

Tesis de Posgrado

Difusión de contaminantes en una capa límite atmosférica estratificada convectivamente

Venegas, Laura Esperanza

1986

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias
de la Atmósfera de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Venegas, Laura Esperanza. (1986). Difusión de contaminantes en una capa límite atmosférica estratificada convectivamente. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2025_Venegas.pdf

Cita tipo Chicago:

Venegas, Laura Esperanza. "Difusión de contaminantes en una capa límite atmosférica estratificada convectivamente". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1986.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2025_Venegas.pdf

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES
DEPARTAMENTO DE METEOROLOGIA

DIFUSION DE CONTAMINANTES EN UNA
CAPA LIMITE ATMOSFERICA ESTRATIFICADA CONVECTIVAMENTE

Trabajo de Tesis elaborado por la Licenciada Laura Esperanza Venegas para acceder al título de Doctor en Ciencias Meteorológicas

Director de Tesis: Dr. Nicolás A. Mazzeo

- 2025 -

y.2

1986

2025

INDICE GENERAL

LISTA DE SIMBOLOS	xii
RESUMEN	xx
1. INTRODUCCION	1
2. CONTAMINACION DEL AIRE	7
2.1 Etapas de la contaminación del aire	7
2.2 Modelos de calidad del aire	10
3. LA CAPA LIMITE PLANETARIA	14
3.1 Consideraciones generales	14
3.2 Estructura de la capa límite planetaria	16
3.2.1 La capa límite de superficie	16
3.2.2 La capa límite externa	23
4. TEORIAS DE DIFUSION ATMOSFERICA	29
4.1 Introducción	29
4.2 Teoría del transporte-gradiente (teoría "K").....	30
4.3 Teoría estadística de la turbulencia	36
4.4 Teoría de la semejanza lagrangeana	41
5. CAPA LIMITE CONVECTIVA	46
5.1 Características generales	46
5.2 Estructura de la capa límite convectiva	49
5.3 Estudios teóricos de la capa límite con- vectiva	56
6. MODELOS DE DIFUSION ATMOSFERICA EN LA CAPA LI- MITE CONVECTIVA	58
6.1 Modelos experimentales	58
6.2 Modelos teóricos	62
7. COEFICIENTES DE DIFUSION ATMOSFERICA EN LA CAPA LIMITE CONVECTIVA	70
7.1 Difusión atmosférica vertical	70

7.2 Difusión atmosférica lateral	76
8. MODELOS DE DIFUSION ATMOSFERICA APLICADOS EN CONDICIONES DE CONVECCION LIBRE	81
8.1 Aspectos teóricos	81
8.2 Estimación de la concentración lateral in- tegrada en superficie	86
8.2.1 Modelo gaussiano	86
8.2.2 Modelo exponencial general	88
9. MODELO DE DIFUSION ATMOSFERICA EN CONDICIONES CONVECTIVAS	90
9.1 Hipótesis y desarrollo del modelo	90
9.2 Parámetros utilizados en el modelo	97
9.2.1 Coeficiente de dispersión lateral	97
9.2.2 Coeficiente de dispersión vertical	97
9.2.3 Variación de la altura de la concentra- ción máxima de los contaminantes con la dis- tancia	98
9.2.4 Desviación estandar de la velocidad vertical del aire	101
9.2.5 Campo de la velocidad vertical de la atmósfera	101
9.2.5.1 Aproximaciones y suposiciones	101
9.2.5.2 Velocidad vertical media de las tér- micas	102
9.2.5.3 Velocidad vertical media en el en- torno	104
9.2.5.4 Campos de la velocidad vertical den- tro de las térmicas y en el entorno en la capa límite convectiva	106
9.2.6 Velocidad vertical media temporal del aire	111
9.3 Resumen del modelo propuesto y sus compo- nentes	112

10. RESULTADOS CUANTITATIVOS Y COMPARACION CON VALORES EXPERIMENTALES	117
10.1 Concentración lateral integrada (\tilde{C}_y) en superficie	117
10.2 Concentración adimensional (\tilde{C}) en superficie	120
10.3 Concentración \tilde{C}_y en el plano ($t_* - \tilde{z}$)	121
10.4 Análisis de errores	123
11. CONCLUSIONES	125
TABLAS	128
FIGURAS	131
ANEXOS	193
REFERENCIAS	224

INDICE DE TABLAS

Tabla 7.I	Valores de $(-Z_i/L)$ para diferentes valores de w_*/\bar{u} y Z_i/Z_0	128
Tabla 7.II	Valores de (Z_i/Z_0) para diferentes valores de w_*/\bar{u} y Z_i/L	128
Tabla 10.I	Errores relativos de los diferentes modelos de difusión, en condiciones convectivas. Altura de emisión= $0.24Z_i$		129
Tabla 10.II	Errores relativos de los diferentes modelos de difusión, en condiciones convectivas. Altura de emisión= $0.067 Z_i$	130

INDICE DE FIGURAS

Figura 2.1	Representación esquemática del movimiento de los contaminantes del aire desde las emisiones a los receptores. Etapas de la contaminación del aire 131
Figura 5.1	Perfiles verticales medios de la temperatura potencial, la velocidad del viento y la humedad relativa en la capa límite convectiva 132
Figura 5.2	Variación de la longitud de onda adimensional (λ_m/z_i) correspondiente al máximo espectral de las componentes de la velocidad (u,v,w) y la temperatura potencial (θ) con Z/Z_i 133
Figura 5.3	Distribución de probabilidad acumulada de la velocidad vertical normalizada 134
Figura 5.4	Distribución de probabilidad acumulada de la temperatura del aire normalizada 134
Figura 6.1	Variación de σ_z/z_i con t_* , para diferentes alturas de emisión (Z_g) 135
Figura 6.2	Variación de σ_y/z_i con t_* , para diferentes alturas de emisión (Z_g) 136
Figura 6.3	Valores suavizados de la concentración adimensional integrada con la altura, en función de la distancia lateral (\tilde{y}) y de t_* . Altura de emisión= $0.067 Z_i$ 137
Figura 6.4	Valores suavizados de la concentración adimensional en superficie, en función de la distancia lateral (\tilde{y}) y de t_* . Altura de emisión= $0.24Z_i$ 137

Figura 6.5	Valores suavizados de la concentración adimensional en superficie en función de la distancia lateral (\tilde{y}) y de t_* . Altura de emisión= $0.49Z_i$	138
Figura 6.6	Valores suavizados de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\tilde{z}) y la distancia t_* . Altura de emisión= $0.067 Z_i$	139
Figura 6.7	Valores suavizados de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\tilde{z}) y la distancia t_* . Altura de emisión = $0.24 Z_i$	139
Figura 6.8	Valores suavizados de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\tilde{z}) y la distancia t_* . Altura de emisión= $0.49 Z_i$	140
Figura 6.9	Variación de \tilde{C}_y con t_* , para diferentes alturas de emisión (Z_s).	141
Figura 6.10	Valores de la concentración adimensional de una pluma de contaminantes emitida desde una fuente puntual continua en una capa límite convectiva	142
Figura 6.11	Valores de la concentración lateral integrada adimensional (\tilde{C}_y) en función de la altura (\tilde{z}) y de la distancia t_* . Altura de emisión= $0.26 Z_i$	143
Figura 6.12	Valores de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\tilde{z}) y de la distancia t_* . Altura de emisión= $0.025 Z_i$	144

Figura 7.1	Variación de σ_z/z_i con t_* ($Z_s = 0$)	145
Figura 7.2	Distancia adimensional (\bar{X}/Z_i) en la cual los contaminantes pasan de la capa de convección libre a la capa mezclada, en función de la altura de emisión (Z_s) y de la estabilidad atmosférica ($ Z_i/L $)	146
Figura 7.3	Variación de (σ_z/z_i) máximo con la altura de emisión	147
Figura 7.4	Variación de $(t_*)_{\max}$ correspondiente al máximo de σ_z/z_i , con la altura de emisión	147
Figura 7.5	Variación de σ_z/z_i de equilibrio con la altura de emisión	148
Figura 7.8	Variación de t_* de equilibrio con la altura de emisión	148
Figura 7.7	Variación de σ_z/z_i con \bar{X}/Z_i para diferentes condiciones de estabilidad ($-Z_i/L$)	149
Figura 7.8	Variación de σ_z/z_i con la distancia \bar{X}/Z_i para diferentes condiciones de w_*/\bar{u} . Altura de emisión = $0.067 Z_i$	150
Figura 7.9	Variación de σ_z/z_i con la distancia \bar{X}/Z_i para diferentes condiciones de w_*/\bar{u} . Altura de emisión = $0.24 Z_i$	151
Figura 7.10	Variación de σ_z/z_i con la distancia \bar{X}/Z_i para diferentes condiciones de w_*/\bar{u} . Altura de emisión = $0.49 Z_i$	152
Figura 7.11	Distancia a la cual σ_z/z_i alcanza su valor de equilibrio en función de la altura de emisión (Z_s/Z_i) y de w_*/\bar{u}	153
Figura 7.12	Variación de σ_z/z_i con t_*	154
Figura 7.13	Variación de σ_y/z_i con t_*	155

Figura 7.14	Variación de σ_y/z_i con \bar{X}/Z_i para diferentes condiciones de estabilidad ($-Z_i/L$)	156
Figura 7.15	Efecto de la cortante de la dirección del viento ($\Delta \hat{\theta}$) sobre la dispersión lateral	157
Figura 7.16	Variación de σ_y/z_i con la distancia \bar{X}/Z_i para diferentes condiciones de w_*/\bar{u} . Altura de emisión= $0.067 Z_i$	158
Figura 7.17	Variación de σ_y/z_i con la distancia \bar{X}/Z_i para diferentes condiciones de w_*/\bar{u} . Altura de emisión= $0.24 Z_i$	159
Figura 7.18	Variación de σ_y/z_i con la distancia \bar{X}/Z_i para diferentes condiciones de w_*/\bar{u} . Altura de emisión= $0.49 Z_i$	160
Figura 8.1	Valores de \tilde{C}_y observados y calculados por el modelo de la pluma gaussiana, en condiciones convectivas, para una emisión desde superficie	161
Figura 8.2	Valores de \tilde{C}_y en superficie observados en condiciones convectivas y calculados por el modelo de la pluma gaussiana, para diferentes alturas de emisión	162
Figura 8.3	Valores de \tilde{C}_y observados y calculados por el modelo exponencial general, en condiciones convectivas, para una emisión desde superficie	163
Figura 8.4	Valores de \tilde{C}_y en superficie observados en condiciones convectivas y estimados por el modelo exponencial general, para diferentes alturas de emisión	164

