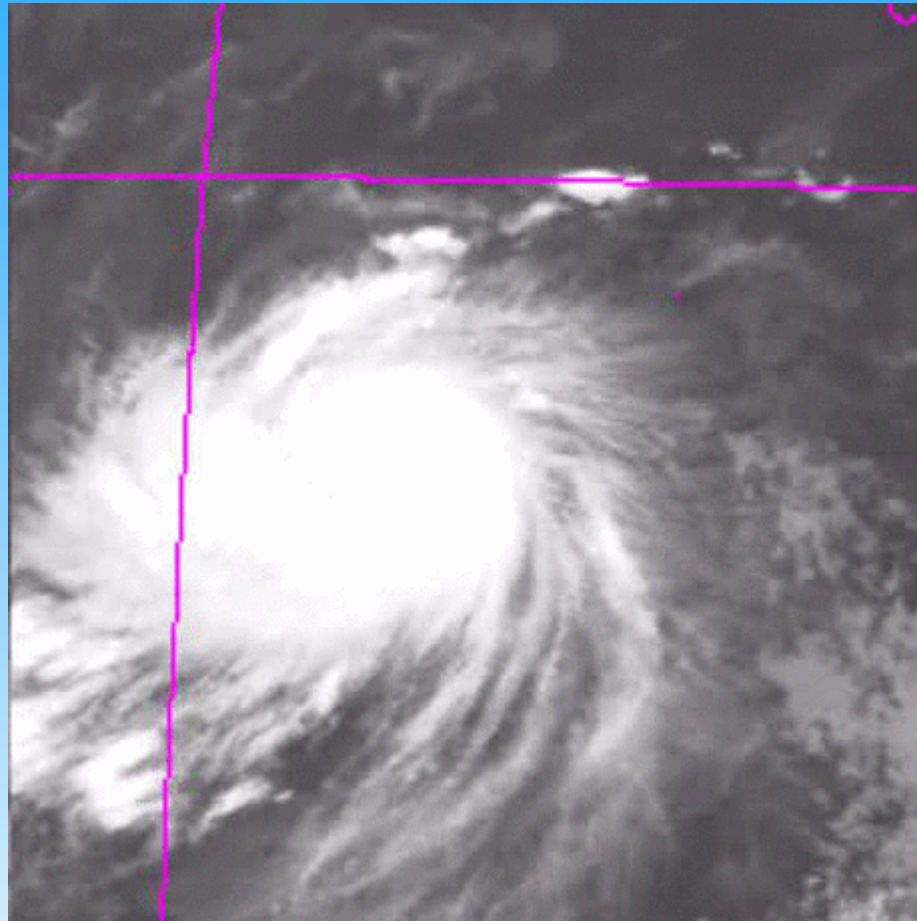


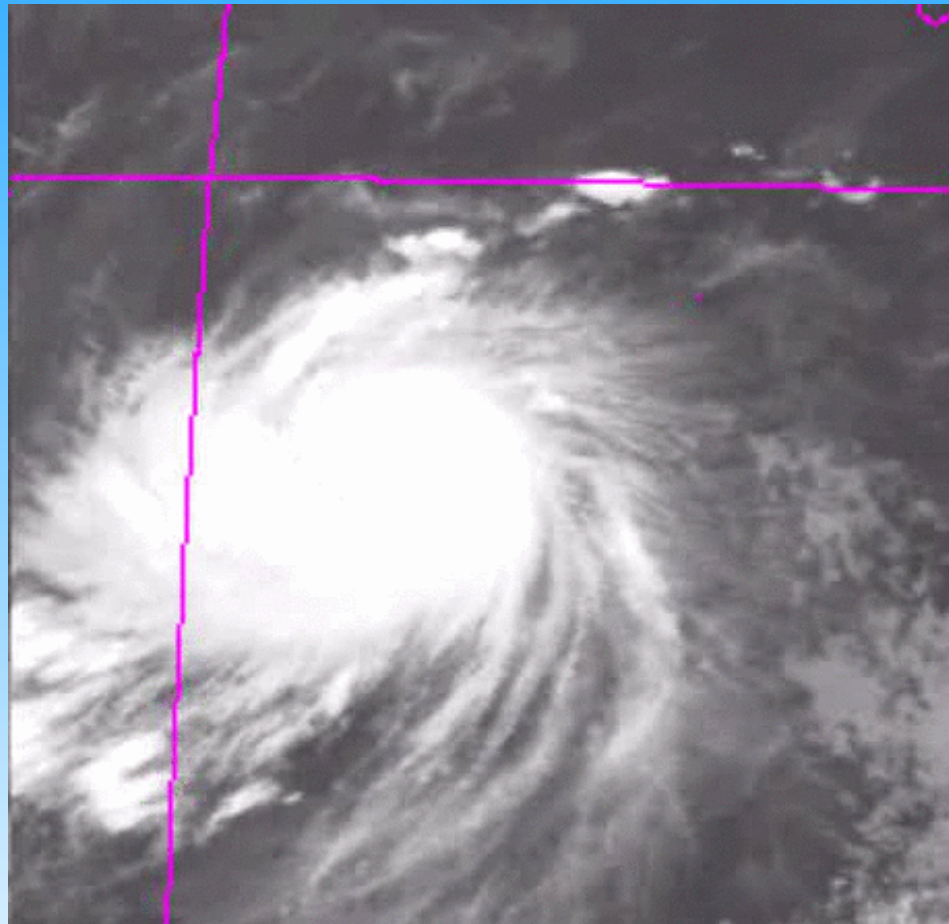
TROPIQUES II

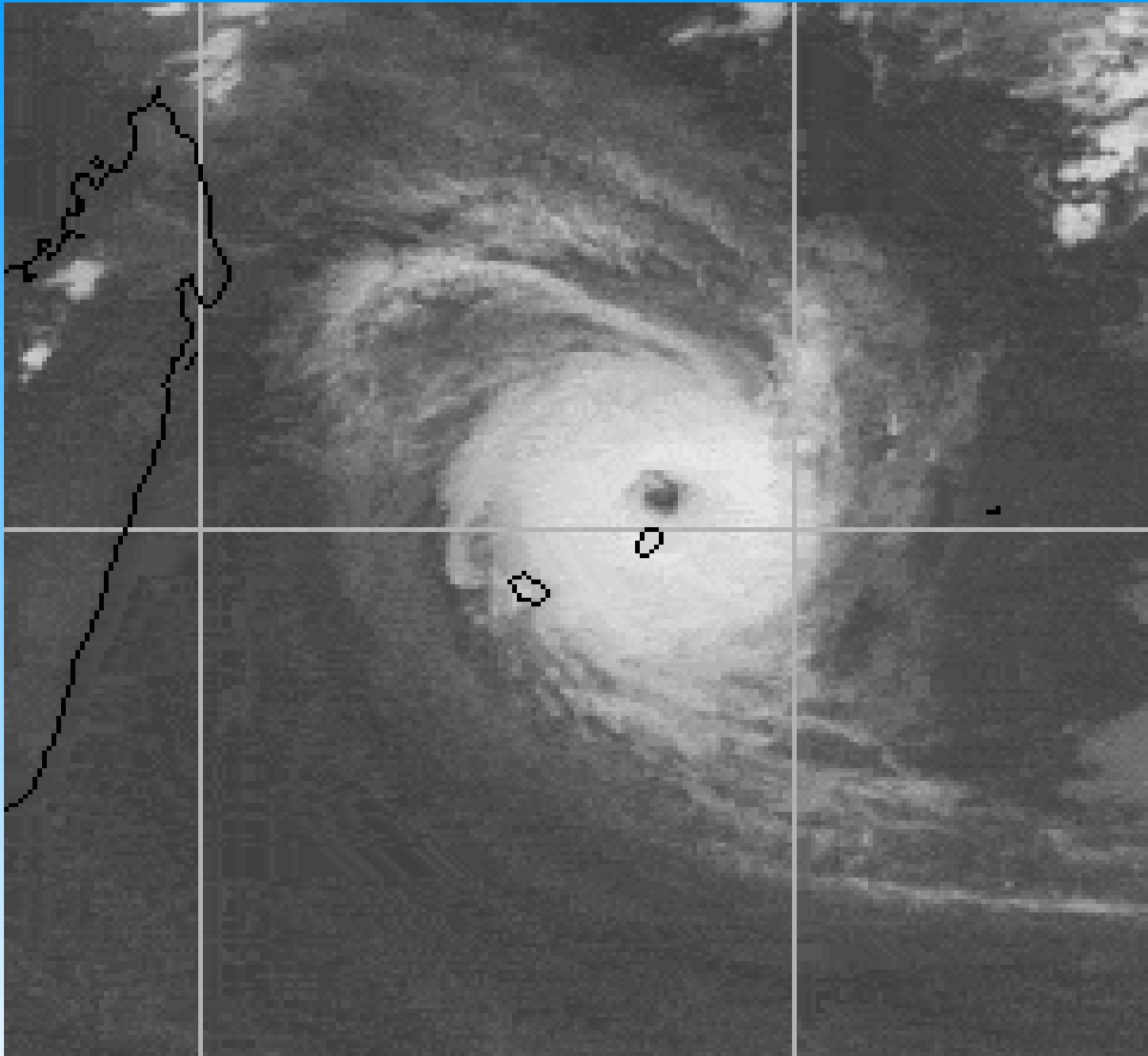
Les cyclones tropicaux

Cyclone tropical



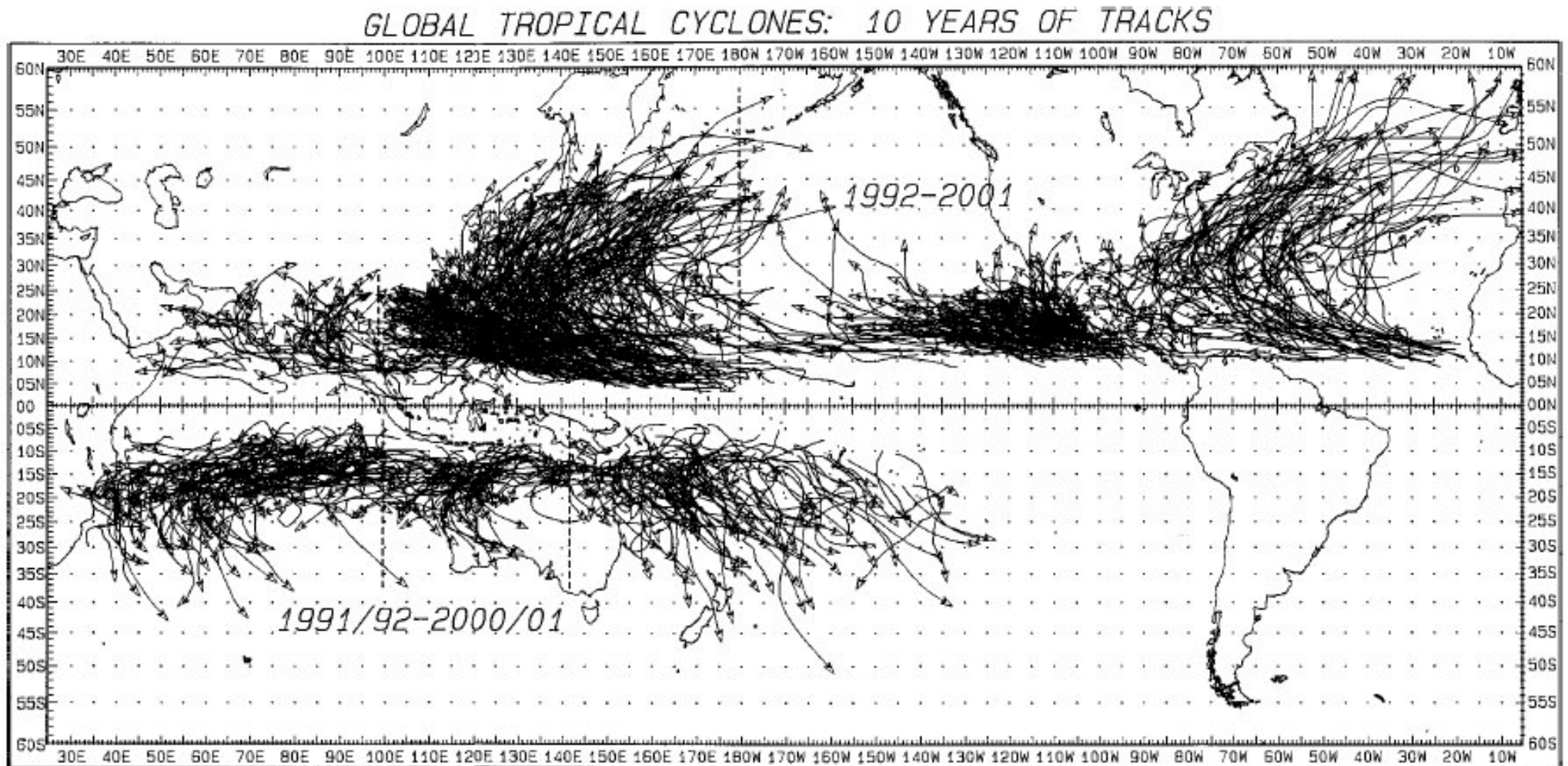
