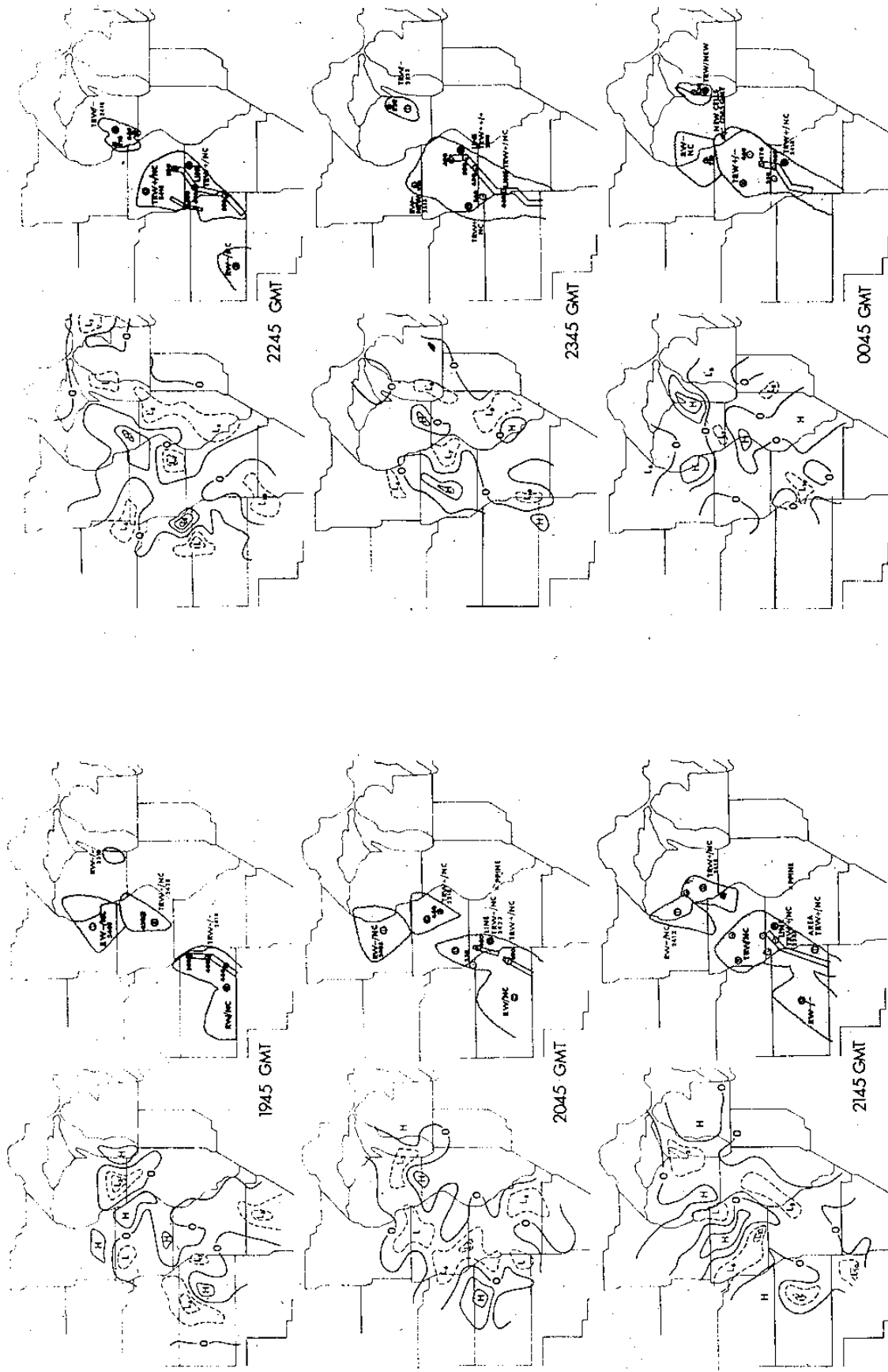


Fig. 20a Successive ϕ' maps (see details in caption of Fig. 6) with corresponding radar summaries (see Appendix C for radar legend); 1945 GMT through 2145 GMT 18 May 1971. Wave troughs (L) numbered (3, 6, 7, 8, 10) to facilitate tracking the waves.

Fig. 20b Same as for Fig. 7a; 2245 GMT 18 May through 0045 GMT 19 May 1971.