Figura 9.1	Variación de la altura adimensional de la concentración máxima de la pluma de contaminantes en función de la altura de emisión adimensional	165
Figura 9.2	Variación de la amplitud (α_0) con la altura de emisión (\tilde{z}_s)	165
Figura 9.3	Variación de la altura de la concentración máxima de la pluma de contaminantes en función de t_* , $Z_s = 0.067 Z_i$	166
Figura 9.4	Variación de la altura de la concentración máxima de la pluma de contaminantes en función de t_* , $Z_s = 0.24 Z_i$	167
Figura 9.5	Variación de (σ_r^2) con la altura (\tilde{z}) para diferentes condiciones de estabilidad $ Z_i/L $	168
Figura 9.6	Valores de la velocidad vertical adimensional (\tilde{w}) en el plano ($t_* - \tilde{x}$) generados a partir de la expresión (9.31), para una altura de emisión $Z_s = 0.067 Z_i$	169
Figura 9.7	Valores de la velocidad vertical adimensional (\tilde{w}) en el plano ($t_* - \tilde{x}$) generados a partir de la expresión (9.31) para una altura de emisión $Z_s = 0.24 Z_i$	170
Figura 10.1	Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_* ($Z_s = 0$)	171
Figura 10.2	Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_* ($Z_s = 0.067 Z_i$)	172
Figura 10.3	Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_* ($Z_s = 0.24 Z_i$)	173
Figura 10.4	Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_* ($Z_s = 0.10 Z_i$)	174

Figura 10.5	Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_* . ($Z_s = 0.15 Z_i$)	175
Figura 10.6	Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_* . ($Z_s = 0.20 Z_i$)	176
Figura 10.7	Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_* . ($Z_s = 0.30 Z_i$)	177
Figura 10.8	Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_* . ($Z_s = 0.40 Z_i$)	178
Figura 10.9	Valores de la concentración adimensional en superficie, en función de la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_* . ($Z_s = 0.067 Z_i$)	179
Figura 10.10	Valores de la concentración adimensional en el plano ($t_* - \tilde{z}$) de una pluma de contaminantes emitida desde $Z_s = 0.067 Z_i$ en condiciones convectivas	180
Figura 10.11	Valores de la concentración adimensional en superficie, en función de la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_* . ($Z_s = 0.24 Z_i$)	181
Figura 10.12	Valores de la concentración adimensional en superficie, en función de la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_* . ($Z_s = 0$)	182
Figura 10.13	Valores de la concentración adimensional en superficie, en función de la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_* . ($Z_s = 0.10 Z_i$)	183
Figura 10.14	Valores de la concentración adimensional en superficie, en función de la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_* . ($Z_s = 0.15 Z_i$)	184
Figura 10.15	Valores de la concentración adimensional en superficie, en función de		

	la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_x . ($Z_s = 0.20 Z_i$)	185
Figura 10.16	Valores de la concentración adimensional en superficie, en función de la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_x . ($Z_s = 0.30 Z_i$)	186
Figura 10.17	Valores de la concentración adimensional en superficie, en función de la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_x . ($Z_s = 0.40 Z_i$)	187
Figura 10.18	Valores "suavizados" de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\tilde{Z}) y de t_x , estimados por el modelo propuesto. ($Z_s = 0.067 Z_i$)	188
Figura 10.19	Valores "suavizados" de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\tilde{Z}) y de t_x , observados en el laboratorio. ($Z_s = 0.067 Z_i$)	189
Figura 10.20	Valores "suavizados" de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\tilde{Z}) y de t_x , estimados por el modelo propuesto. ($Z_s = 0.24 Z_i$)	190
Figura 10.21	Valores "suavizados" de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\tilde{Z}) y de t_x , observados en el laboratorio. ($Z_s = 0.24 Z_i$)	191
Figura 10.22	Valores "suavizados" de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\tilde{Z}) y de t_x , obtenidos por Lamb (1978). ($Z_s = 0.26 Z_i$)....		192

LISTA DE SIMBOLOS

$q(z)$	área horizontal del sistema térmica o entorno
a^*	coeficiente que depende de la clase de estabilidad, definido en la expresión (III.4)
\bar{a}_i	área horizontal promedio del sistema i (térmica $i=\tau$, o entorno $i=e$)
a'_i, b'_i y c'_i, d'_i	límites de los segmentos aleatorios del entorno y de las térmicas respectivamente ($i=1, 2, 3, \dots$)
a_1	constante incluida en la variación de la velocidad vertical con la altura (expresión (5.6))
a_2	valor del coeficiente de dispersión vertical en el equilibrio, depende de la altura de emisión (expresión (7.10))
a_3	constante del perfil adimensional de temperatura en la capa de convección libre (expresión (II.4))
A	función de tipo sinusoidal introducida en el perfil medio de la velocidad vertical adimensional para generar el campo de velocidad vertical "sin promediar" (expresión (9.31))
A_j	coeficiente del perfil vertical de \tilde{w} calculado por la expresión (9.33) para cada t_x
A_0	constante universal (= 1.83) (expresión (3.31))
b	constante numérica en la relación (4.26)
b^*	constante (=0.55) (expresión (III.4))
b_1	coeficiente incluido en la distribución lateral de los contaminantes y depende de las dimensiones de la pluma
b_3	constante del perfil adimensional de la velocidad del viento en la capa de convección libre (expresión (II.5))
B_0	constante universal (= 3.67) (expresión (3.32))
B_1	factor incluido en la expresión (8.14) y que depende de la forma de la pluma de contaminantes
c	factor introducido en la expresión (4.29) para corregir los efectos de la variación vertical de la velocidad del viento

C_p	calor específico a presión constante
C	concentración instantánea de los contaminantes en el aire
C_e	distribución de la concentración de contaminantes en una pluma descendente (expresión (6.15))
C_r	distribución de la concentración de contaminantes en una pluma ascendentes (expresión (6.16))
\bar{C}_y	concentración lateral integrada media de los contaminantes en aire
C_1	constante introducida en el perfil vertical del coeficiente adimensional de difusividad turbulenta en la capa mezclada
d_r	diámetro horizontal de las térmicas (expresión (9.18))
\bar{d}_r	diámetro horizontal medio de las térmicas
d_i	coeficiente incluido en la distribución vertical de la concentración, depende de las dimensiones de la pluma de contaminantes
\bar{d}_i	diámetro horizontal medio adimensional (\bar{d}_i/z_i) de las térmicas ($i=\tau$) y del entorno ($i=e$).
f	parámetro de Coriolis ($= 2 \Omega \sin \varphi$)
f_i	función de la altura introducida en la expresión de la velocidad vertical (expresión (6.11))
$F(\frac{\bar{z}}{L})$	función adimensional de la estabilidad atmosférica utilizada en la hipótesis de la semejanza lagrangeana (expresión (4.27))
$F^*(\frac{z}{z_i})$	función universal del perfil vertical del coeficiente de difusividad turbulenta en condiciones convectivas (expresión (II.3))
$F_A(t_w)$	factor de proporcionalidad en la expresión (9.2) que depende de t_w (expresión (9.8))
F_ℓ	flujo vertical de masa por unidad de masa ($= \bar{w} \cdot \text{área}$)
\bar{F}_{ℓ_i}	flujo vertical medio de masa por unidad de masa en las térmicas ($i=\tau$) y el entorno ($i=e$)
F_{L_v}	espectro lagrangeano normalizado de potencia de la componente lateral de la velocidad

F_1	fracción de tiempo en la cual la chimenea se encuentra afectada por una corriente de descenso (expresión (6.15))
g	aceleración de la gravedad
G	intensidad de la velocidad del viento geostrófico
h	altura de la capa límite planetaria neutral
HR	humedad relativa
H_0	flujo de calor en superficie
$I(z)$	función que introduce la variación de la velocidad del flujo con la altura, en el perfil logarítmico (expresión (I.7))
I_i	desviación a partir del intervalo i (expresión (I.20))
k	constante de von Kármán ($= 0.35$)
k'	número de orden del sistema formado por un descenso+ ascenso ($=1, 2, 3, \dots$)
k^*	coeficiente de difusividad turbulenta adimensional en condiciones de convección libre
k_H	coeficiente de difusividad turbulenta para el calor
k_{ij}	tensor difusividad turbulenta de los contaminantes
k_m	coeficiente de difusividad turbulenta para la cantidad de movimiento
k_1	valor del coeficiente de difusividad turbulenta a la altura de referencia Z_1
ℓ	escala de longitud de los torbellinos que contienen energía
L	longitud de Monin-Obukhov (expresión (3.5))
m	exponente del perfil potencial del viento
n	exponente del perfil potencial para la difusividad turbulenta
n_1	frecuencia
N	cantidad de valores discretos de t_* considerados en la dirección del viento
p	presión media de la atmósfera
p_1	factor incluido en la distribución vertical de los contaminantes (expresión (8.8))

P	función densidad de probabilidad
q	humedad específica de la atmósfera
\bar{q}	humedad específica media de la atmósfera
q_*	humedad específica característica ($= -w^T q' / k u_{*o}$)
Q	intensidad de emisión de la fuente
Q^*	intensidad de emisión por unidad de longitud
r	factor de forma de la distribución lateral de la concentración de contaminantes
r_0	coeficiente de correlación
r	vector posición de la partícula
r_n	vector posición de la enésima partícula (expresión (6.7))
r_{n_0}	vector posición de la partícula n al tiempo $t = 0$
r_s	vector posición de la fuente de emisión
R_f	expresión del número de Richardson en forma de flujo (expresión (3.6))
R_i	número de Richardson (expresión (3.2))
R_{LV}	función de autocorrelación lagrangeana (expresión (4.9))
s	factor de "forma" de la distribución vertical de los contaminantes
t	escala temporal
t_w	tiempo adimensional de traslación de las partículas en la dirección del viento ($= x/u \cdot w_w/z_i$)
t_{w_c}	tiempo adimensional en el que los contaminantes pasan desde la capa de convección libre a la capa mezclada
$t_{w_{Lk}}, t_{w_{Mk}}$	límites superior e inferior del segmento horizontal ocupado por la térmica de orden k , respectivamente
t_{w_0}	distancia adimensional horizontal medida desde el límite inferior del segmento horizontal ocupado por la térmica ($t_{w_0} = t_w - t_{w_M}$)
T	temperatura del aire
T_f	escala de temperatura en la capa de convección libre (expresión (5.2))