Cyclone tropical





DINA - 22 janvier 2002

Fréquence des cyclones tropicaux ($v_{max} > 17$ m/s) sur la période 1992-2001)



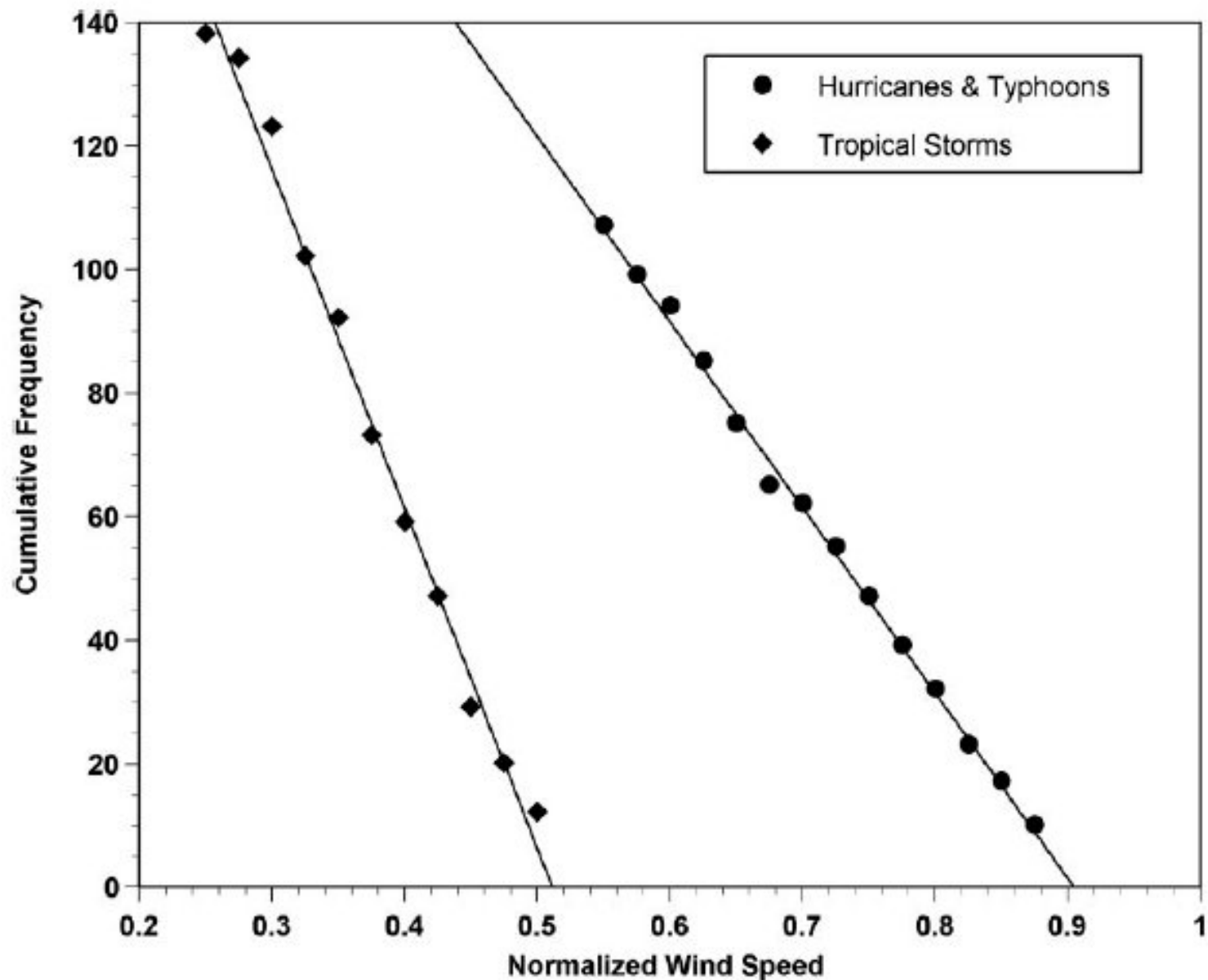
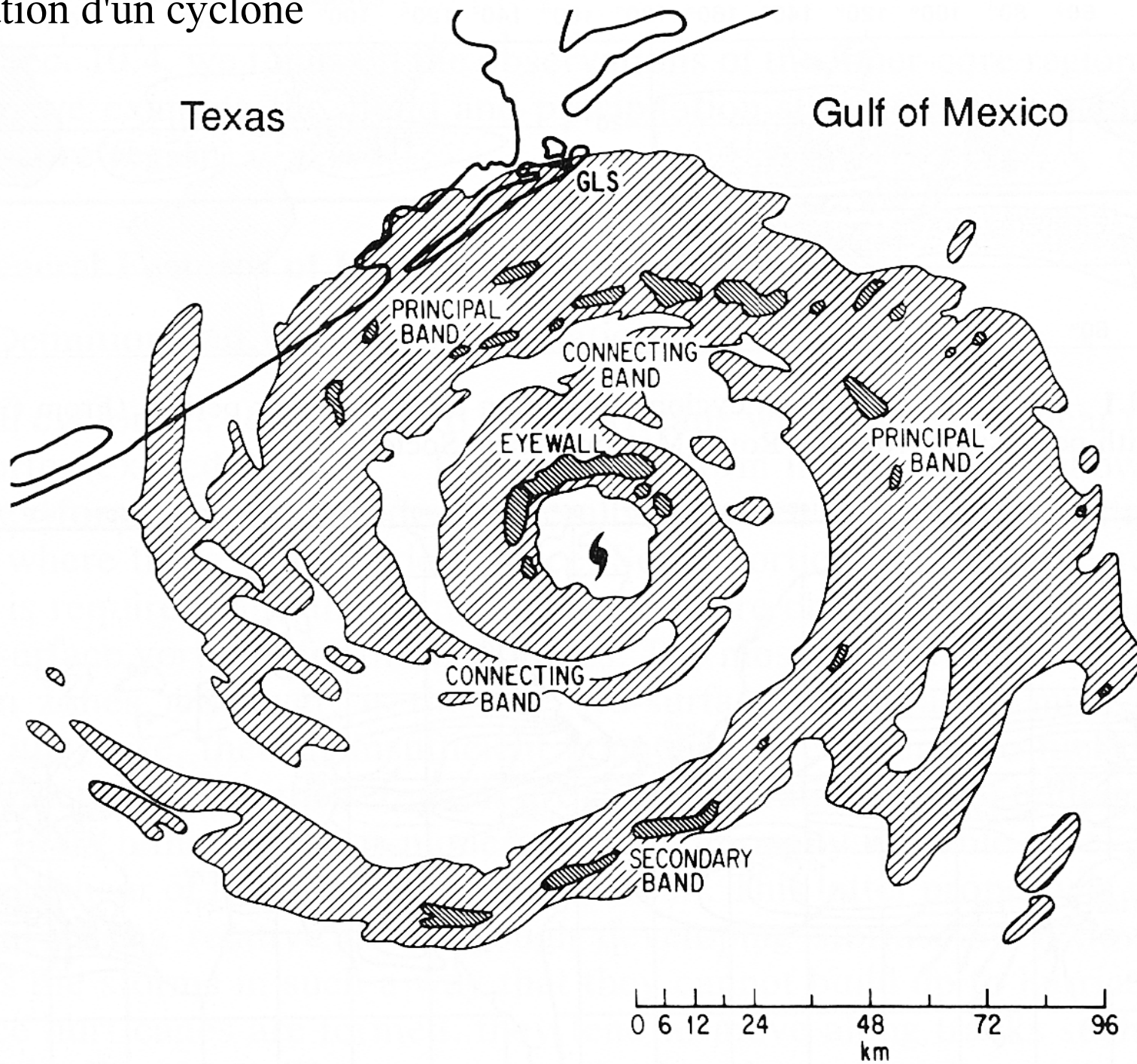