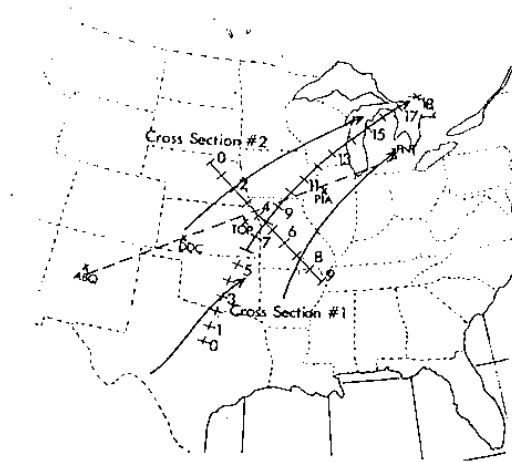


Fig. 21 The four major tracks of the gravity waves analyzed. Time cross section #1 constructed along central tracks; the numbers indicate position on the ordinate of the cross section. The dashed line from Albuquerque, N. Mex., to Flint, Mich., is the line along which the vertical cross sections (Fig. 10) are constructed.

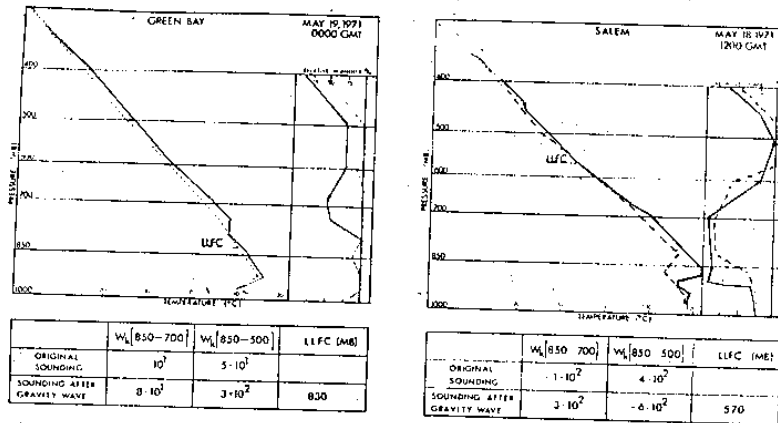


Fig. 23 Atmospheric soundings for Green Bay, Wis., 0000 GMT 19 May 1971 and Salem, Ill., 1200 GMT 18 May 1971. Original sounding (solid line), hypothetical sounding following maximum displacement due to modeled gravity wave (dashed line). LLFC is the lowest level of free convection. Tables below the sounding list the work W_k done on or by parcels before and after the maximum displacement has occurred (see text).