T_m	temperatura media de una capa de la atmósfera
T_*	temperatura característica de la capa de superficie (expresión (3.4))
u, v, w	componentes de la velocidad instantánea del fluido en las direcciones x, y, z , respectivamente
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	componentes de la velocidad media del flujo medio en las direcciones x, y, z , respectivamente
u', v', w'	componentes de la velocidad turbulenta del flujo en las direcciones x, y, z , respectivamente
u_f	escala de velocidad en la capa de convección libre (expresión (5.1))
u_g, v_g	componentes de la velocidad del viento geostrófico en las direcciones x, y , respectivamente
u_τ	velocidad de transporte de los contaminantes
u_{*0}	escala de la velocidad en la capa de superficie, o velocidad de fricción (expresión (3.3))
$\overline{u'C'}$	flujo turbulento medio de contaminantes en la dirección x
$\overline{u'w'}$	flujo turbulento vertical medio de la cantidad específica de movimiento
$\overline{v'C'}$	flujo turbulento medio de contaminantes en la dirección y
$\nabla(r, t)$	vector velocidad de la partícula en el punto (r, t)
∇'_n	velocidad aleatoria de subescala
\tilde{w}_i	velocidad vertical adimensional del sistema i (w_i/w_*) ($i = \tau$, térmicas, $i = e$, entorno)
$\tilde{\bar{w}}_i$	promedio temporal de la velocidad vertical adimensional del aire en cada sistema ($i = \tau$, térmica; $i = e$, entorno)
\bar{w}_0	velocidad vertical media observada en la atmósfera
$\tilde{\bar{w}}_0$	velocidad vertical media adimensional observada en la atmósfera
$\overline{w'C'}$	flujo turbulento vertical medio de contaminantes
$\overline{w'q'}$	flujo turbulento vertical medio de la humedad específica

$\overline{w'T'}$	flujo turbulento vertical medio de la temperatura
$\overline{w'\theta'}$	flujo turbulento vertical medio de la temperatura potencial
x	eje de coordenadas ubicado en la dirección del viento medio
\bar{x}	coordenada horizontal media de la pluma de contaminantes en la dirección de x
\tilde{x}	distancia horizontal adimensional en la dirección del viento ($= t_* = x/u \cdot w_*/z_i$)
x_m	distancia horizontal máxima de validez del modelo de difusión propuesto
y	eje horizontal y perpendicular a X
\tilde{y}, \tilde{z}	coordenadas adimensionales en las direcciones y y z respectivamente ($\tilde{y} = y/z_i$, $\tilde{z} = z/z_i$)
Y	distancia recorrida por las partículas en el tiempo t_*
z	eje vertical
\bar{z}	altura media de la pluma de contaminantes (expresión (4.25))
z_i	altura del tope de la capa límite convectiva
$z_{i(HR)}$	altura de la capa límite convectiva estimada a partir de la variación vertical de la humedad relativa
$z_{i(\theta)}$	altura de la capa límite convectiva estimada a partir de la variación vertical de la temperatura potencial
\tilde{z}_m	altura adimensional de la concentración máxima
$\bar{\tilde{z}}_m$	altura adimensional promedio alrededor de la cual oscila la concentración máxima de la pluma de contaminantes
\tilde{z}_p	altura adimensional de una partícula individual
z_s	altura de emisión de las partículas
\tilde{z}_s	altura adimensional de la fuente ($= z_s/z_i$)
\tilde{z}_s^*	altura de emisión adimensional variable, introducida en la expresión (6.8)
z_0	parámetro de rugosidad de la superficie
z_1	altura de referencia

z/L	altura adimensional; caracteriza las condiciones de estabilidad atmosférica
z_i/z_0	parámetro adimensional que caracteriza la rugosidad del terreno
α	fracción del área horizontal total ocupada por las térmicas (= 0.28)
α_0	amplitud de oscilación alrededor de \bar{z}_m de la pluma de contaminantes
β	variable aleatoria con unidades de velocidad introducida en la expresión (6.11)
δ'	constante incluida en la expresión (7.9) (= 0.85)
$\Gamma(x)$	función Gamma de x
δ_{ik}	desfasaje de orden k' incluido en la expresión (9.17) correspondientes a las térmicas ($i=T$) y el entorno ($i=e$)
Δ	intervalo de integración en la expresión (III.1)
Δt_{*i}	extensión horizontal del sistema considerado ($i=T$ térmica; $i=e$, entorno)
ϵ	error relativo porcentual
η	variable de integración en la expresión (III.3) (= \tilde{z})
$\bar{\theta}$	temperatura potencial media de la atmósfera
$\hat{\theta}$	dirección del viento, expresada en radianes
λ_{mi}	longitud de onda máxima en el espectro de la variable i
ν	viscosidad cinemática
ξ	desplazamiento temporal (lag)
π	constante = 3.1416
ρ	densidad del aire
$\sigma_{w_T}, \sigma_{w_e}$	desviación estandar de la velocidad vertical del aire, dentro y fuera de las térmicas respectivamente
σ_y	coeficiente de dispersión lateral adimensional (= σ_y/z)
σ_z	coeficiente de dispersión vertical adimensional (= σ_z/z_i)
ζ'	constante incluida en la relación (7.9) (= 4.2)

τ_i	período introducido en la relación (9.10), que regula la "extensión" de las zonas de ascenso ($i=\tau$) y descenso ($i=e$)
τ_t	escala temporal del flujo turbulento de cantidad de movimiento
τ_0	tensión friccional en superficie
τ_1	tiempo de recorrido de las partículas
φ	latitud
φ_1	posición angular de cada muestreador a lo largo de un arco (en grados sexagesimales)
Φ_H	perfil adimensional de la temperatura
Φ_M	perfil adimensional de la velocidad del viento
Φ_v	perfil adimensional de la humedad (o vapor de agua)
$\Psi(z/L)$	función que depende de la estabilidad, introducida en el perfil del viento para condiciones de inestabilidad atmosférica (expresión (3.19))
$\hat{\omega}$	escala de velocidad de los torbellinos que contienen energía
Ω	velocidad angular de la Tierra

Subíndices:

τ	referido a la térmica
e	referido al entorno

RESUMEN

Uno de los peligros más serios que amenaza a la humanidad, es el deterioro continuo y creciente de su medio ambiente. Diferentes zonas del planeta están sufriendo los efectos particulares de la contaminación ambiental. Sin embargo, existen diferencias sustanciales entre la contaminación del aire, del agua y del suelo.

Los dos últimos medios pueden ser decontaminados artificialmente una vez deteriorados, mientras que el primero no. Sólo los procesos naturales pueden eliminar los contaminantes de la atmósfera.

Una de las tres grandes etapas en el proceso de contaminación del aire (emisiones, transporte y difusión atmosférica y efectos sobre los receptores) es la relacionada con la propagación y difusión de los contaminantes en la atmósfera. Este proceso es generado principalmente, por la velocidad del viento y la turbulencia atmosférica. La simulación del mismo, puede realizarse mediante modelos de calidad del aire. Estos modelos tienden a relacionar mediante descripciones matemáticas, las concentraciones de contaminantes en el aire con su intensidad de emisión.

La capa límite convectiva se desarrolla si existe una pequeña variación de la temperatura cerca de la superficie terrestre originada por el calentamiento radiativo. El estudio de la difusión de contaminantes en esta capa es muy importante debido a la relativamente alta frecuencia de ocurrencia de los procesos convectivos y por las características de la pluma de contaminantes en estas situaciones, que determinan un máximo en la concentración en superficie, como consecuencia del serpenteo de la pluma.

En este trabajo se presenta una descripción general de la capa límite planetaria y se detallan sus características en condiciones de convección libre.

Asimismo, se incluyen algunos de los modelos de difusión teóricos y experimentales desarrollados hasta el presente por diversos autores.

Además, se verifica que los modelos gaussiano y exponencial general, frecuentemente utilizados en los estudios de difusión atmosférica, no representan adecuadamente las concentraciones en superficie en una atmósfera estratificada convectivamente.

Por otra parte y fundamentalmente, se desarrolla un modelo de difusión atmosférica en una capa límite convectiva constituido por dos expresiones matemáticas. En el modelo se considera que la concentración de contaminantes es directamente proporcional a la intensidad de emisión e inversamente proporcional a la velocidad del viento. En la primera de las expresiones se incluye el efecto de la dispersión de los contaminantes alrededor del eje central de la pluma y la oscilación de ésta originada por la sucesión de los sistemas "entorno-térmica" que se observa en las condiciones convectivas. Esta consideración es válida hasta que la pluma termina su ascenso.

La segunda de las expresiones que es aplicable a partir de la finalización del ascenso de la pluma, cuando los contaminantes están homogéneamente distribuidos en la vertical, incluye la distribución de probabilidad de la velocidad vertical del aire conjuntamente con un modelo de la caja.

Asimismo, se propone un método destinado a generar un campo bidimensional de velocidad vertical del flujo en condiciones convectivas.

Los valores estimados por el modelo son comparados con los provenientes de los desarrollos presentados por otros autores y de observaciones experimentales, resultando altamente satisfactorios.

1. INTRODUCCION

El deterioro del medio ambiente, manifestado a través de las diferentes formas de contaminación ambiental afecta la riqueza potencial de los suelos, el desarrollo de la vida vegetal y animal, los peces y organismos que conforman su cadena alimentaria, y por lo tanto, también la salud humana. Hasta los monumentos y edificios expuestos a su acción, han sufrido los efectos corrosivos de la contaminación.

La contaminación ambiental daña y destruye las plantas, degrada el agua y afecta al plancton. Los efectos sobre el suelo dependen de la composición de éste. En particular, el ácido sulfúrico generado a partir del azufre emitido por diversos procesos industriales, neutraliza a nutrientes como el magnesio, el calcio y el potasio, y afecta a lombrices, hongos, musgos, algas y bacterias necesarias para la riqueza de la cadena alimentaria.

Respecto de la salud humana, los contaminantes del aire perturban las vías respiratorias, la piel y los ojos y, quizás puedan conducir a enfermedades mentales. Las deficiencias de magnesio y calcio provocan debilitamiento en niños y ancianos. Asimismo, el aire impuro perjudica los sistemas inmunológicos y pueden tener un efecto prolongado sobre los alimentos, difícil de cuantificar.

En cuanto a los monumentos y edificios, las vibraciones provocadas por el tránsito, el aire y las aguas contaminados, y las lluvias ácidas, están logrando lo que ni las guerras, ni los bombardeos pudieron hacer: destruirlos. Los contaminantes del aire corroen los distintos materiales utilizados en las construcciones. Asimismo, los plásticos, el papel y las pinturas también son atacados. Algunas de sus víctimas son: las Cariátides de la Acrópolis, el Coliseo Romano, la Catedral de Colonia, el Taj Mahal en la India, entre otros.

El enfoque ecológico global de una sociedad involucra una serie de factores: planeamiento y distribución de las construcciones urbanas y de los establecimientos industriales, provisión

y calidad del agua, pureza del aire, higiene de los centros urbanos -recolección y tratamiento de los residuos sólidos- control de las radiaciones ionizantes y de las agresiones visuales y sonoras en las ciudades, provisión de combustibles y de energía, comunicaciones, etc.