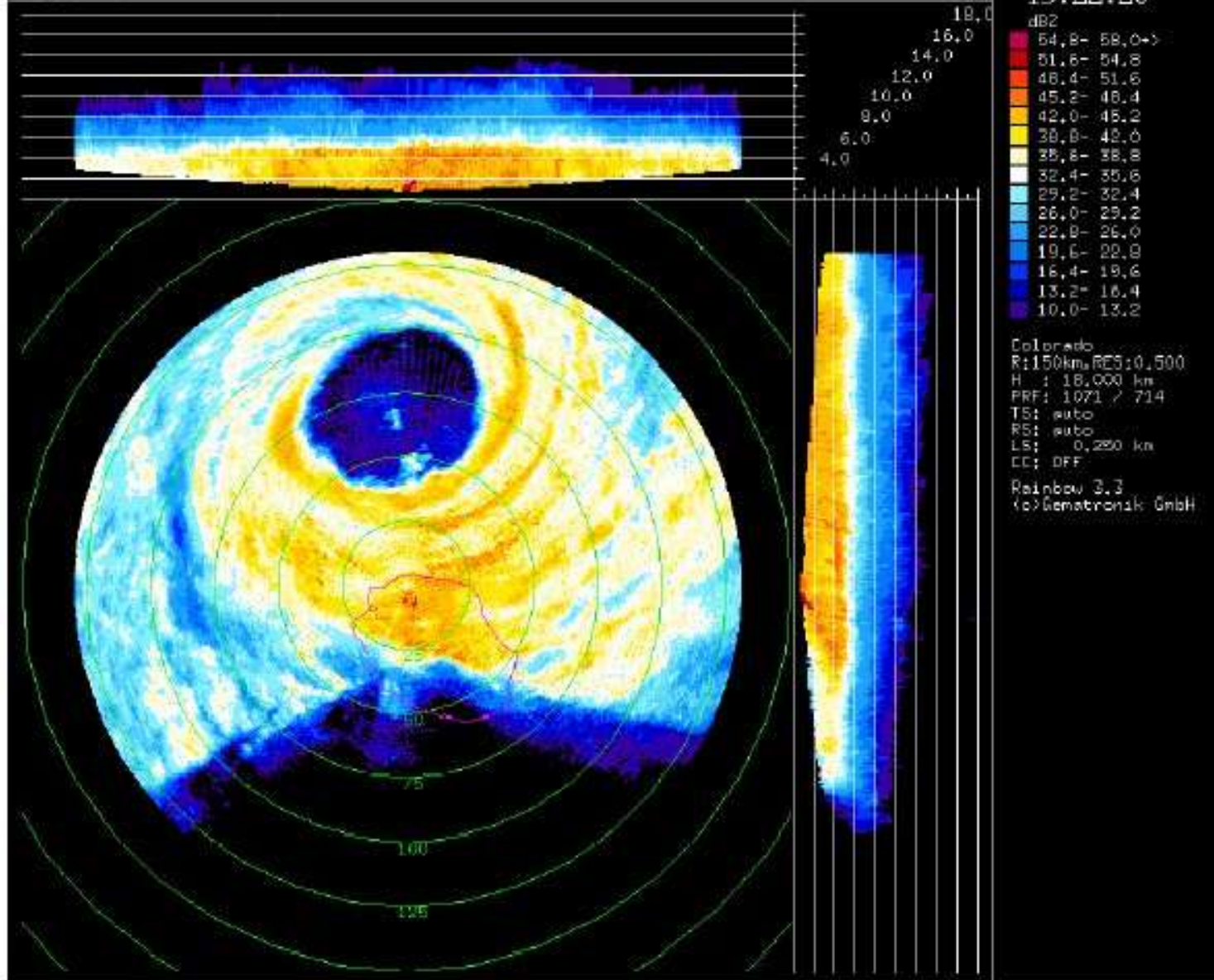
Figure 2 Total number of tropical cyclones with normalized wind speeds exceeding the value on the abscissa, from 1957 to 1999 in the North Atlantic and from 1970 to 1999 in the western North Pacific. The wind speeds have been normalized by the theoretical maximum wind speed calculated from climatological data using Equation 8. From Emanuel (2000).