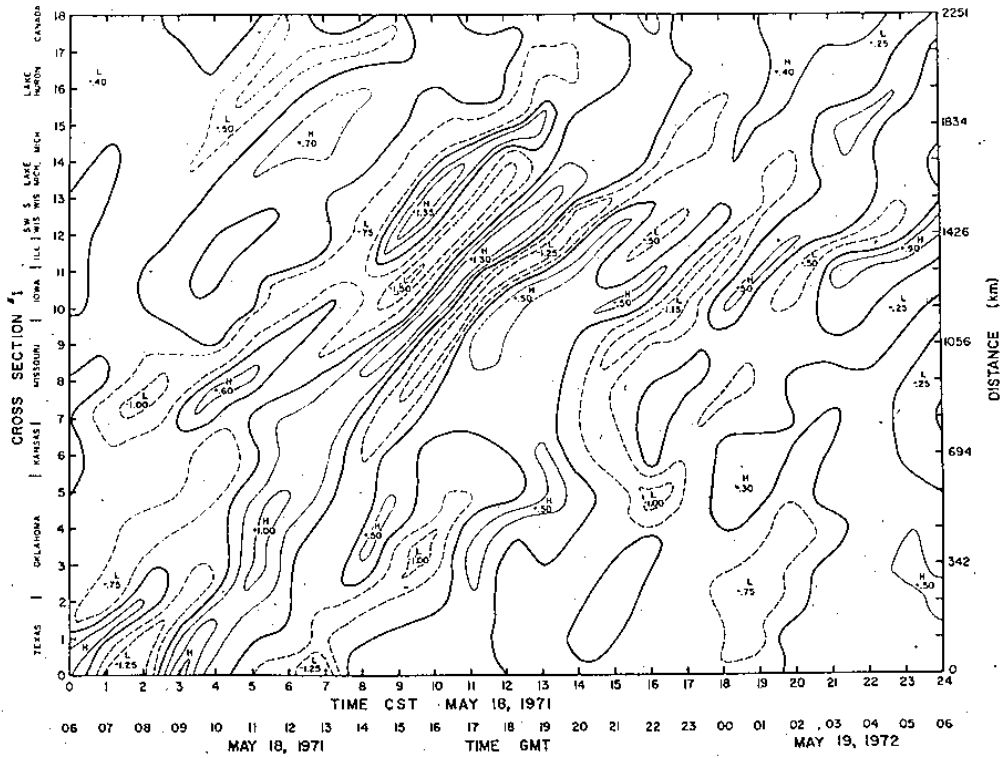


Fig. 22a. Time cross section #1 of p' values (see details in caption of Fig. 6) analyzed along central track (see Fig. 8).

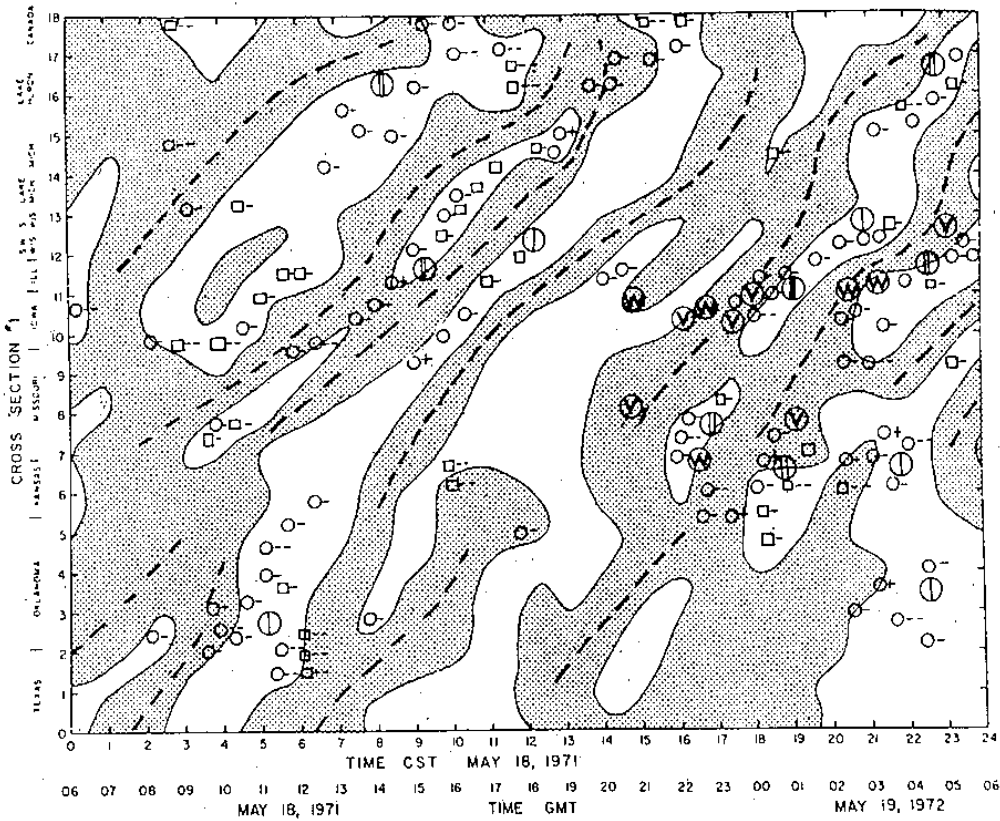


Fig. 22b. Time cross section #1 with surface weather reports. The shaded area is negative p' , with the progression of the gravity waves represented by the dashed lines. Surface weather reports: \circ thundershower \square rainshower; Intensity: (—) very light, (—) light, (—) moderate, (+) heavy; \textcircled{W} windstorm; \textcircled{V} tornado; $\textcircled{+}$ one station reporting precipitation; $\textcircled{+}$ two or more stations reporting precipitation concurrently.