Sin embargo, los efectos de la contaminación y del deterioro ambiental, no pueden ser estudiados únicamente como un problema local propio de las zonas desarrolladas. Al considerar que el movimiento y la turbulencia del aire, la lluvia y los ríos, transportan los contaminantes a regiones más lejanas, es posible tener una idea más clara de la gravedad del problema, ya que pueden padecer sus consecuencias los países y regiones menos industrializados. La contaminación ambiental no conoce fronteras. Por ejemplo, en Escandinavia, se producen lluvias ácidas y cae nieve negruzca debido a las emisiones de contaminantes producidos en Inglaterra y en Alemania. Observaciones efectuadas mediante satélites han detectado la existencia de una nube de cientos de kilómetros de extensión, que abarca desde la península de Florida hasta Cuba. Está formada por gases de combustión, hollín y polvo, y se ha comprobado que ni aún las violentas tormentas tropicales han podido destruirla.

En los grandes núcleos urbanos, la expansión desordenada y acelerada de las zonas habitadas y en las áreas rurales el crecimiento vertiginoso de la industria han causado deterioro del ambiente. Esta degradación del medio se detecta, tanto a través de la contaminación ambiental, como de situaciones deficitarias, insuficiencia o falta de acceso a la satisfacción de necesidades básicas a través de servicios urbanos mínimos y elementales, tales como agua corriente, desagües, transporte, eliminación de residuos, espacios verdes para la recreación.

Asimismo, se verifican efectos sicosociales negativos debido al hacinamiento de los grandes nucleamientos urbanos, que actúan erosiva y perniciosamente sobre el medio ambiente destinado al hombre y, paradójicamente, degradado por él mismo. De esta forma, el deterioro del medio biosocial configura una amenaza pa-

ra la sociedad en su conjunto.

En el caso de nuestro país, es fundamental no olvidar que cuenta con las inmejorables condiciones naturales para posibilitar el crecimiento económico armónico en base mixta (agropecuario e industrial) siempre que se otorgue a la preservación ambiental un lugar preponderante.

A partir de este objetivo, los problemas de la preservación y del mejoramiento del medio natural deben ser tratados mediante un enfoque que compatibilice los objetivos de desarrollo con el del control de la contaminación ambiental. El resultado de ello deberá ser la implantación de políticas que garanticen las condiciones sanitarias y de preservación ambiental mínimas en los procesos de los desarrollos industrial y agropecuario. De esta forma, es necesario integrar los diversos enfoques parciales del medio ambiente e introducir la variable "medio ambiental"; como un parámetro adicional del desarrollo.

Los problemas del medio ambiente urbano, no sólo deben ser considerados como una consecuencia de la concentración de la población, sino también, y en forma importante como un estilo de vida de los habitantes que pueden generar efectos contaminantes. Efectivamente, las sociedades generan desperdicios de difícil o costosa eliminación contaminando el aire, el agua y el suelo.

Por otra parte, los déficits de servicios y de viviendas en los sectores de menores recursos económicos originan una forma diferente de contaminación que produce, de idéntica manera, un medio ambiente deteriorado. Una sociedad con un modelo alternativo de desarrollo adecuadamente planificado, puede estructurar áreas urbanas con un medio ambiente que posibilite un desarrollo pleno de la vida de sus habitantes. De esta forma, es posible compatibilizar un crecimiento individual con la preservación necesaria del medio ambiente, basado en la selección de proyectos industriales de casi nulo impacto ambiental, otorgando incentivos para la utilización de tecnologías que no degraden el medio ambiente.

Los problemas ambientales de las zonas rurales pasan por el

diseño de políticas de producción agropecuaria, forestal, etc., que tengan en cuenta las condiciones de vida de los productores y el derecho de éstos a tener acceso a un nivel de servicios equiparable con el de las zonas urbanas.

El conocimiento del grado de deterioro de las aguas, del aire y de los suelos, la incidencia sobre los seres vivos y los bienes materiales, el análisis de las deficiencias y, en algunos casos, carentes condiciones de infraestructura y equipamiento y las condiciones sicosociales del medio, deben conducir a la elaboración de normas y de procedimientos de evaluación y de análisis, y el desarrollo de las técnicas necesarias para la acción.

A tal fin, la meteorología de la contaminación del aire, puede contribuir con importantes aportes en el conocimiento del transporte y dispersión de los contaminantes en la atmósfera. Entre éstos se encuentran la elaboración analítica de teorías básicas y el desarrollo de diferentes modelos de difusión destinados a evaluar y predecir la concentración de contaminantes en aire.

El meteorólogo debería integrar equipos formados para estudiar y predecir la concentración de contaminantes en aire, así como también para desarrollar programas de control de la contaminación atmosférica. Sus aportes a esta tarea comprenden los siguientes aspectos:

- a) ayudar en la investigación de los problemas locales de la contaminación del aire (olor, decoloración de la pintura, daños a la vegetación). El meteorólogo puede determinar el aporte de cada fuente de emisión al problema y estimar la relación receptor-fuente,
- b) ayudar en el diseño ingenieril de las chimeneas y en la preparación o revisión de los estudios atmosféricos de posibles impactos ambientales,
- c) participar en el planeamiento del uso regional de la tierra en relación con la ubicación de áreas industriales, para minimizar el efecto perjudicial de los contaminantes del aire,

- d) pronosticar episodios de contaminación atmosférica,
- e) ayudar a diagramar la ubicación de estaciones de monitoreo del aire,
- f) proporcionar e interpretar series de datos meteorológicos y climáticos,
- g) proveer el análisis meteorológico de series de datos de la contaminación del aire.

Entre las situaciones de mayor interés para el estudio, se encuentran las correspondientes a episodios alarmantes de contaminación. Estos casos de contaminación pueden ocurrir como consecuencia de accidentes o de determinadas condiciones atmosféricas que limitan la dispersión de los contaminantes.

Es frecuente encontrar altos valores de concentración de contaminantes durante los días soleados, en los que se desarrollan celdas térmicas de circulación del aire, con corrientes ascendentes y descendentes, que provocan un "serpenteo" de la pluma de contaminantes. Este movimiento ondulatorio "arrastra" a los contaminantes hacia la superficie mucho antes de que el efecto de la dispersión sea efectivo.

Este proceso, que tiene lugar en una atmósfera estratificada convectivamente, ha sido estudiado por diferentes autores (Deardorff, 1974; Kaimal y otros, 1976; Panofsky, 1978; Jensen y Lenschow, 1978; Caughey y Palmer, 1979). Desde el punto de vista experimental, Willis y Deardorff (1976, 1978, 1981) reprodujeron estas condiciones en el laboratorio, obteniendo las distribuciones de la concentración de contaminantes para emisiones realizadas desde diferentes alturas.

Otros autores (Lewellen y Teske, 1976; Lamb, 1978; Lamb y Durran, 1978; Misra, 1982) desarrollaron modelos analíticos, estadísticos o numéricos destinados a predecir los valores de la concentración de contaminantes en condiciones convectivas. Sin embargo, hasta el presente los resultados alcanzados en estos desarrollos sólo permiten estimar la concentración en situacio-

nes particulares, reproduciendo, con cierto error, en algunos casos significativo, la distribución de la concentración obtenida sólo para una altura de emisión determinada.

Asimismo, Mazzeo y Venegas (1983a, 1983b, 1984a, 1985a) han estudiado las características de la dispersión de los contaminantes en una atmósfera convectiva utilizando los valores experimentales obtenidos en el Proyecto Prairie Grass (Barad, 1958) y en el laboratorio (Willis y Deardorff, 1976, 1978, 1981).

El objetivo de este trabajo consiste en desarrollar un modelo de difusión atmosférica que permita estimar la distribución espacial de la concentración de contaminantes en aire en condiciones convectivas, aplicable para diferentes alturas de emisión. Asimismo, los resultados obtenidos son comparados con datos experimentales.

2. CONTAMINACION DEL AIRE

2.1 Etapas de la contaminación del aire

Se consideran contaminantes del aire, a aquellas sustancias (gases, partículas) que, cuando están presentes en la atmósfera en cantidades suficientes, pueden dañar a las personas, los animales, la vegetación o los materiales, o tienen posibilidad de interferir en la calidad de vida de los seres humanos.

En la Figura 2.1 se presenta un esquema del movimiento de los contaminantes en la atmósfera desde las fuentes de emisión hasta los receptores.

Las diferentes etapas incluidas en la Figura 2.1 son:

- a) Emisiones: los contaminantes que son introducidos a la atmósfera provienen de industrias, de otras fuentes artificiales y de la superficie terrestre. Mediante inventarios de emisiones de contaminantes se obtiene información sobre la producción de contaminantes para una ciudad, región, continente o el mundo. Los inventarios de las emisiones de contaminantes provenientes de fuentes artificiales se obtienen directamente monitoreando las fuentes o indirectamente, a través de la información sobre la venta de combustibles, el consumo de gas natural. Por otra parte, los inventarios de las emisiones de fuentes de contaminantes naturales son, en muchos casos, muy inciertos.
- b) Comportamiento inicial de los contaminantes en la atmósfera: la naturaleza y geometría de las fuentes de emisión determinan diferencias en el comportamiento inicial de los contaminantes. Las emisiones pueden ser instantáneas o continuas, puntuales o distribuidas en línea, área o volumen, ubicadas a nivel del suelo o elevadas, fijas o móviles. También es importante conocer si la velocidad de emisión de los contaminantes es significativa y si la diferencia entre la temperatura del aire y de los contaminantes es grande o pequeña. Sin embargo, en algunos casos, el movimiento y la mezcla inicial de los contami-

nantes son difíciles de predecir.