Organisation d'un cyclone



File : 2002012213222046.caz
Type: MRX
Range: 150.0 km

22.01.2002
13:22:20

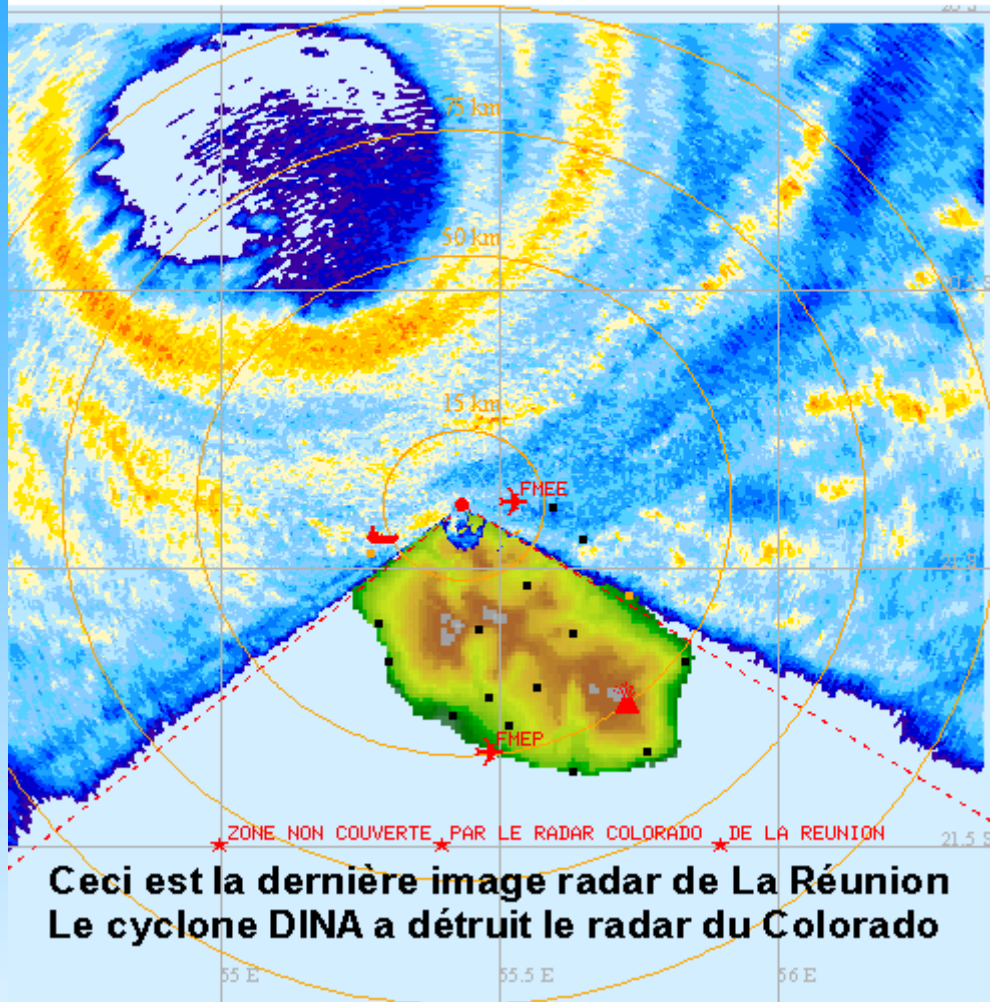


DINA vu par le radar

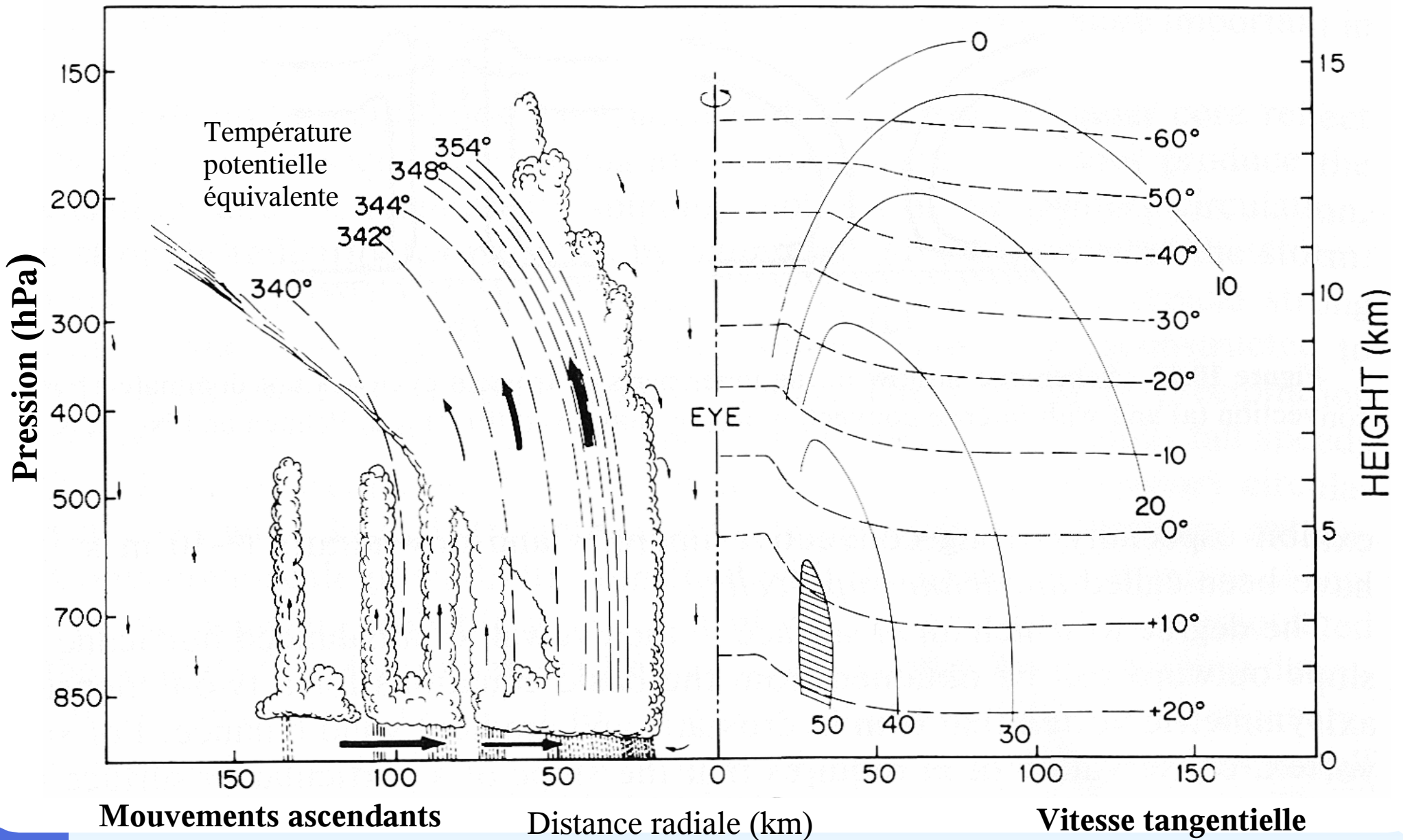
le 22 janvier 2002, 13h22 UTC

IMAGE DU 22/01/2002 14:51 UTC

METEO-FRANCE - CMRS DE LA REUNION



Mouvements verticaux dans un cyclone tropical



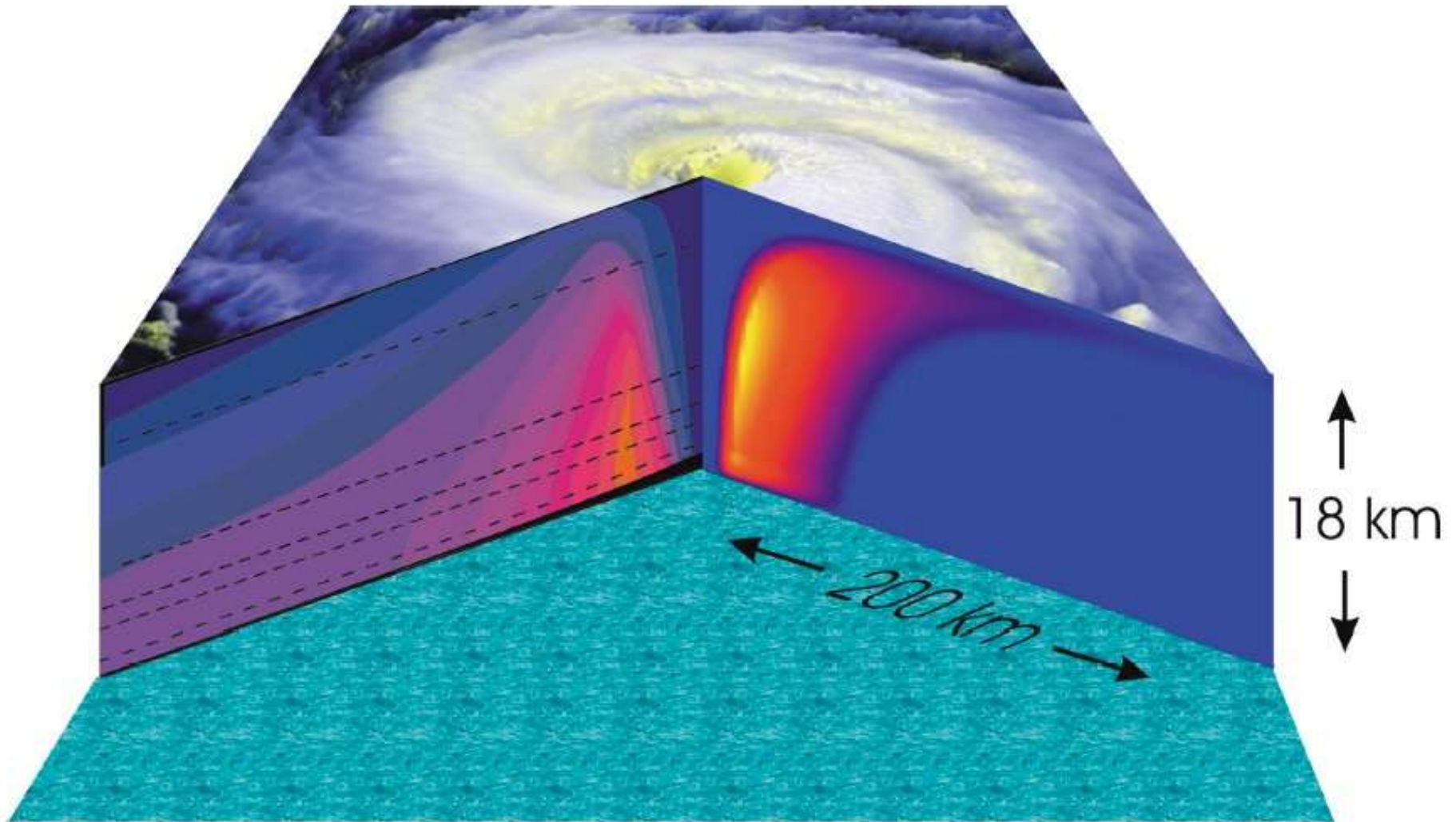
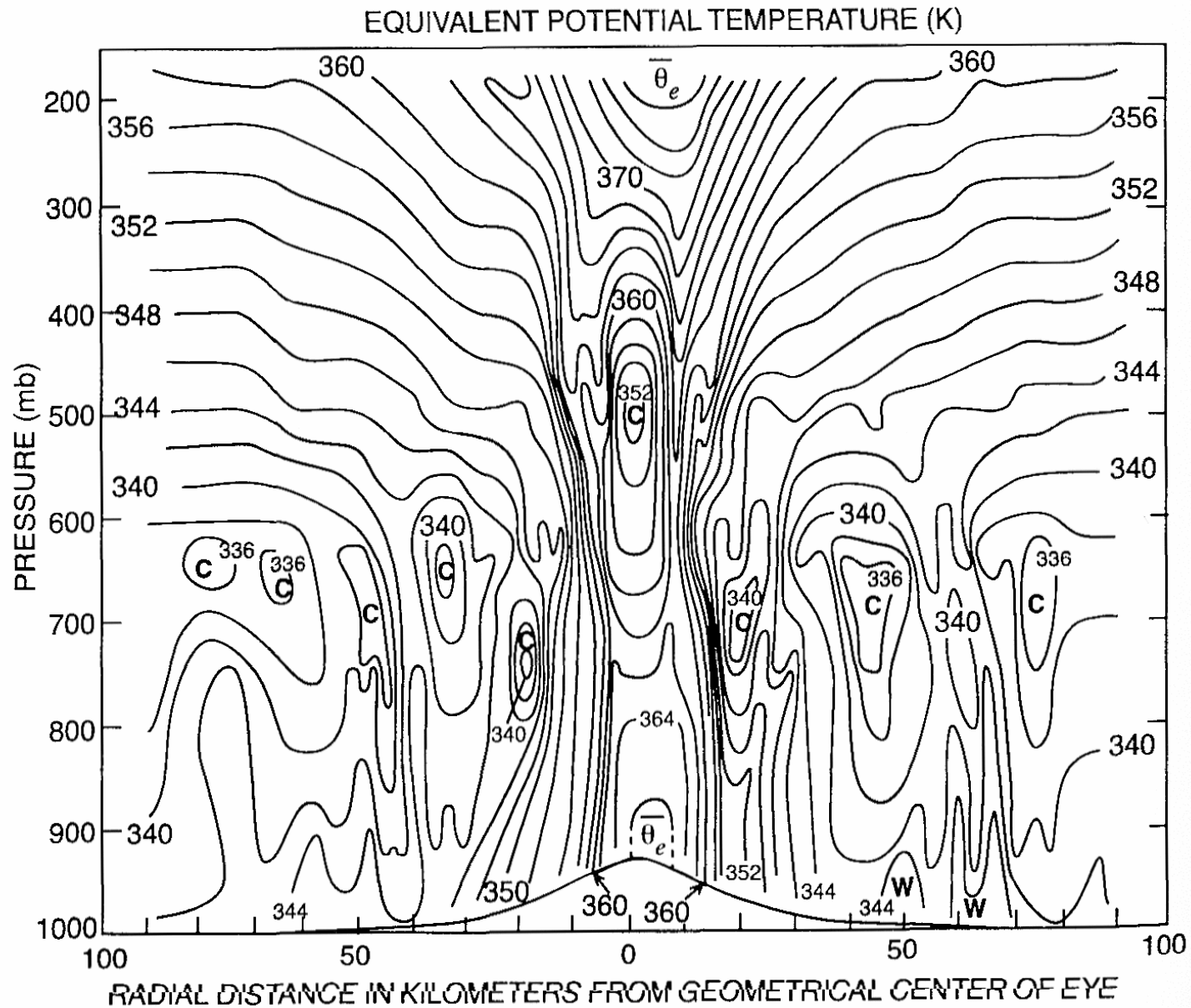


Figure 3 Cutaway view of the structure of a tropical cyclone. The top of the storm is based on a satellite photograph of the cloud structure of Hurricane Fran of 1996. The right-hand cut shows the vertical component of velocity, from a numerical simulation of a hurricane using the model of Emanuel (1995a); maximum values (yellow) are approximately 8 ms^{-1} . The left-hand cut shows the magnitude of the tangential wind component measured in Hurricane Inez of 1966 by aircraft flying at levels indicated by the black dashed lines; from Hawkins & Imbembo (1976). Maximum values are approximately 50 ms^{-1} .