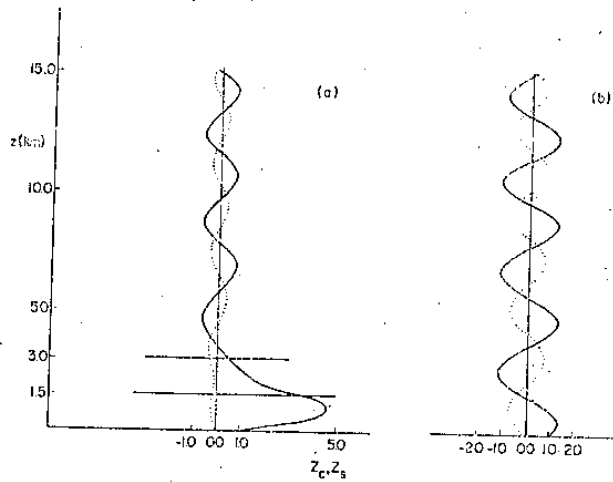


Fig. 27 The $Z_c^{(1)}$ and $Z_s^{(1)}$ components of the vertical velocity for a wave of 30 min period and 10 km horizontal wavelength that induces condensation (a) and for the same wave if wave-induced condensation is neglected (b). For both cases the background temperature and humidity are the ones of Figs. 3 and 4.

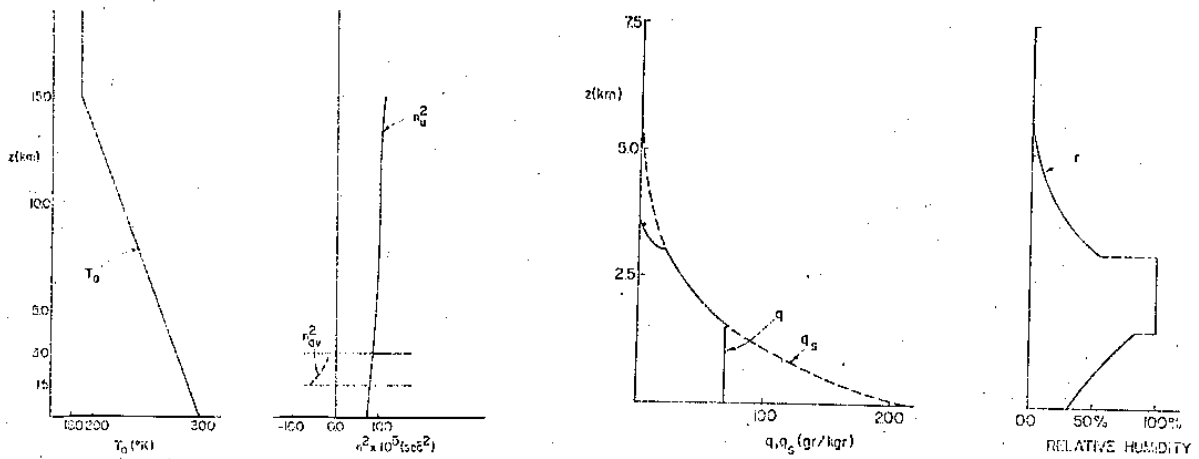


Fig. 25. The temperature and square of the Brunt-Väisälä frequency profiles utilizing the specific humidity shown in Fig. 3. The solid line, marked n^2 , is the value for the unperturbed atmosphere. Over the height range $1.5 < z < 3.0$ km, where the wave can bring about condensation, the effective Brunt-Väisälä frequency squared should be calculated by Eq. (3.9) and is indicated by the dashed line marked n_{ev}^2 .

Fig. 26. Relative (r) and specific (q) humidity profiles for a hypothetical sounding. The specific humidity required for saturation is denoted by q_s .

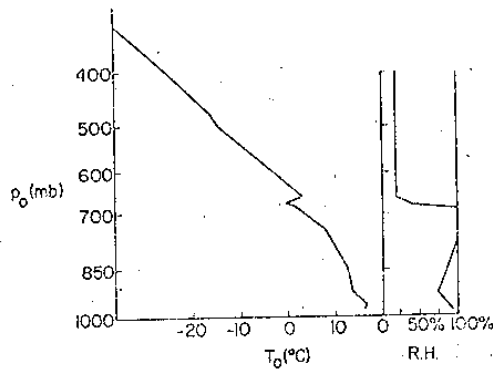


Fig. 24. The Topeka, Kan., sounding of 1200 GMT 18 May 1971, showing temperature and relative humidity profiles.

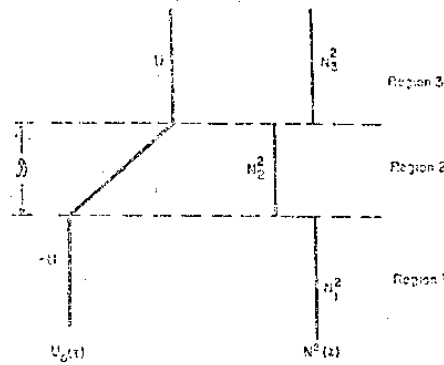


Fig. 28 Schematic diagram of the model atmosphere. Shown are the vertical profiles $U_0(z)$ of the mean wind and the Brunt-Vaisala frequency squared.