- c) Transporte y difusión atmosféricos: una vez que los efluentes emitidos por una chimenea no están afectados por su propio empuje, se mueven en la dirección del viento (x) y se desplazan en la dirección lateral (y) y en la vertical (z). Las variables que intervienen en la predicción de la concentración de los contaminantes en el aire a nivel del suelo, en los primeros kilómetros en la dirección del viento, están relacionadas con la velocidad del viento y la estructura de la turbulencia de la atmósfera en los ejes y y z . En particular, para estimar la propagación de los contaminantes en la capa de superficie, es preciso conocer el perfil vertical del viento bajo diferentes condiciones meteorológicas. Asimismo, para estimar la concentración media de contaminantes durante un período largo de tiempo, cerca de la fuente, se necesitan los datos estadísticos de la dirección y de la velocidad del viento en la zona. En la estimación de la concentración de contaminantes emitidos desde una fuente puntual instantánea sobre la escala globales preciso conocer la cinemática del flujo atmosférico en la escala sinóptica y durante un período de tiempo suficientemente grande. Por otra parte, al margen del flujo macroscópico existen otros movimientos hidrodinámicos de manifestación caótica, de diferentes escalas espaciales. Estos movimientos son denominados turbulentos. Los procesos de mezcla debidos a la turbulencia producen la difusión turbulenta. Para describir esta última, es necesario conocer ciertas características del campo de velocidad del flujo. Estas características, en general, dependen de la estratificación térmica de la atmósfera y del campo de velocidades. Por ejemplo, durante períodos de buen tiempo, con un ciclo diurno bien marcado, poco después del amanecer, se genera una capa límite atmosférica bien mezclada, que alcanza su máximo desarrollo vertical hacia la media tarde. Cerca del anochecer, el viento próximo a la superficie disminuye y comienza a desarrollarse una inversión de la temperatura cuya base coincide con la su-

perficie. Los contaminantes emitidos desde fuentes cercanas al suelo quedan atrapados en la capa de la inversión, mientras que los que son emitidos desde chimeneas altas, permanecen en altura. La inversión continúa durante toda la noche, debido a que las condiciones atmosféricas permanecen casi constantes. Cuando la actividad convectiva diurna comienza nuevamente, los efluentes originados por las chimeneas son transportados a la superficie. Este caso se denomina "fumigación". Las siguientes situaciones meteorológicas pueden facilitar problemas de contaminación del aire:

- i) cuando los gradientes de presión son débiles o moderados y el cielo está despejado, y se verifica:
 - debilitamiento de la inversión radiativa (fumigación matinal),
 - fumigación costera,
 - situaciones convectivas,
 - mezcla limitada a una estrecha capa, debido a una inversión de subsidencia.
- ii) cuando los gradientes de presión son marcados y se verifica:
 - caída aerodinámica o flujos en cavidades con el aire fluyendo en ángulo recto a un valle o un cañón,
 - períodos de vientos fuertes y estacionarios (a una distancia crítica de una emisión de altura).
- d) Transformaciones químicas: la mayoría de los contaminantes sufre transformaciones químicas, alcanzando otras formas más o menos peligrosas. Entre las situaciones de mayor interés se encuentran:
 - el "smog" fotoquímico: los óxidos de nitrógeno (NO_x) (emitidos por plantas eléctricas, por automotores) se combinan con hidrocarburos reactivos (emitidos por automotores, durante incendios de bosques) en presencia de la luz solar produciendo ozono y otros oxidantes,

- las nubes de sulfatos y nitratos: gases de dióxido de azufre (SO_2) y óxidos de nitrógeno (NO_x) en presencia de la luz solar son transformados en partículas de sulfatos y de nitratos, que originan precipitaciones ácidas,
 - la fotoquímica estratosférica: la capa de ozono estratosférico puede ser destruida si existen cantidades suficientes de algunos contaminantes (originados por erupciones volcánicas, artefactos nucleares de gran potencia, aviones supersónicos) o por clorofluorcarburos y dióxido de nitrógeno (NO_2) a partir de fertilizantes.
- e) Depósito: luego de un período de tiempo, los contaminantes dejan la atmósfera mediante los siguientes procesos:
- depósito húmedo: originado por la precipitación,
 - depósito seco: caída gravitacional de partículas grandes, absorción de gases o partículas pequeñas, por el suelo.
- f) Impacto sobre receptores: cuando los contaminantes no son suficientemente diluidos en la atmósfera, algunos receptores sensibles pueden ser afectados en el corto plazo por exposiciones a altas concentraciones, o bien, por una exposición continua a niveles inferiores de contaminación.
- g) Impacto sobre el clima: la contaminación del aire afecta principalmente al clima, debido a su impacto sobre el balance radiativo.

2.2 Modelos de calidad del aire

Toda legislación fundamental destinada a la reducción de la contaminación atmosférica contiene, entre otros puntos, los niveles máximos admisibles que no pueden superar la concentración de los diferentes contaminantes del aire, sin que se produzcan efectos indeseables y perjudiciales sobre los seres y el medio ambiente.

Por otra parte, es necesario relacionar la calidad del aire

con las emisiones de los contaminantes provenientes de diferentes fuentes sin que se superen los niveles máximos permisibles. Para ello, se necesita representar matemáticamente la componente básica: "la atmósfera". Una representación matemática, se realiza mediante los modelos de calidad del aire.

Un modelo de calidad ambiental, relaciona los cambios producidos en los niveles de emisión con las variaciones previstas de la concentración en el aire. El modelo debe contemplar los diferentes tipos de emisión, la meteorología, las transformaciones químicas y los procesos de remoción de contaminantes.

La utilización de un modelo de calidad de aire permite analizar mejor ciertos aspectos de un plan de lucha contra la contaminación atmosférica. En ciertos casos, no existen otras alternativas para encarar algunos aspectos decisivos. Entre los temas para los cuales un modelo de calidad del aire puede ser útil como medio analítico, se encuentran:

- la promulgación de una legislación sobre el control de las emisiones,
- la evaluación de técnicas y estrategias propuestas para el control de las emisiones,
- la planificación territorial de futuras fuentes de contaminación atmosférica,
- la elaboración de un plan de lucha contra episodios de contaminación atmosférica,
- la determinación de responsabilidades frente a los niveles actuales de contaminación del aire.

Entre los modelos de calidad del aire utilizados para explicar y predecir el comportamiento de los contaminantes en la atmósfera se encuentran los siguientes:

- modelos destinados a predecir condiciones meteorológicas asociadas con la contaminación del aire (pueden ser los destinados al pronóstico de la contaminación potencial o al flujo del aire en una zona),

- ecuaciones empíricas que relacionan las concentraciones de contaminantes en el aire con variables meteorológicas,
- modelos basados en la teoría "K",
- modelos que se fundamentan en la hipótesis de la semejanza lagrangeana,
- modelos que describen la difusión de contaminantes emitidos instantáneamente a la atmósfera,
- modelos de la caja,
- modelos numéricos destinados a describir flujos en mesoescala,
- modelos que describen el transporte de contaminantes durante períodos largos de tiempo,
- modelos de contaminación global.

En general, los modelos de calidad del aire pueden dividirse en dos tipos: físicos y matemáticos.

Los modelos físicos simulan los procesos atmosféricos que afectan a los contaminantes, mediante una representación en escala reducida del fenómeno real planteado. Estos modelos son útiles para estudiar algunos aspectos del comportamiento de la atmósfera e inestimables para investigar ciertos detalles críticos, pero no pueden utilizarse como herramientas capaces de relacionar las emisiones con la calidad del aire, bajo el extenso rango de condiciones meteorológicas y de fuentes de emisión existentes.

Para ello, se recurre a los modelos matemáticos. Entre éstos están los modelos "lineales", que suponen una relación lineal entre las emisiones y las concentraciones de contaminantes (Barth, 1971). También, se encuentran los modelos estadísticos que proveen relaciones estadísticas entre concentraciones de los contaminantes y variables tales como temperatura del aire, emisiones, dirección del viento (Peterson, 1970; Bezuglaya, 1971; Bruntz y otros, 1974; Mc Collister y otros, 1975; Lamb, 1978; Lamb y Durrant, 1978). Asimismo, existen los modelos analíticos, basados en la descripción fundamental del transporte y dispersión y de los

procesos químicos de la atmósfera, a través del desarrollo analítico de una solución de la ecuación de difusión de contaminantes en la atmósfera (Sutton, 1953; Lettau, 1970; Gifford y Hanna, 1970; Pasquill, 1974; Beryland, 1975; Mazzeo, 1978a). Finalmente, se encuentran los modelos numéricos que requieren técnicas de diferencias finitas resueltas mediante computadoras (Reynolds y otros, 1974; Long y Pepper, 1976).

Los modelos matemáticos permiten incluir en una sola expresión los efectos de los procesos dinámicos del flujo del aire, que influyen en el equilibrio de masa de un volumen determinado de aire. Entre estos procesos, figuran el transporte, la difusión turbulenta y las reacciones químicas de los contaminantes. Estos modelos también incluyen la emisión y la remoción de los contaminantes.

3. LA CAPA LIMITE PLANETARIA

3.1 Consideraciones generales

La capa límite planetaria se desarrolla como consecuencia de la interacción entre la atmósfera y la superficie terrestre. En esta zona de la atmósfera se llevan a cabo casi todas las actividades humanas y biológicas, así como también, la generación de la mayoría de los contaminantes del aire.

La capa límite planetaria puede definirse como la parte de la atmósfera donde tienen lugar los efectos directos de la superficie, que generan flujos turbulentos. Cuando esta interacción es acentuada, la definición de la extensión de la capa límite planetaria no presenta dificultad. Pero, si existe un flujo de calor positivo, la capa límite se extiende hasta la altura donde se presenta una inversión de temperatura, por sobre la cual, la atmósfera está relativamente poco perturbada. Cuando la interacción superficie-atmósfera es débil, los efectos directos de la superficie pueden ser fácilmente detectados. En este caso, la definición anterior de la capa límite planetaria no es aplicable.

La estructura de la capa límite planetaria es compleja. La variabilidad de la superficie terrestre (rugosidad, cambios en el terreno, modificación del albedo) y de la atmósfera, desarrollan una gran variedad de condiciones límites. Además, hay que considerar también la rotación de la Tierra.

Asimismo, el flujo del aire en la capa límite planetaria es predominantemente turbulento. La turbulencia es la principal dificultad que se presenta al encarar el estudio de la estructura de esta capa, pero es, a su vez, la característica esencial, que hace posible la vida en esta zona de la atmósfera. Asimismo, facilita el transporte del vapor de agua, del calor y de la cantidad de movimiento, y contribuye además a la dispersión de los contaminantes.

La capa límite planetaria responde casi constantemente al ciclo del calentamiento diurno y a los cambios en las condiciones sinópticas. En consecuencia, su estructura varía considerablemen-

te con el tiempo y el espacio. Sin embargo, existen diferentes estados de la capa límite planetaria que pueden ser idealizados y discutidos en forma relativamente simple. Estas idealizaciones consisten principalmente en suponer una superficie horizontalmente uniforme y en considerar despreciables los marcados cambios temporales, tales como los originados por el pasaje de frentes.

La clasificación general de la capa límite planetaria, está basada en los efectos del empuje térmico. Si una parcela de aire es desplazada adiabáticamente hacia mayores alturas (dirección de $z > 0$), se expande debido a la disminución de la presión y por lo tanto, su temperatura (T) disminuye. El perfil vertical de temperatura resultante para el aire seco, está expresado por:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = - \frac{g}{c_p} \quad (3.1)$$

donde c_p es el calor específico a presión constante y g es la aceleración de la gravedad. Este perfil vertical de la temperatura se denomina "adiabático seco". Si se verifica este caso, el empuje térmico en la capa límite atmosférica se encuentra neutralizado. La parcela de aire desplazada tiene la misma densidad que su entorno y no experimenta ninguna fuerza de empuje. Esta estratificación se denomina neutral.

Si la temperatura disminuye con la altura en forma más lenta que el perfil adiabático, una parcela desplazada en la vertical, estará afectada por una fuerza tendiente a restaurarla a su posición original. Este estado se denomina de estratificación estable.