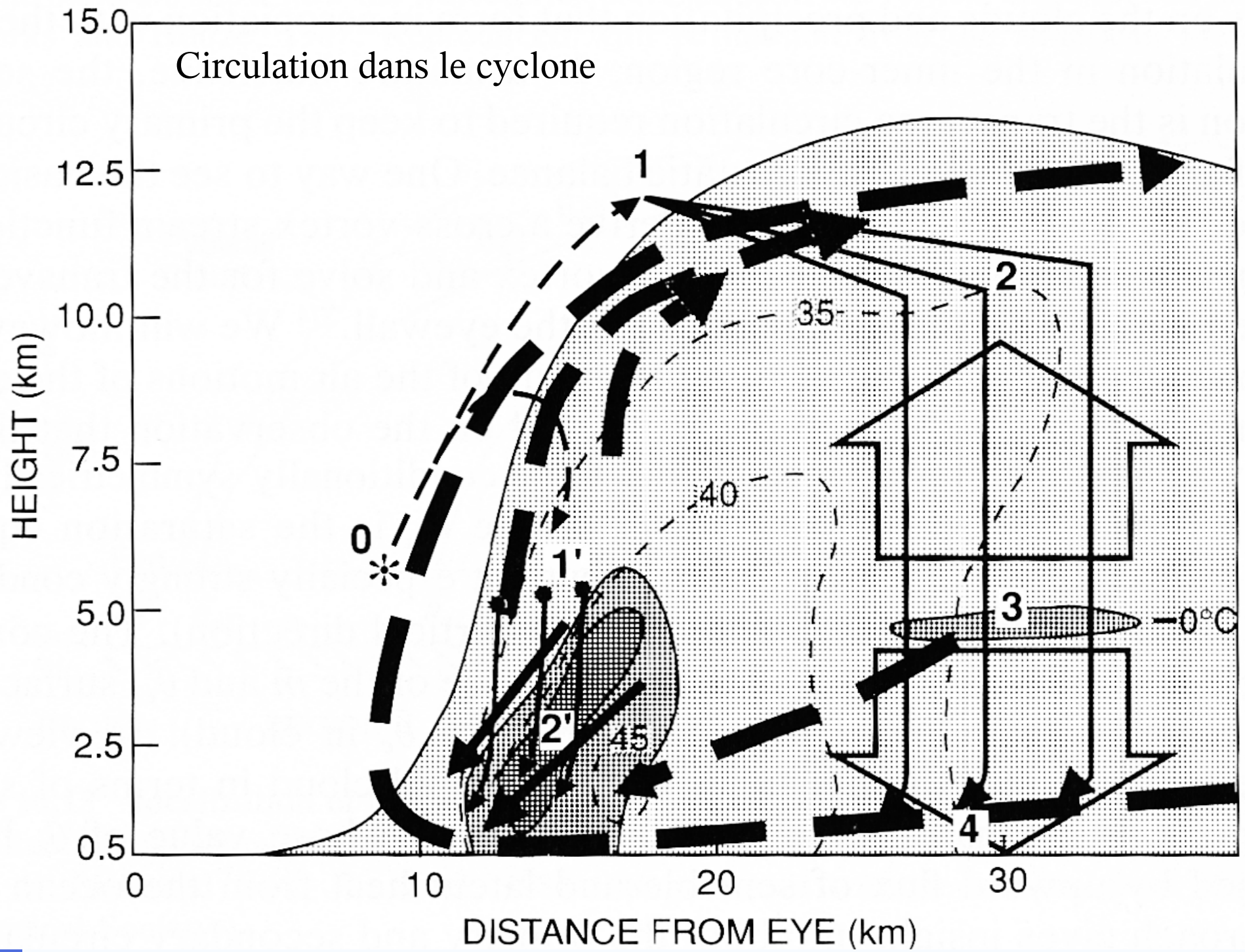
Mur de nuages à l'intérieur de l'oeil du cyclone



Structure verticale du champ de température potentielle équivalente



Circulation dans le cyclone



Le cyclone comme machine thermique

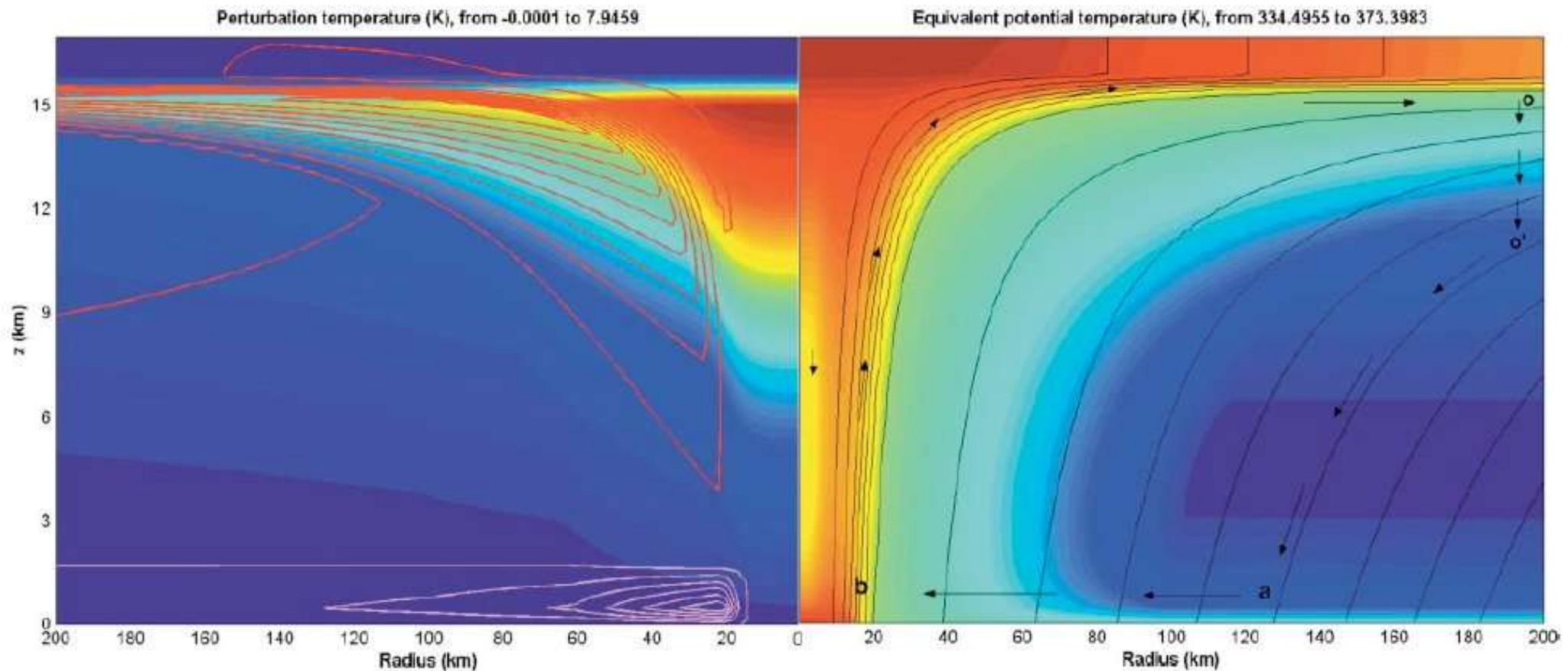


Figure 4 Cross-section of a variety of quantities from a simple numerical model of a tropical cyclone (Emanuel 1995a). The right-hand panel shows a measure of the total specific entropy content of the air (shading), with blue colors denoting relatively small values and red colors showing larger values. The black contours show surfaces of constant absolute angular momentum per unit mass, about the axis of the storm, with values increasing outward. The arrows give an indication of the air motion in this plane. In the left-hand panel, the shading shows the temperature perturbation from the distant environment at the same altitude, with blue colors showing values near zero and red showing high values. The lavender contours near the bottom show the inward radial velocity, whereas the red contours closer to the top show outward radial velocity.

UN MODELE SIMPLIFIE DE CYCLONE TROPICAL

PRELIMINAIRE DE THERMODYNAMIQUE

On définit l'entropie humide saturée \hat{S} par

$$T d\hat{S} = c_p dT + p d\alpha + L dq_{vs}$$

où $\alpha = 1/\rho$ et $q_{vs}(T, p)$ est le rapport de mélange saturé à la pression et la température ambiantes.

Si l'air est saturé, \hat{S} est son entropie.