Fig. 29 Phase speeds (C_p) and reflectivities (R) of the first 11 modes for various ν 's [$\nu = (\frac{1}{2} - R)^2$]. Listed are the values of C_p as calculated from the approximate formula (18), and also obtained numerically from the spectrographs.

n	C_p [From Eq. (18)] (m s ⁻¹)	$\nu=0.4$ C_p [actual] (m s ⁻¹)	R (%)	$\nu=0.5$ C_p [actual] (m s ⁻¹)	R (%)	$\nu=0.6$ C_p [actual] (m s ⁻¹)	R (%)
0	24.5	27.5	99.6	26.0	113	24.5	120
1	9.3	9.0	99.3	9.5	129	9.5	173
2	5.0	5.3	99.4	5.4	117	5.5	129
3	3.3	3.6	99.5	3.8	112	3.8	116
4	2.6	2.9	99.5	2.9	109	2.9	111
5	2.3	2.4	99.7	2.4	103	2.4	109
6	1.9	2.0	99.7	2.0	106	2.0	107
7	1.7	1.7	99.7	1.7	105	1.7	105
8	1.5	1.5	99.8	1.5	107	1.5	105
9	1.3	1.3	99.8	1.3	104	1.3	104
10	1.2	1.2	99.8	1.2	104	1.2	104

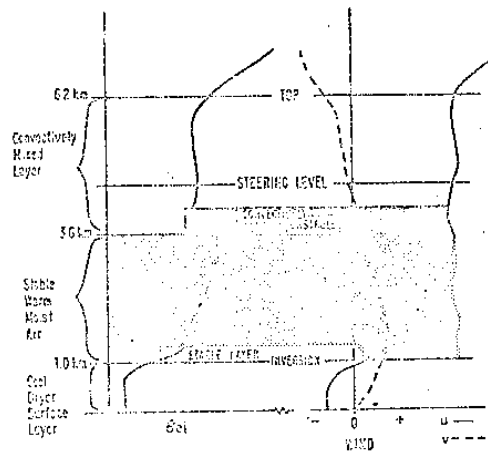


Fig. 30 Schematic representation of typical environmental conditions for mesoscale disturbances from Marks (1975). The equivalent potential temperature (θ_{e0}) profile is on the left and the mean velocity profiles are on the right.

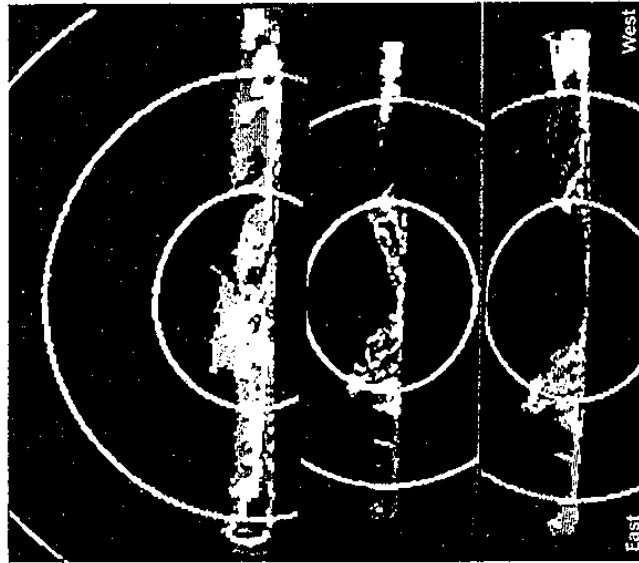


Fig. 31. Radar photograph of hurricane Anita, 2 September, 1977, about 0600 GMT. Top: PPI scope; the bright areas inside the dark echo outlines indicate the heaviest water concentrations. Bottom: three RHI sections through eye. Upper: Centre of eye wall; middle: inner rim of eye wall; lower: inside eye. Range markers are for 18 km; highest echo in the upper section reaches to 9-10 km above aircraft. Courtesy Dr R. C. Sheets, National Hurricane Laboratory, Miami.

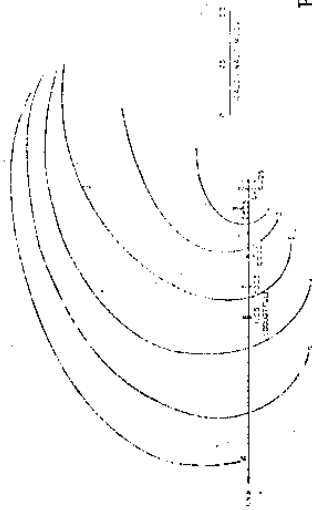


Fig. 32a. Hourly band positions relative to the moving storm center. Diane 0605-1105E 17 August 1955. X's represent eye positions.