El último caso, cuando la temperatura disminuye con la altura en forma más marcada que el gradiente adiabático, se denomina de estratificación inestable. En este estado, cualquier parcela de aire apartada verticalmente, será acelerada y alejada de su posición inicial.

Para determinar el estado en el que se encuentra la capa lí-

mite planetaria, generalmente se estudia la relación entre las fuerzas de empuje y las de inercia, para un tamaño dado de torbellinos. El cociente entre ambas fuerzas permite definir el número de Richardson (R_i), expresado por:

$$R_i = \frac{g}{T_m} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \bigg/ \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 \quad (3.2)$$

donde \bar{u} es la componente de la velocidad del viento medio en la dirección x y T_m es la temperatura media de la capa considerada. La expresión (3.2) es utilizada frecuentemente como indicador de la estabilidad de la atmósfera, debido a que es relativamente fácil de estimar. Cuando $R_i > 0$ la atmósfera está estratificada establemente, si $R_i < 0$ es inestable y si $R_i = 0$ las condiciones son neutras.

3.2 Estructura de la capa límite planetaria

La capa límite planetaria puede dividirse para su estudio, en dos regiones principales: la capa límite de superficie y la capa límite externa. Asimismo, inmediatamente sobre la superficie, puede presentarse una subcapa viscosa que se desarrolla sobre agua calma (Hupfer y otros, 1975) u otra superficie aerodinámicamente muy suave. Cuando los elementos de rugosidad son del mismo o mayor orden que la altura de la subcapa viscosa, ésta desaparece.

3.2.1 La capa límite de superficie

La zona más baja de la capa límite planetaria, donde puede suponerse homogeneidad horizontal y estacionalidad, se denomina capa límite de superficie (Haugen, 1973; Mazzeo, 1982a).

La capa límite de superficie horizontalmente homogénea tiene propiedades medias que son independientes de su ubicación horizontal y sólo dependen de la altura (z) y del tiempo (t). Esto requiere de una superficie infinita y uniforme, que no existe en la realidad, pero que puede ser aproximada por un océano o por una llanura. Esta última, puede ser considerada como una superficie localmente homogénea. Similarmente, la capa límite de superficie tampoco se presenta verdaderamente estacionaria, debido a que las condiciones límites cambian descontroladamente. De esta forma, la no estacionalidad puede ser interpretada como una sucesión de estados estacionarios diferentes.

Entre las hipótesis más simples utilizadas para describir y analizar la estructura de la capa límite de superficie localmente homogénea y cuasi-estacionaria, se encuentra la hipótesis de la semejanza euleriana de Monin-Obukhov. Siendo la capa límite de superficie esencialmente una capa de flujos constantes (es decir, a pequeñas alturas comparadas con la de la capa límite, los flujos turbulentos son prácticamente iguales a los de superficie) puede suponerse que su estructura está determinada sólo por algunos parámetros. La hipótesis de Monin-Obukhov sugiere que esos parámetros son: la altura (z), el empuje térmico (g/τ_m); la tensión friccional en superficie (τ_0); la densidad del aire (ρ) y el flujo de calor en superficie (H_0).

Otros parámetros, tales como la viscosidad cinemática (ν), el parámetro de Coriolis ($f = 2\Omega \sin \varphi$, con Ω : velocidad angular de la Tierra y φ : latitud) o la longitud de rugosidad (z_0) no son incluidos en esta hipótesis. Excepto muy cerca de la superficie, o cuando son considerados los torbellinos más pequeños, las fuerzas viscosas son despreciables frente a las de inercia (Tennekes y Lumley, 1972). Por otra parte, las fuerzas de Coriolis son también pequeñas comparadas con las de inercia en la capa límite de superficie y en consecuencia, el valor de f no es importante. Asimismo, lejos de la superficie ($z \gg z_0$) z_0 tampoco es importante. Su efecto principal es determinar el nivel de tensión o rozamiento para un viento medio dado. Luego,

la hipótesis de Monin-Obukhov se cumple para $z_0 \ll z \ll h$, donde h es el tope de la capa límite planetaria neutral.

Utilizando los parámetros básicos incluidos en la hipótesis de Monin-Obukhov se pueden definir las siguientes escalas:

- escala de velocidad

$$u_{*0} = \left(\frac{z_0}{\rho} \right)^{1/2} \quad (3.3)$$

- escala de temperatura

$$T_* = - \frac{H_0}{\rho c_p u_{*0}} \quad (3.4)$$

- escalas de longitud

$$L = - \frac{u_{*0}^3}{k (g/T_m) H_0 / \rho c_p} \quad (3.5)$$

z

donde k es la constante de von Kármán.

Es posible relacionar la longitud de Monin-Obukhov (expresión (3.5)) con R_i (expresión (3.2)). Para ello, se expresa R_i en forma de flujo (R_f) mediante el cociente entre los términos de la ecuación de balance de energía cinética turbulenta, referidos al empuje $[g/T_m (\overline{w'T'})]$ y a la producción de energía cinética turbulenta por cortante $[(\overline{u'w'}) \partial \bar{u} / \partial z]$ (Plate, 1970):

$$R_f = \frac{g/T_m (\overline{w'T'})}{(\overline{u'w'}) \partial \bar{u} / \partial z} \quad (3.6)$$

donde $(\overline{u'w'})$ y $(\overline{w'T'})$ son los flujos turbulentos verticales de la cantidad específica de movimiento y de la temperatura.

En la capa límite de superficie, tanto el flujo de calor como la tensión debida a la cortante son constantes. En condiciones neutrales, la relación (3.6) se expresa mediante la siguiente igualdad:

$$R_f = \frac{H_0 g}{\rho c_p T_m} \left[-\frac{u_{*0}^3}{kz} \right]^{-1} \quad (3.7)$$

Considerando la definición de L (expresión (3.5)), el miembro de la derecha es $z/L = R_f$. Por lo tanto, existe una relación entre L y R_f (o R_i). Businger y otros. (1971) presentan las siguientes relaciones entre L y R_i :

$$\frac{1}{L} \begin{cases} \frac{0.74 - 9.4 R_i \pm \sqrt{0.55 + 4.9 R_i}}{z (44.18 R_i - 9.4)} & \frac{z}{L} \geq 0 \\ \frac{R_i}{z} & \frac{z}{L} < 0 \end{cases} \quad (3.8)$$

De esta forma, es posible considerar a la relación z/L como un indicador de la estabilidad de la atmósfera.

Aplicando el análisis dimensional, se encuentra que algunas propiedades estadísticas de los flujos, cuando son adimensionalizados por u_{*0} , T_* y z son funciones de z/L . Por ejemplo, la cortante del viento medio ($\partial \bar{u} / \partial z$) en una capa límite de superficie en estado cuasi-estacionario y horizontalmente homogénea es:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_{*0}}{kz} \phi_M \left(\frac{z}{L} \right) \quad (3.9)$$

donde ϕ_M es una función universal y k es la constante de von Kármán. La forma de la función ϕ_M no puede ser determinada aplicando la teoría de Monin-Obukhov, y debe hallarse por otros procedimientos teóricos o mediante valores experimentales (Mazzeo, 1982a).

La igualdad (3.9) en condiciones neutrales ($L \rightarrow \infty$), se expresa:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_{*0}}{kz} \phi_M (0) = \frac{u_{*0}}{kz} \quad (3.10)$$

A partir de la expresión (3.10) se encuentra el perfil vertical logarítmico del viento:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_{*0}}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (3.11)$$

con $\bar{u} = 0$ cuando $z = z_0$.

El perfil logarítmico del viento no es válido cerca de z_0 y es aplicable sólo cuando $z \gg z_0$. Asimismo, cabe señalar que las relaciones (3.9) y (3.11) son válidas sólo para $z \ll |L|$.

De la misma manera, es posible escribir los gradientes verticales de la temperatura (τ) y de la humedad específica (q) en la capa límite de superficie, como:

$$\frac{\partial \bar{\tau}}{\partial z} = \frac{\tau_*}{z} \phi_H\left(\frac{z}{L}\right) \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \frac{q_*}{z} \phi_V\left(\frac{z}{L}\right) \quad (3.13)$$

donde $q_* = -(\overline{w'q'})/k u_{*0}$, es la humedad específica característica, con $(\overline{w'q'})$ el flujo turbulento vertical de humedad o vapor de agua, y ϕ_H y ϕ_V funciones universales.

Varios autores (Businger y otros, 1971; Yaglom, 1977; Wieringa, 1980; Mazzeo, 1982a) han estudiado las formas obtenidas experimentalmente para las funciones universales ϕ_H , ϕ_H y ϕ_V . Los resultados presentados por Businger y otros (1971) son los siguientes:

$$\phi_H\left(\frac{z}{L}\right): \begin{cases} 1 + 4.7 \frac{z}{L} & \frac{z}{L} \geq 0 \\ \left(1 - 15 \frac{z}{L}\right)^{-1/4} & \frac{z}{L} < 0 \end{cases} \quad (3.14)$$

$$\frac{z}{L} < 0 \quad (3.15)$$

$$\phi_H\left(\frac{z}{L}\right): \begin{cases} 0.74 + 4.7 \frac{z}{L} & \frac{z}{L} \geq 0 & (3.16) \\ 0.74 \left(1 - 9 \frac{z}{L}\right)^{-1/2} & \frac{z}{L} < 0 & (3.17) \end{cases}$$

Aplicando las relaciones (3.14) y (3.15) en la igualdad (3.9) pueden obtenerse las siguientes expresiones del perfil vertical de la velocidad del viento para una atmósfera estratificada estable e inestablemente (Businger, 1973):

$$\bar{u}(z): \begin{cases} \frac{u_{*0}}{k} \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + 4.7 \frac{z}{L} \right] & \frac{z}{L} \geq 0 & (3.18) \\ \frac{u_{*0}}{k} \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi\left(\frac{z}{L}\right) \right] & \frac{z}{L} < 0 & (3.19) \end{cases}$$

$$\text{con } \psi\left(\frac{z}{L}\right) = 2 \ln\left(\frac{1+\phi_H^{-1}}{2}\right) + \ln\left(\frac{1+\phi_H^{-2}}{2}\right) - 2 \operatorname{arctg} \phi_H^{-1} + \frac{\pi}{2}$$

Sin embargo, no todos los estadísticos de la capa límite de superficie se adaptan a la hipótesis de la semejanza euleriana de Monin-Obukhov. Los gradientes verticales medios de la velocidad del viento, la temperatura y la humedad y los estadísticos de las fluctuaciones de la velocidad vertical y de la temperatura, se adaptan a ella. Sin embargo, los estadísticos de las fluctuaciones horizontales, no. Las fluctuaciones de la velocidad horizontal en la capa límite de superficie pueden estar influenciados por los torbellinos grandes que se extienden hasta el tope de la capa límite planetaria. Debido a ello, estas fluctuaciones no siempre son determinadas sólo por las variables de la hipótesis de Monin-Obukhov.