De même, on définit une enthalpie humide saturée $\hat{h} \equiv c_p T + p\alpha + L q_{vs}$

qui est une fonction d'état telle que $d\hat{h} = T d\hat{S} + \alpha dp$,

d'où on tire une relation de Maxwell $\left(\frac{\partial \alpha}{\partial \hat{S}}\right)_p = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{\hat{S}}$

La température potentielle équivalente de saturation étant définie comme

$$\theta_{es} \equiv \theta \exp\left(\frac{L q_{vs}(T, p)}{c_p T}\right),$$

on a $c_p T d \ln \theta_{es} = c_p T d \ln \theta + L dq_{vs} - L q_{vs} T^{-1} dT$

Le dernier terme étant négligeable on a pratiquement

$$T d\hat{S} \approx c_p d \ln \theta_{es}$$

PRELIMINAIRE DE MECANIQUE DES FLUIDES TOURNANTS

En coordonnées cylindriques, les équations de la vitesse radiale u et de la vitesse tangentielle v sont

$$D_t u = -\alpha \partial_r p + f v + \frac{v^2}{r}$$

$$D_t v = -f u - \frac{u v}{r}$$

En définissant le moment absolu par $M = r v + f \frac{r^2}{2}$ la deuxième équation se ramène à $D_t M = 0$.

Approximation #1: la vitesse radiale est faible par rapport à la vitesse tangentielle,

de sorte que l'on a l'équilibre: $0 \approx -\alpha \partial_r p + f v + \frac{v^2}{r} = -\alpha \partial_r p + \frac{M^2}{r^3} - \frac{1}{4} f^2 r$.

En combinant cette relation avec l'équation hydrostatique $g \left(\frac{\partial z}{\partial p} \right)_r = -\alpha$,

on obtient $g \left(\frac{\partial z}{\partial r} \right)_p = \frac{M^2}{r^3} - \frac{1}{4} f^2 r$.

et en combinant encore une fois avec l'équation hydrostatique, on obtient la relation du vent gradient :

$$\frac{1}{r^3} \left(\frac{\partial M^2}{\partial p} \right)_r = - \left(\frac{\partial \alpha}{\partial r} \right)_p$$

LIGNES D'ÉCOULEMENT A L'INTERIEUR DU CÔNE DE NUAGES

Au dessus de la couche limite, à l'intérieur du mur de nuage, l'air est saturé (donc $\theta_{es} = \theta_e$), et le mouvement convectif moyen, essentiellement adiabatique et inviscide, conserve M et θ_{es} .

Approximation #2: Au dessus de la couche limite, \hat{S} n'est fonction que de M .

Question: Comment calculer la trajectoire moyenne suivie par les parcelles dans le cône de nuage? (On ne s'intéresse qu'au mouvement dans une section radiale du cyclone)

Les trajectoires iso- M peuvent s'obtenir en calculant
$$\left(\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \mathbf{p}}\right)_M = \frac{-(\partial M / \partial \mathbf{p})_r}{(\partial M / \partial \mathbf{r})_p}$$

Comme on connaît déjà $(\partial M / \partial \mathbf{p})_r$, il suffit de calculer $(\partial M / \partial \mathbf{r})_p$ en observant

$$\left(\frac{\partial \alpha}{\partial \mathbf{r}}\right)_p = \left(\frac{\partial M}{\partial \mathbf{r}}\right)_p \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \hat{S}}\right)_p \frac{d\hat{S}}{dM} = \left(\frac{\partial M}{\partial \mathbf{r}}\right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial \mathbf{p}}\right)_\hat{S} \frac{d\hat{S}}{dM},$$

$$\text{d'où } \left(\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \mathbf{p}}\right)_M = \left(\frac{\partial T}{\partial \mathbf{p}}\right)_M \frac{r^3}{2M} \frac{d\hat{S}}{dM}.$$

En intégrant le long d'une surface M depuis la couche limite jusqu'au sommet du cyclone :

$$\frac{1}{r^2} = \frac{1}{M} \frac{d\hat{S}}{dM} (T_0 - T_B)$$

où T_0 et T_B sont les températures au sommet et à la base du cyclone.

Approximation #3: T_B , température au dessus de la couche limite est uniforme (fondé sur les observations). On suppose que T_0 est également uniforme et spécifiée.

Il reste à trouver un moyen de déterminer $d\hat{S}/dM$.

ECHANGES A TRAVERS LA COUCHE LIMITE

La couche limite est la couche d'épaisseur h comprise entre la surface de l'océan (plus précisément, le sommet de la couche de surface) et la base des nuages.

Approximation #4: La couche limite est bien mélangée (notamment pour M et \hat{S})

Pour une quantité A bien mélangée, en régime stationnaire, l'advection radiale équilibre la divergence du flux turbulent vertical

$$u \frac{\partial A_B}{\partial r} = -\alpha \frac{\partial \tau_A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{h} [\tau_A(h) - \tau_A(0)]$$

où A_B est la valeur de A dans la couche mélangée.

Le flux au dessus de la surface peut être représenté par la formule aérodynamique 'standard'

$$\tau_A(0) = -\alpha^{-1} C_A |\mathbf{v}| (A_B - A_S)$$

où A_S est la valeur de A à la surface.

On suppose de plus que le flux au sommet de la couche limite est négligeable. Appliqué à M et à \hat{S} , ceci donne

$$hu \frac{\partial M_B}{\partial r} = -C_D |\mathbf{v}| (M_B - M_S) = -C_D |\mathbf{v}| r v,$$

$$hu \frac{\partial \hat{S}_B}{\partial r} = hu c_p \frac{\partial \ln \theta_{es}}{\partial r} = -c_p C_S |\mathbf{v}| [\ln \theta_{es}(r, h) - \ln \theta_{es}(0)],$$

d'où $\frac{\partial \hat{S}}{\partial M} = \frac{\partial \hat{S}_B}{\partial M_B} = \frac{c_p C_S}{C_D r v} \ln \frac{\theta_{es}(r, h)}{\theta_{es}(0)}$. En combinant avec $\frac{1}{r^2} = \frac{1}{M} \frac{d\hat{S}}{dM} (T_0 - T_B)$, on obtient

$$\ln \theta_{es}(r, h) = \ln \theta_{es}(0) - \frac{C_D}{c_p C_S (T_0 - T_B)} \left(v^2 + \frac{1}{2} f r v \right)$$

Prise en compte de la source de chaleur due à la friction

Si on prend en compte cette contribution, il faut ajouter un terme à l'équation de l'entropie

$$hu \frac{\partial \hat{S}_B}{\partial r} = hu c_p \frac{\partial \ln \theta_{es}}{\partial r} = -c_p C_S |v| [\ln \theta_{es}(r, h) - \ln \theta_{es}(0)] + \frac{C_D |v|^3}{T_B},$$

d'où la relation modifiée

$$\frac{C_D}{c_p C_S (T_B - T_0)} (v^2 + \frac{1}{2} f r v) = \ln \left(\frac{\theta_{es}(0)}{\theta_{es}(r, h)} \right) + \frac{C_D v^2}{c_p C_S T_B}$$

Vitesse maximale du vent

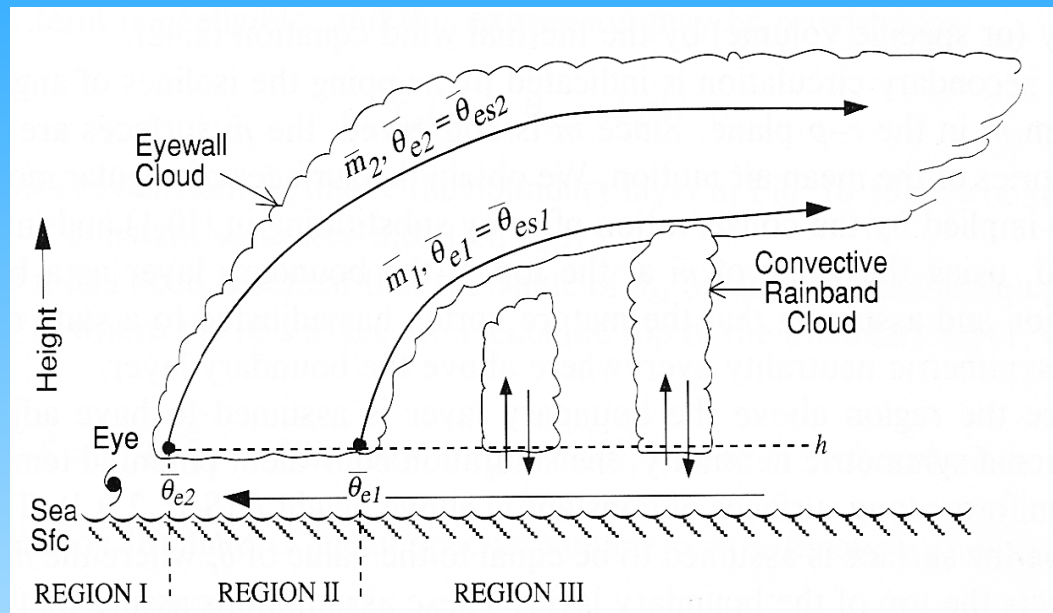
Ceci permet une estimation de la vitesse maximale dans le cyclone près de l'oeil.

Dans ce cas $|v| \gg f r$ et on se ramène à

$$v_{max}^2 = \frac{T_B (T_B - T_0) c_p C_S}{T_0 C_D} \ln \left(\frac{\theta_{es}(0)}{\theta_{oc}(r_0, h)} \right)$$

Le transfert à travers la couche limite exerce un frottement sur le cyclone mais surtout injecte de l'énergie potentielle sous forme de chaleur latente par l'évaporation d'autant plus forte que le vent de surface est fort.

Dans ces conditions, S augmente et M diminue.



$$\frac{C_D}{c_p C_S (T_B - T_0)} (v^2 + \frac{1}{2} f r v) - \frac{C_D v^2}{c_p C_S T_B} = \ln \left(\frac{\theta_{es}(0)}{\theta_{es}(r, h)} \right)$$

La relation prédit une humidité minimale là où le vent est le plus fort, c'est à dire à la périphérie de la zone II.