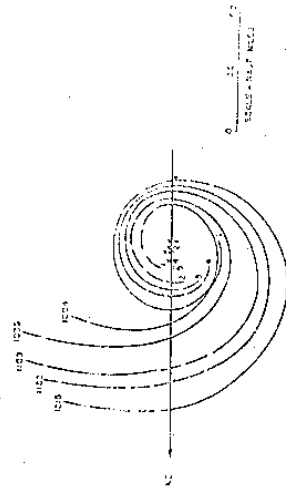


Fig. 32c. Half hourly band positions relative to a moving storm center. Connie 1004-1215E 12 August 1955. X's represent eye positions.

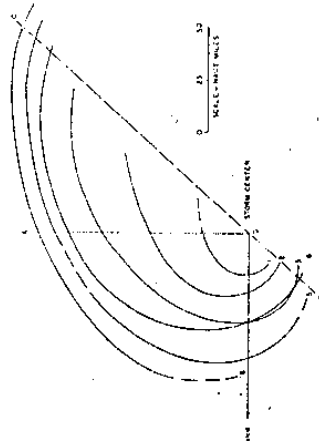


Fig. 32b. Hourly band positions relative to a stationary storm center. Diane 0605-1105E 17 August 1955.

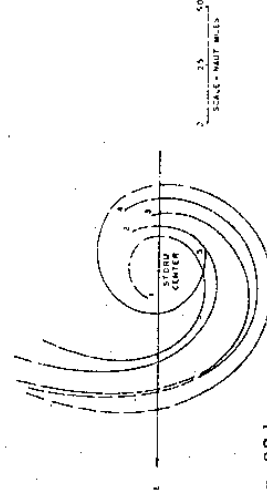
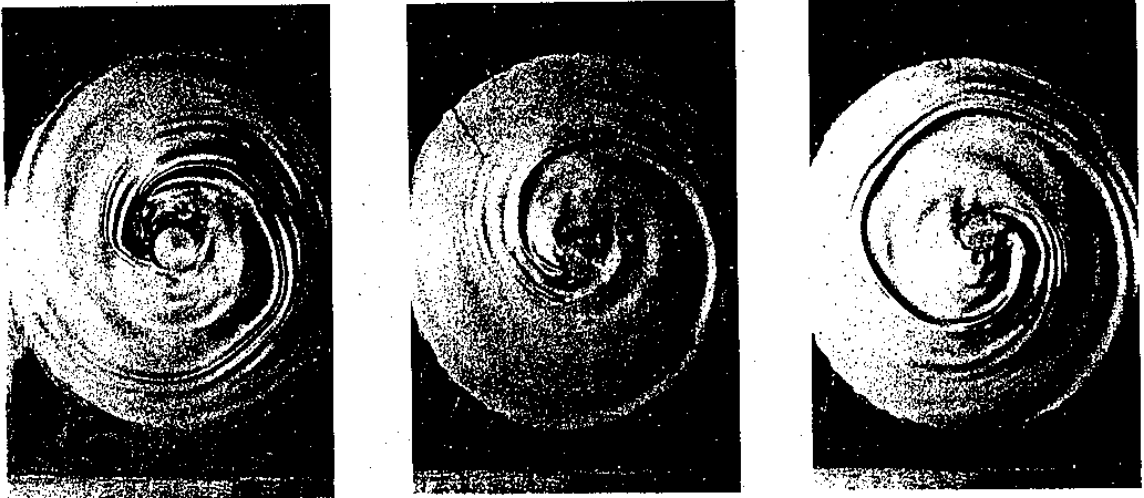


Fig. 32d. Half hourly band positions relative to a stationary storm center. Connie 1004-1215E 12 August 1955.

Fig. 33 Photographs taken by tank (A) (with aluminum powder)



(c) $h=2.5$ cm 19.5°C 148.1 r.p.m.

(b) $h=2.0$ cm 12.5°C 111.1 r.p.m.

(a) $h=1.5$ cm 14.0°C 148.1 r.p.m.