La capa límite de superficie real, se aparta de las suposiciones inherentes a la hipótesis de Monin-Obukhov. Las condiciones reales están representadas por: cambios temporales en las

condiciones límites, inhomogeneidad horizontal, efectos radiativos, terreno aerodinámicamente rugoso.

Respecto de las primeras de las condiciones mencionadas, puede señalarse que el gradiente horizontal de presión media y el flujo vertical de calor, casi siempre están cambiando con el tiempo.

Los flujos turbulentos pueden responder a esos cambios en una escala de tiempo del orden de $\tau_t \approx \hat{l}/\hat{\omega}$ (donde τ_t es la escala temporal del flujo turbulento de la cantidad de movimiento y \hat{l} y $\hat{\omega}$ son las escalas de longitud y de velocidad de los torbellinos que contienen energía). En la capa límite de superficie $\hat{l} \approx z$ y $\hat{\omega} \approx u_{*0}$. Si se considera que $z = 30$ m y $u_{*0} = 0.3$ m s⁻¹, se encuentra que $\tau_t \approx 100$ s. Los cambios en la condición límite, generalmente, tienen una escala de tiempo mucho mayor que 100 s, y por lo tanto, la turbulencia en la capa de superficie se adapta sin dificultad a esos cambios. En consecuencia, puede establecerse que la turbulencia en la capa límite de superficie es cuasi-estacionaria, ya que está constituida por estados estacionarios cambiantes con el tiempo.

Por otra parte, el problema de la inhomogeneidad es más difícil de considerar. Si el aire encuentra diferentes condiciones en su desplazamiento (cambios en la rugosidad del terreno o en la temperatura) es forzado a ajustarse a su estructura (Mazzeo, 1978b). Luego del cambio en la rugosidad, la capa de superficie es forzada nuevamente a tender al equilibrio, con la tensión y el flujo de calor cercano al suelo. La distancia en la dirección del viento necesaria para obtener esta respuesta, está determinada por la dinámica interna del flujo turbulento. Por lo tanto, esta distancia de respuesta depende de la condición de estabilidad en la que se encuentra la capa límite de superficie (neutral, estable, inestable), y de la naturaleza de la discontinuidad, debido a que ambas influirán sobre la estructura de la turbulencia, y por lo tanto, en su capacidad para responder al cambio. A partir de algunas estimaciones efectuadas con modelos y de algunos experimentos, se puede concluir que la estructura de la capa lí-

mite de superficie neutral, tiene una respuesta completa al cambio de rugosidad del terreno, a una distancia horizontal de aproximadamente 100 veces su altura. Esta distancia será menor en condiciones convectivas y mayor en las estables.

El aire en la capa límite de superficie puede ser enfriado o calentado no sólo por la divergencia del flujo turbulento de calor, sino también por la divergencia del flujo radiativo. Esto no es considerado por la hipótesis euleriana de Monin-Obukhov. Es difícil determinar la importancia de la influencia de la divergencia del flujo radiativo sobre la estructura de la capa límite de superficie. Sin embargo, se sabe que, frecuentemente durante la noche, sobre la Tierra, la temperatura mínima no se localiza en superficie, sino más arriba (Mazzeo, 1984b). Los modelos radiativos simples (Funk, 1960) predicen un fuerte enfriamiento a alturas del orden de los 20 cm. Gavrilov y Laikhtman (1973) analizan la interacción de los perfiles verticales y de los flujos radiativos de onda larga. Caontic y Seguin (1971) estudiaron la influencia de la divergencia del flujo de radiación sobre la estructura turbulenta. Las propiedades radiativas del aire dependen de la humedad y de la temperatura, constituyendo un problema no simple de estudiar.

Sin embargo, el problema más dificultoso de resolver, se relaciona con la estructura de la capa límite de superficie afectada por un terreno montañoso. Existen algunos estudios experimentales (Weber, 1975) y algunos modelos teóricos (Gent y Taylor, 1976) pero este campo está relativamente inexplorado.

3.2.2 La capa límite externa

La estructura de la zona de la atmósfera que se encuentra por encima de la capa límite de superficie depende marcadamente de la estratificación térmica. Un posible parámetro indicador de la estabilidad es h/L , donde h es la altura de la capa límite planetaria neutral y L es la longitud de Monin-Obukhov (ex-

presión (3.5)). En la capa límite planetaria neutral $h/L = 0$; si $h/L < 0$ la capa límite es inestable o convectiva y si $h/L > 0$ es estable.

De acuerdo con estudios teóricos, la altura de la capa límite planetaria neutral está definida por $h \sim u_*^2 / f$. Algunas veces se considera que $h \approx 0.25 u_*^2 / f$, aunque la constante de proporcionalidad depende del método determinado para definir la altura.

Una de las características de la capa límite planetaria es que el proceso de difusión es principalmente turbulento. Debido a ello, es importante incluir los flujos turbulentos en las ecuaciones que involucran los valores medios de la velocidad horizontal, la temperatura y la humedad.

En el caso de uniformidad horizontal (excepto la presión media, que varía con las direcciones horizontales x e y) las ecuaciones que describen el flujo del aire son (Landau y Lifshitz, 1959):

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{u'w'})}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + f \bar{v} \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{v'w'})}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - f \bar{u} \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{\theta'w'})}{\partial z} = 0 \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{q'w'})}{\partial z} = 0 \quad (3.23)$$

donde \bar{p} es la presión media y puede ser impuesta por las condiciones sinópticas que ocurren por encima de la capa límite planetaria, $\bar{\theta}$ y \bar{q} son los promedios de la temperatura potencial y de la concentración de vapor de agua, y las variables primadas corresponden a las fluctuaciones turbulentas. Se han despreciado los cambios de fase y los efectos radiativos. El segundo

término de cada ecuación representa la divergencia de los flujos turbulentos. La ecuación (3.22), por ejemplo, expresa que la temperatura potencial media en un punto cambia con el tiempo sólo debido a la divergencia en el flujo turbulento de calor. Es decir, varía debido a la mezcla turbulenta.

Otro aspecto importante de la capa límite planetaria, es la existencia de una cortante en la dirección del viento. Se puede analizar esta característica considerando las ecuaciones (3.20) y (3.21). Frecuentemente, los términos que incluyen el gradiente de presión en ambas expresiones, se escriben de la siguiente forma:

$$f v_g = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \quad (3.24)$$

$$f u_g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \quad (3.25)$$

donde u_g y v_g son las dos componentes del viento geostrófico, cuya magnitud es $G = (u_g^2 + v_g^2)^{1/2}$ y su dirección es paralela a las isobaras.

Por encima de la capa límite planetaria, el flujo es estacionario y, debido a que en la atmósfera libre la divergencia de los flujos turbulentos es despreciable, puede obtenerse a partir de las ecuaciones (3.20), (3.21), (3.24) y (3.25), que $\bar{u} = u_g$ y $\bar{v} = v_g$.

Dentro de la capa límite planetaria, la fricción determina que $\bar{u} \neq u_g$ y $\bar{v} \neq v_g$, y como resultado de ello, se genera una espiral del viento, con velocidad y dirección cambiantes entre la superficie y la atmósfera libre. Esta capa, se denomina "de Ekman". En el Hemisferio Sur, al observar desde altura, la dirección del viento rota con z , en el sentido contrario al de las agujas del reloj. Esta espiral puede ser modificada debido a la influencia de la estabilidad atmosférica, de la inhomogeneidad horizontal y depende de la variación de la presión con la altura y de los cambios temporales.

Si existen condiciones de homogeneidad horizontal y estacionariedad, y se reemplazan las expresiones (3.24) y (3.25) en las (3.20) y (3.21), se obtiene:

$$\frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'}) = f (\bar{v} - v_g) \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\overline{v'w'}) = f (u_g - \bar{u}) \quad (3.27)$$

que pueden ser integradas entre $z = 0$ y $z = h$. Si se hace coincidir la dirección del viento en superficie, con el eje x , para $z \rightarrow 0$, se verifica que $\overline{u'w'} \rightarrow u_{x_0}^2$ y $\overline{v'w'} \rightarrow 0$ (ya que no hay dirección lateral preferida, y la correlación entre v' y w' será nula). Suponiendo además, que las tensiones turbulentas desaparecen en $z = h$, las ecuaciones (3.26) y (3.27) integradas, se expresan:

$$u_{x_0}^2 = f \int_0^h (\bar{v} - v_g) dz \quad (3.28)$$

$$0 = \int_0^h (u_g - \bar{u}) dz \quad (3.29)$$

Como en este modelo simple $(\bar{u}, \bar{v}) \rightarrow (u_g, v_g)$ en el tope de la capa límite planetaria, de la expresión (3.29) se desprende que \bar{u} deberá ser mayor que u_g en algún punto de la capa límite planetaria. Asimismo, la ecuación (3.28) puede ser utilizada para determinar la tensión en superficie, conociendo el perfil vertical del viento y el viento geostrófico.

Algunos trabajos teóricos (Kasanskii y Monin, 1961; Blackadar y Tennekes, 1968) han contribuido al conocimiento de la estructura de la capa límite planetaria. Generalmente, se utiliza la ley del rozamiento geostrófico expresada por:

$$\ln \left[\frac{G}{f z_0} \right] = B_0 + \ln \left[\frac{G}{u_{*0}} \right] + \left[\frac{k^2 G^2}{u_{*0}^2} - A_0^2 \right]^{1/2} \quad (3.30)$$

donde A_0 y B_0 son funciones universales cuyos valores experimentales en condiciones neutrales son (Wipperman, 1972), $A_0 = 1.83$
 $B_0 = 3.67$, y están dadas por:

$$A_0 = k \frac{\sigma_g}{u_{*0}} \quad (3.31)$$

$$B_0 = \ln \left[\frac{u_{*0}}{f z_0} \right] - k \frac{u_g}{u_{*0}} \quad (3.32)$$

Existe un tipo importante de capa límite planetaria neutral, que posee una estructura distinta. Esta capa está limitada por una inversión baja a una altura h y el flujo de calor en superficie es despreciable. La estratificación estable en la capa de inversión amortigua la turbulencia hasta una altura mucho menor que el valor esperado de h ($\sim u_{*0}/f$) de la capa límite planetaria neutral.