Ce n'est pas réaliste de la voir augmenter dans la zone III. On y fixe donc empiriquement la valeur de q à 80% de la valeur saturante.

En fait c'est l'hypothèse de flux nul qui n'est plus valable.

Les courants descendants et les précipitations contribuent aux flux.

PRESSION DANS L'OEIL DU CYCLONE

L'équation $\frac{1}{r^2} = \frac{1}{M} \frac{d\hat{S}}{dM} (T_0 - T_B)$ peut aussi s'écrire, en $z = h$

$$(T_0 - T_B) r^2 \left(\frac{\partial \hat{S}}{\partial r} \right)_z = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial M^2}{\partial r} \right)_z$$

En combinant avec l'équation d'état et la relation du vent gradient, on obtient

$$\frac{T_0 - T_B}{T_B} \frac{\partial \ln \theta_e}{\partial r} = \kappa \frac{\partial}{\partial r} \left(\ln p + \frac{r}{2} \frac{\partial \ln p}{\partial r} \right) + \frac{f^2 r}{2 c_p T_B}.$$

Ceci peut s'intégrer depuis un rayon r_a extérieur pour obtenir p à l'intérieur du cyclone:

$$\kappa \ln \frac{p(r)}{p_a} + \kappa \frac{r}{2} \frac{\partial \ln p(r)}{\partial r} + \frac{f^2}{4 c_p T_B} (r^2 - r_a^2) = \frac{T_0 - T_B}{T_B} \ln \frac{\theta_e}{\theta_{ea}} \text{ pour } z = h.$$

Dans l'oeil du cyclone, la pression est donnée par

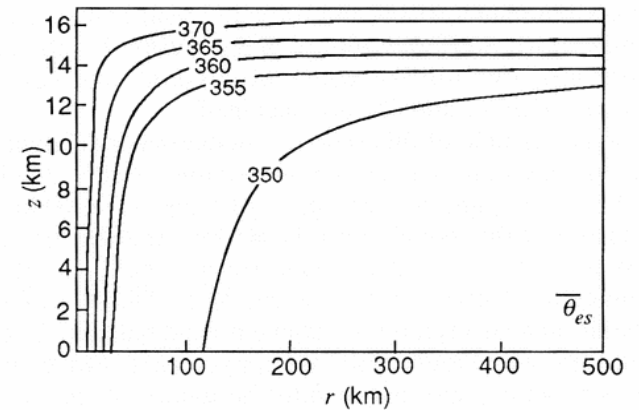
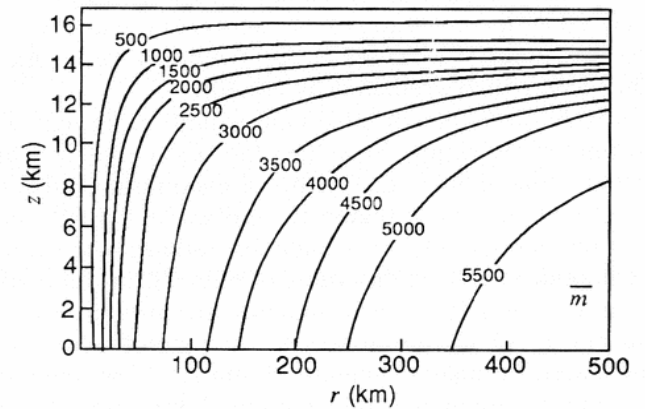
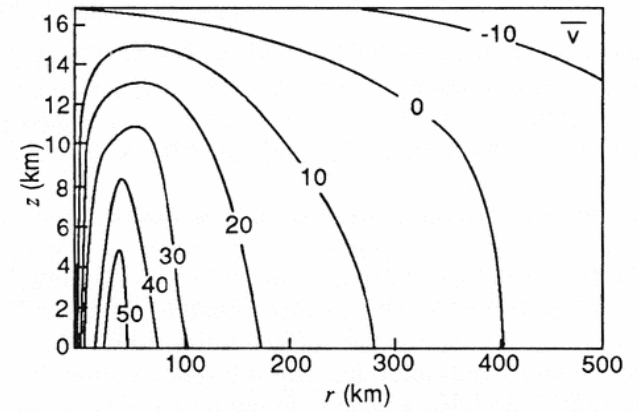
$$\ln \frac{p_c}{p_a} = \kappa \frac{(T_0 - T_B)}{t_B} \ln \frac{\theta_{ec}}{\theta_{ea}} + \frac{f^2 r_a^2}{4 c_p T_B}$$

APPLICATION

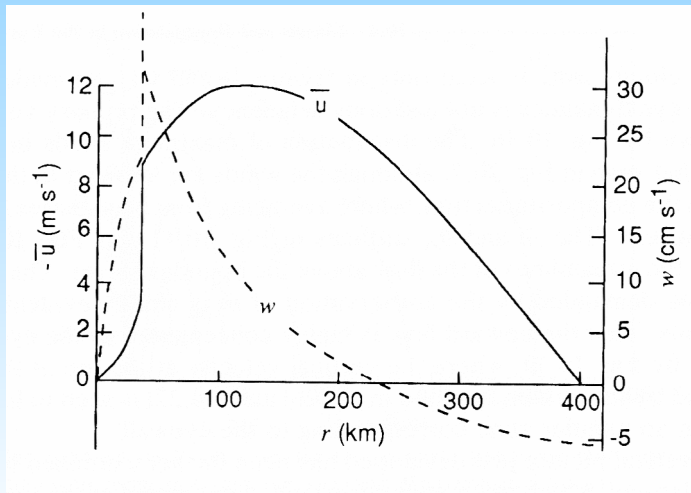
$$\begin{aligned}
 T_S &= 300 \text{ K} \\
 T_B &= 295 \text{ K} \\
 T_0 &= 206 \text{ K} \\
 RH_a &= 0,8 \\
 f &= f(28^\circ) \\
 p_a &= 10015 \text{ hPa} \\
 r_a &= 400 \text{ km} \\
 C_S &= C_D
 \end{aligned}$$

d'où

$$\begin{aligned}
 p_c &= 941 \text{ hPa} \\
 v_{max} &= 58 \text{ m s}^{-1}
 \end{aligned}$$



U et W



Résultat d'une simulation
numérique détaillée avec
un modèle non-hydrostatique
axisymétrique

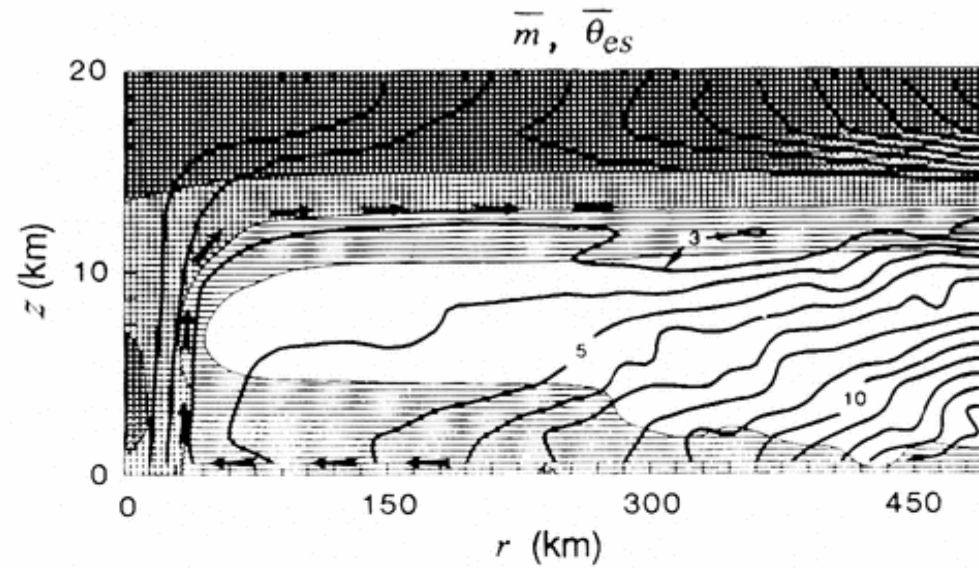
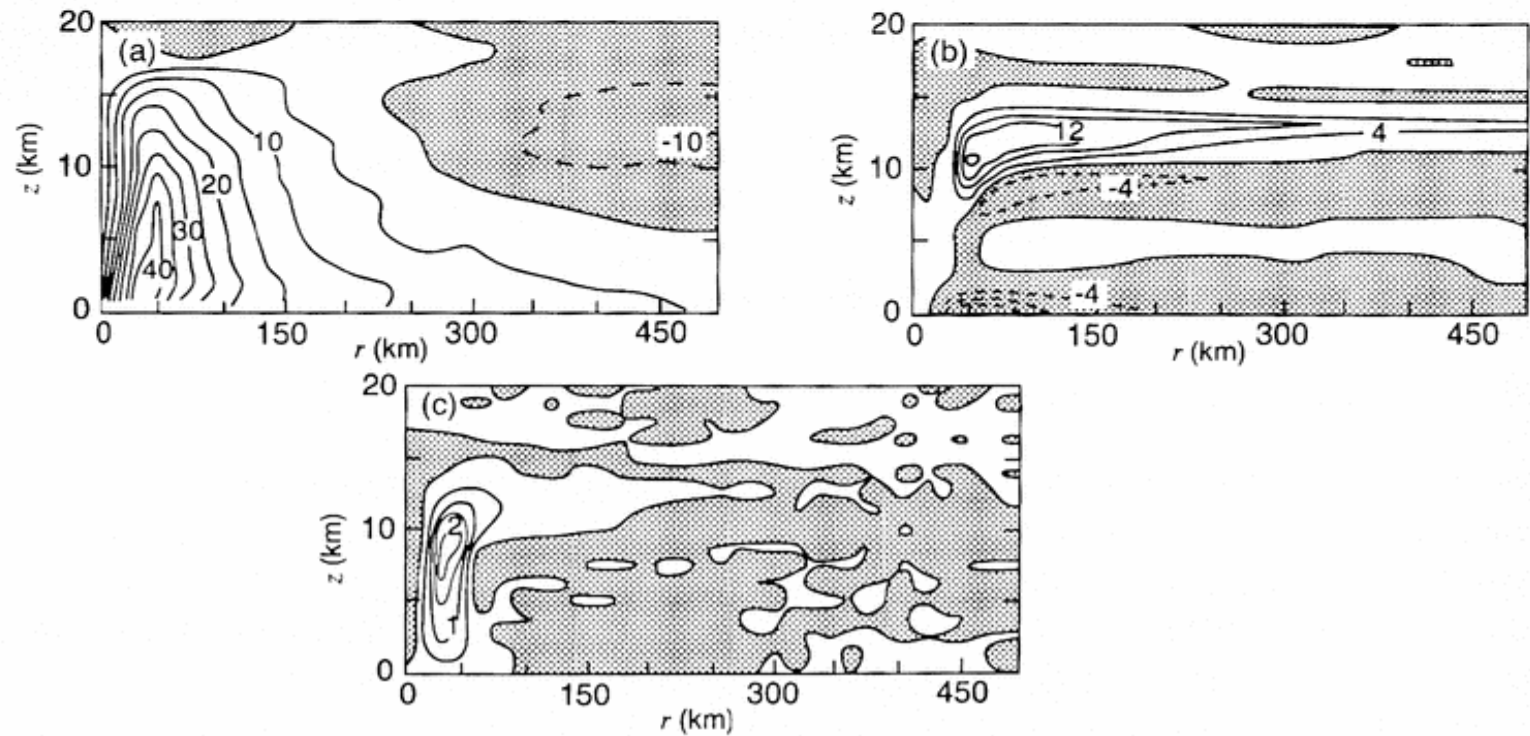