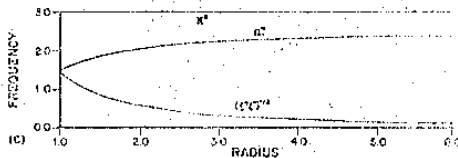
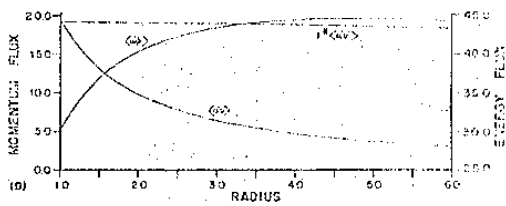
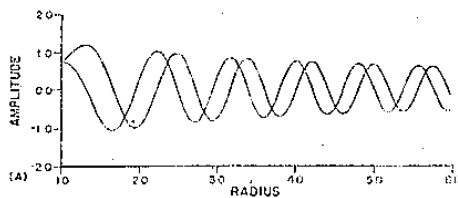


Fig. 34a The real and imaginary parts of the radial structure of the geopotential for an outward propagating inertia-buoyancy wave having a nondimensional apparent frequency of 2.5, tangential wavenumber 1 and vertical wavenumber π/H^* . The nondimensional buoyancy frequency equals 3, corresponding to a dimensional maximum wind of 36 m s^{-1} . For this simulation, the dissipation constant is 10^{-3} .

Fig. 34b The radial momentum and energy fluxes for this wave. Nondimensional values of unity for the momentum and energy fluxes correspond, in dimensional terms, to $2\sigma^2 H^2$ and $2\sigma^2 H^3$, respectively.

Fig. 34c The radial variation of the buoyancy, local inertia and intrinsic frequencies.

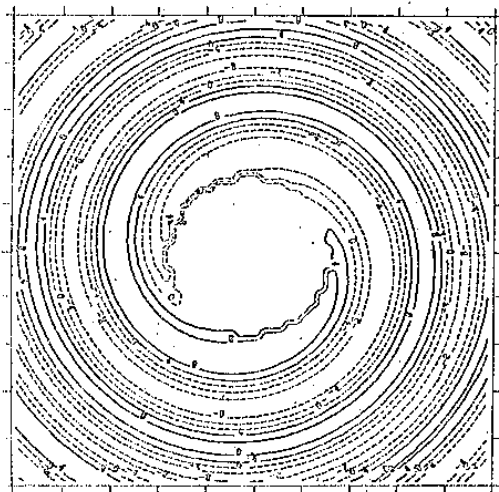


Fig. 34d A realization in the horizontal plane of the geopotential field associated with the wave in Fig. 1.

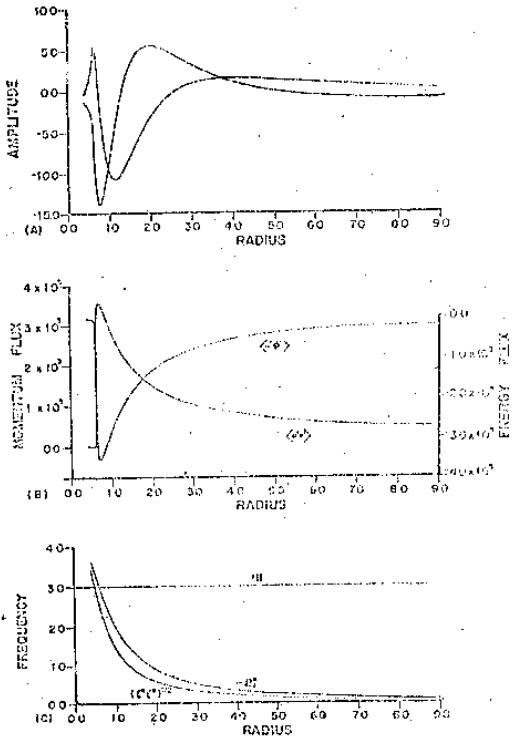


Fig. 35a The real and imaginary parts of the radial structure of the geopotential for an inward propagating, inertia-buoyancy wave that has nondimensional frequency 0.03, dissipation rate 5×10^{-3} , tangential wavenumber 2, vertical wavenumber w/H^2 , and nondimensional buoyancy frequency 3. The dimensional period for this wave is about 12 h, the maximum mean tangential wind is 56 m s^{-1} .

Fig. 35b The nondimensional energy and momentum fluxes for this wave.

Fig. 35c The radial variation of the buoyancy, local inertia and intrinsic frequencies.

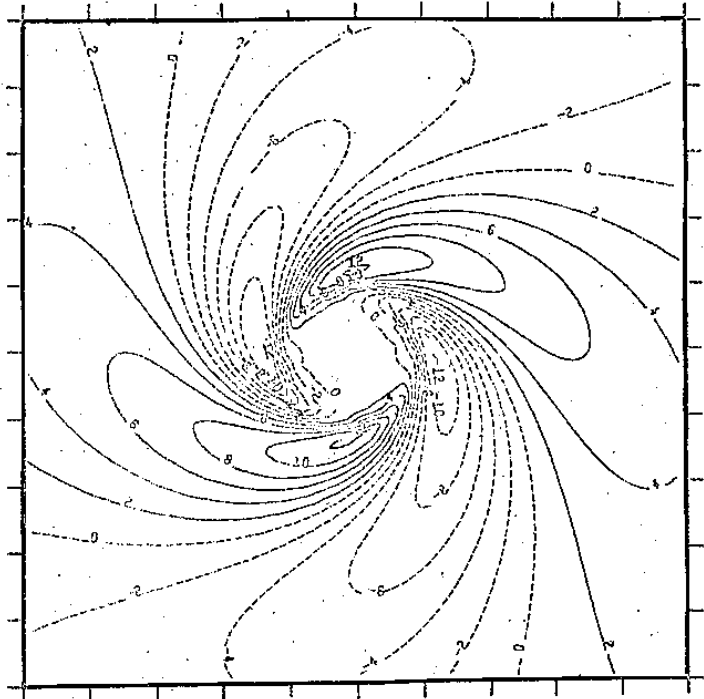


Fig. 35 A realization in the horizontal plane of the geopotential field of the wave in Fig. 2. The tick marks on the border are one nondimensional radius unit (15 km) apart.

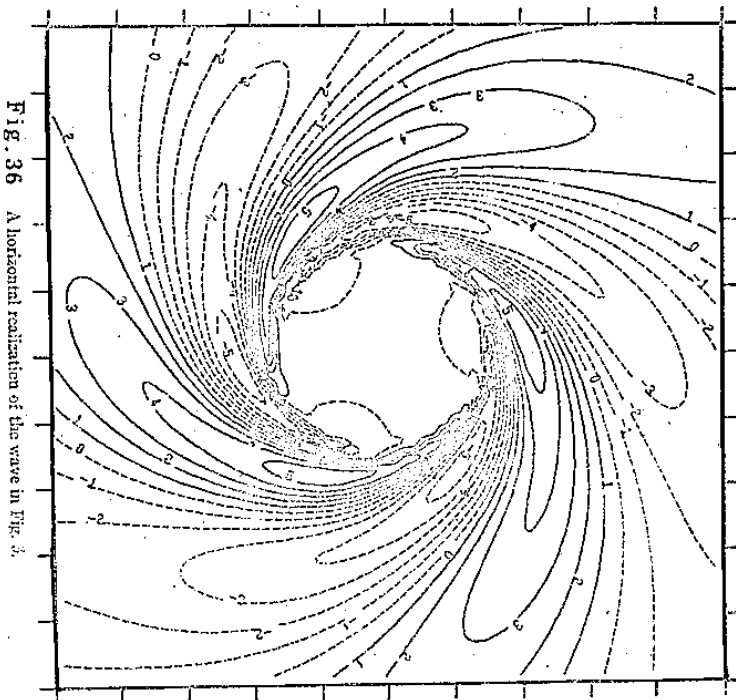


Fig. 36 A horizontal realization of the wave in Fig. 3.

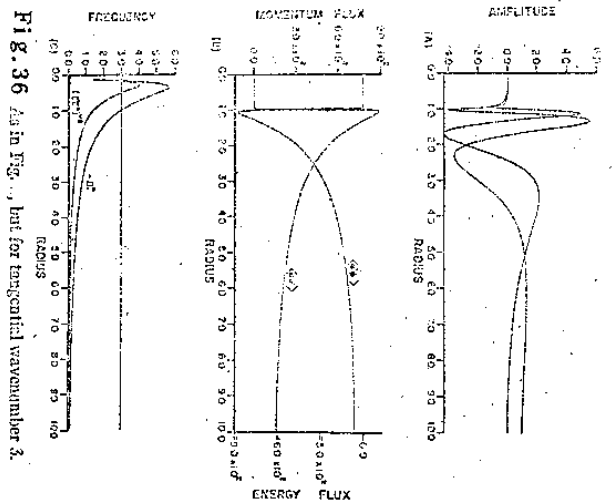


Fig. 36 As in Fig. 3, but for tangential wavenumber 3.