Figure 10.20



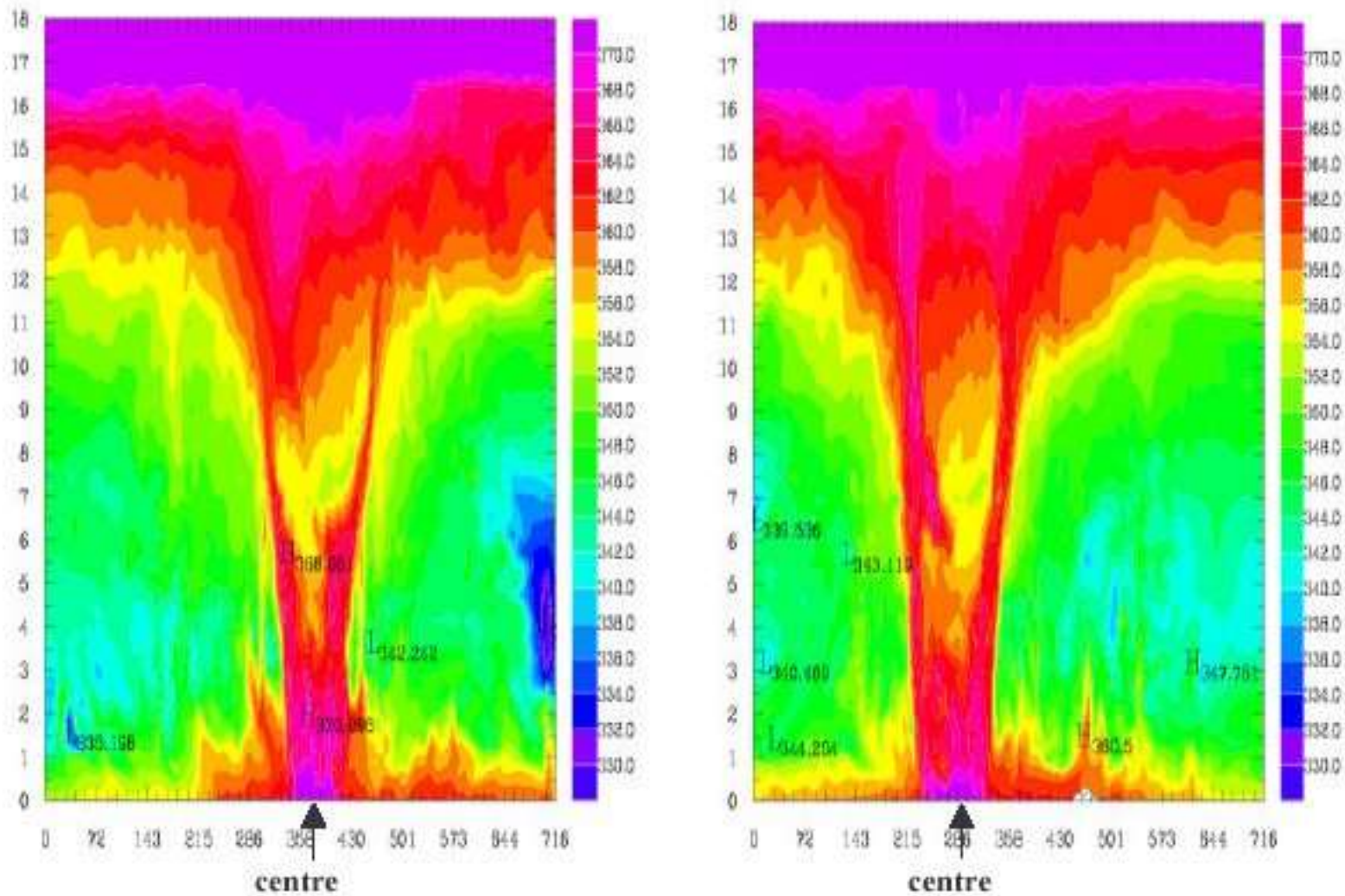


Fig. 2. Coupes verticales S-N, W-E (échelles en km) dans le centre du cyclone le 22 janvier 1500 UTC, modèle C : θ_E (K).

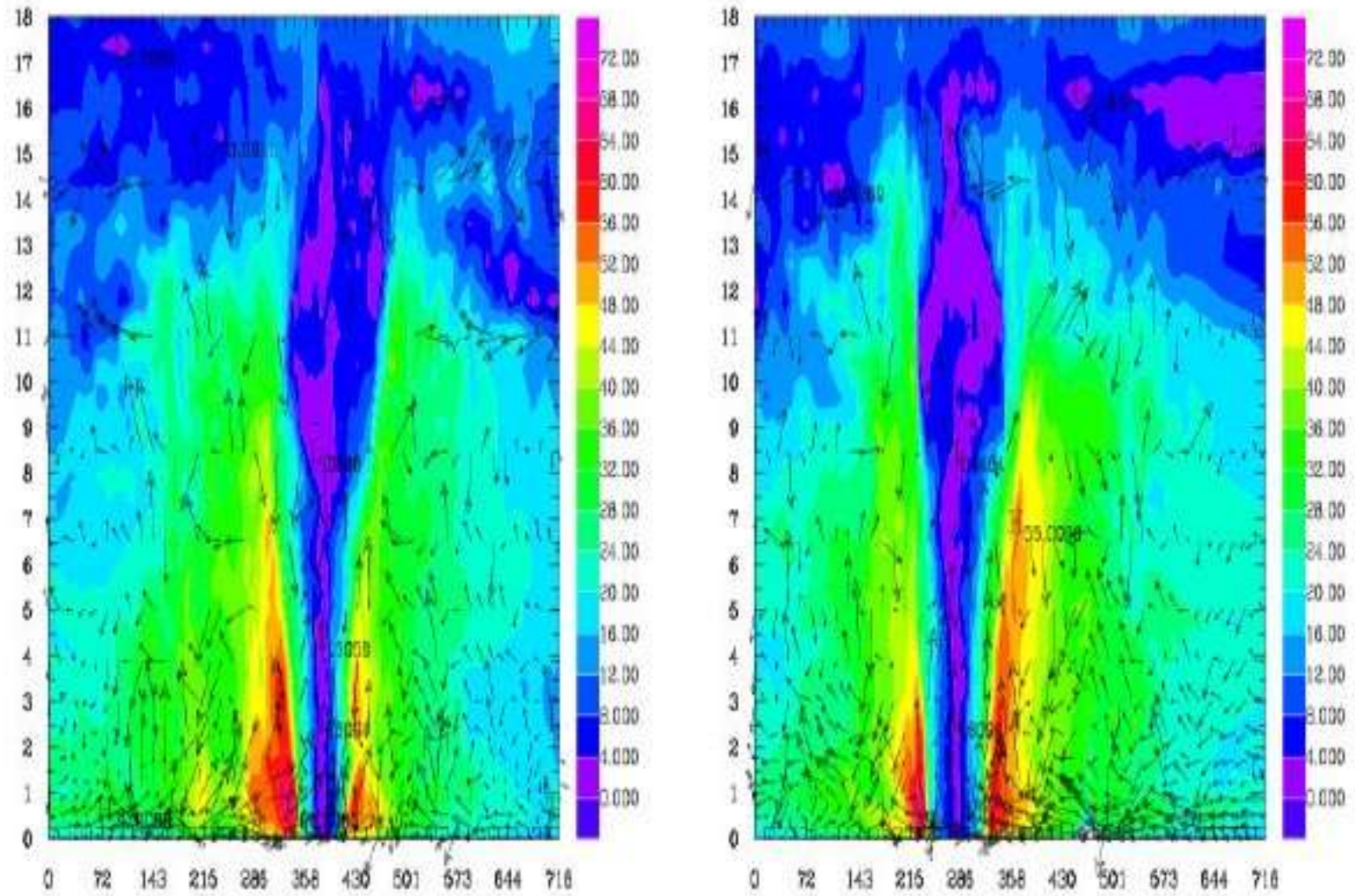


Fig. 3. Module du vent horizontal (m/s) et vent tangentiel à la coupe (flèches).