Por otra parte, frecuentemente se presenta otra situación importante. Esta condición ocurre durante los días con cielo despejado, cuando la superficie terrestre está más caliente que el aire adyacente, debido a la acción solar. En este caso, el aire cercano al suelo tiene más empuje que el superior y produce movimientos turbulentos. En algunos casos, en particular sobre el agua, el aire cerca de la superficie adquiere un empuje debido a que contiene más vapor de agua. La convección generada por este empuje, se extenderá hasta una altura z_i , por encima de la cual existe una capa de aire estratificado establemente y que, generalmente, se encuentra entre algunos cientos de metros y pocos kilómetros de altura. Esta "inversión" actúa como un techo para la convección, amortiguando los movimientos verticales y constituye el límite superior de la capa límite planetaria convectiva. Esta "inversión" también puede ser erosionada desde a-

bajo por acción de la turbulencia, desplazada verticalmente por los efectos de la velocidad vertical y afectada por convergencias y divergencias en el campo horizontal del viento.

En general, la altura de la capa límite planetaria convectiva aumenta cuando progresa el día, debido al incremento de la turbulencia del aire. Sin embargo, en algunas circunstancias, su altura puede permanecer constante o disminuir, por efectos de la subsidencia. Esto último, puede originar episodios de contaminación atmosférica, debido a que los contaminantes quedan atrapados en una capa anormalmente estrecha ubicada entre la superficie terrestre y z_i .

Los efectos del empuje son relativamente importantes en la capa límite planetaria convectiva y es de esperar que un exceso muy pequeño de temperatura en la superficie sea suficiente para que se origine convección en la capa límite planetaria.

4. TEORIAS DE DIFUSION ATMOSFERICA

4.1 Introducción

El transporte y la difusión de los contaminantes en la atmósfera están originados casi totalmente por el movimiento del aire que, puede ser considerado como un conjunto caótico de torbellinos de diferentes tamaños. Los remolinos que pueden dispersar los contaminantes son causados por el perfil vertical de la velocidad del viento y por el calentamiento de la superficie terrestre debido a la acción solar. Esto origina la turbulencia atmosférica que está constantemente evolucionando, propagándose, rompiéndose, estrechándose y disipándose.

Los contaminantes emitidos a la atmósfera se dispersan más o menos rápidamente bajo la influencia de los movimientos turbulentos. Sin embargo, hasta el presente, no ha sido formulada y desarrollada una única descripción teórica de los procesos de dispersión atmosférica. Por lo tanto, no existe un único modelo que describa todos los aspectos importantes del problema. En su lugar, los esfuerzos teóricos han sido dirigidos básicamente hacia tres tipos de desarrollos:

- a) modelos que incluyen el cierre de la turbulencia, entre los que la hipótesis del transporte-gradiente (cierre de primer orden) constituye un caso especial,
- b) modelos basados en la teoría estadística de la turbulencia,
- c) modelos fundamentados en la hipótesis de la semejanza lagrangeana.

En los modelos que incluyen el cierre de la turbulencia, los procesos de dispersión están formulados en función de la ecuación de conservación de los contaminantes. La teoría estadística es un procedimiento con base cinemática, en la que la dispersión de los contaminantes en la atmósfera, es función de las propiedades estadísticas del movimiento del fluido. La teoría de la semejanza lagrangeana es, cronológicamente, la más reciente. En ella se postulan los parámetros físicos que intervienen en el

control de los procesos de difusión y, mediante el análisis dimensional, se encuentran las fórmulas que relacionan la difusión atmosférica con esos parámetros. Esta teoría incluye la descripción de la dispersión de contaminantes emitidos desde fuentes elevadas en condiciones convectivas y, en este caso, se denomina "semejanza aplicada a la capa mezclada".

4.2 Teoría del transporte-gradiente (teoría "K")

Todos los modelos que incluyen el cierre de la turbulencia se aplican a una ecuación de conservación de los contaminantes que son dispersados. Si C es la concentración instantánea de contaminantes en el aire, la ecuación de continuidad puede ser escrita de la siguiente forma:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = - \left[\frac{\partial(uC)}{\partial x} + \frac{\partial(vC)}{\partial y} + \frac{\partial(wC)}{\partial z} \right] + \text{fuentes} + \text{sumideros} \quad (4.1)$$

donde

t es la escala temporal,
 u , v y w son las componentes del vector velocidad del fluido en las direcciones de los ejes x , y y z .

La expresión (4.1) establece que la concentración de contaminantes en un volumen de aire que se mueve con el fluido, sólo cambia debido a la acción de las fuentes de emisión o los sumideros que se presentan dentro de ese volumen.

Para describir el comportamiento de la concentración media y obtener la desviación estadística media de una posición dada (x , y , z), la concentración (C) y la velocidad del flujo del aire (u , v , w) instantáneas, se descomponen mediante la aplicación de la hipótesis de Reynolds (1984) para flujos turbulentos, de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
u &= \bar{u} + u' \\
v &= \bar{v} + v' \\
w &= \bar{w} + w' \\
C &= \bar{C} + C'
\end{aligned}
\tag{4.2}$$

donde la "barra" indica promedio, y el "primado" fluctuación turbulenta. Una discusión de las condiciones necesarias que debe cumplir una variable para que sea válida esta descomposición fueron analizadas por Lumley y Panofsky (1964) y Mazzeo (1982a).

Aplicando las expresiones (4.2) a la igualdad (4.1) y promediando, se obtiene:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} = & -\bar{u} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} - \left[\frac{\partial (\overline{u' C'})}{\partial x} + \frac{\partial (\overline{v' C'})}{\partial y} + \frac{\partial (\overline{w' C'})}{\partial z} \right] + \\
& + \text{fuentes} + \text{sumideros}
\end{aligned}
\tag{4.3}$$

La ecuación (4.3) establece que el cambio temporal de la concentración media de los contaminantes del aire, en una posición dada (miembro de la izquierda) se debe a la advección de los contaminantes mediante el campo del flujo medio (tres primeros términos del miembro de la derecha) más la divergencia de los flujos turbulentos de los contaminantes (términos entre corchetes) más las fuentes y los sumideros. Para resolver la ecuación (4.3), con el objeto de encontrar \bar{C} , se necesita conocer el campo del flujo medio. Por ejemplo, este campo puede ser obtenido mediante mediciones específicas, descripciones matemáticas del campo del flujo o de soluciones simultáneas de las ecuaciones de movimiento de Navier-Stokes (Landau y Lifshitz, 1959). Asimismo, es necesario conocer las condiciones apropiadas de contorno y las fuentes y los sumideros, juntamente con los flujos turbulentos. Conociendo el campo de la velocidad media del viento, para resolver la ecuación (4.3) se utiliza, generalmente, la teoría del transporte gradiente, que relaciona los flujos turbulentos de los contaminantes con el gradiente de la concentración media en la dirección del flujo (Sutton, 1953):

$$\overline{u_i' c'} = -k_{ij} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (4.4)$$

con $u_1 = u$; $u_2 = v$ y $u_3 = w$ (velocidad vertical del flujo) y $x_1 = x$; $x_2 = y$; $x_3 = z$ y donde k_{ij} son constantes de proporcionalidad, denominadas coeficientes de difusión turbulenta o difusividades turbulentas. Debido a que $\overline{u_i' c'}$ y $\partial \bar{c} / \partial x_j$ son vectores, las difusividades turbulentas constituyen un tensor de segundo rango. La expresión (4.4) puede ser simplificada suponiendo que los elementos ubicados fuera de la diagonal principal del tensor son nulos (Calder, 1965; Monin y Yaglom, 1971; Mazzeo, 1980). Sin embargo, debe señalarse que no existen razones "a priori" para esperar que los elementos fuera de la diagonal principal del tensor sean nulos, como lo expresan Lettau (1952) y Corrsin (1974). Con los elementos fuera de la diagonal principal iguales a cero, la expresión (4.3) se reduce a la siguiente:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{c}}{\partial t} = & -\bar{u} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} - \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(k_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_y \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) \right] + \text{fuentes} + \text{sumideros} \end{aligned} \quad (4.5)$$

que constituye la forma en que se expresa la (4.3) cuando se utiliza un cierre de primer orden. Por razones de conveniencia se expresan $k_{xx} = k_x$; $k_{yy} = k_y$ y $k_{zz} = k_z$.

La teoría del transporte gradiente surge de la analogía entre los procesos correspondientes al transporte turbulento y al transporte molecular de cantidad de movimiento, calor o materia. En el primero, los remolinos son los responsables del transporte, de la misma manera, en forma conceptual, en que el movimiento molecular origina el fenómeno de transporte en el segundo caso. Sin embargo, cabe señalar que el coeficiente de difusividad turbulenta es una propiedad del flujo y no del fluido.

La utilización de este modelo implica que la escala del proceso de transporte sea mucho menor que la longitud característica,

a lo largo de la cual los perfiles cambian.

La expresión (4.5) puede ser simplificada si se consideran las siguientes suposiciones:

- el eje $x > 0$ coincide con la dirección del viento medio (por lo tanto $\bar{v} = \bar{w} = 0$),
- el eje y es horizontal y perpendicular a x ,
- el eje z está en la dirección vertical,
- la velocidad media del viento es función sólo de la altura, es decir, $\bar{u} = \bar{u}(z)$,
- el transporte debido al flujo medio en la dirección x es mucho más importante que el debido al flujo turbulento en esa dirección (Pasquill, 1974), entonces:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[k_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \right] \ll \bar{u}(z) \frac{\partial \bar{c}}{\partial x}$$

Mediante estas consideraciones, despreciando los términos correspondientes a las fuentes y sumideros e integrando con respecto a y , se obtiene la siguiente forma de la expresión (4.5):

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{c}_y}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left[k_z \frac{\partial \bar{c}_y}{\partial z} \right] \quad (4.6)$$

Para hallar una solución de la expresión (4.6) puede suponerse que el perfil de la velocidad del viento responde a la siguiente variación potencial (Frost, 1949; Mazzeo, 1977):

$$\bar{u}(z) = \bar{u}(z_1) \left(\frac{z}{z_1} \right)^m \quad (4.7)$$

donde z_1 es una altura de referencia y m depende de la estabilidad de la atmósfera, de la rugosidad del terreno y de la altura (Mazzeo, 1977).

Por otra parte, con la suposición de una difusividad turbulenta constante el proceso de difusión es denominado "fickiano" (Slade, 1968). Si bien esta aproximación puede ser aplicable a la atmósfera, no es correcta en la capa límite planetaria, debido a que ésta está caracterizada por una marcada cortante vertical del viento y grandes variaciones con la altura del gradiente de temperatura, debidas al flujo de calor.

Algunos autores han considerado una variación potencial del coeficiente K_z con la altura (Sutton, 1953; Pasquill, 1974), según la expresión:

$$K_z = K_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^n \quad (4.8)$$

donde K_1 es una constante y corresponde a $K(z)$ en la altura z_1 y n depende de la estabilidad de la atmósfera y la rugosidad del terreno (Mazzeo y Venegas, 1982).

Una extensión de la teoría "K", teniendo en cuenta la rugosidad de la superficie (z_0) fue desarrollada por Calder (1949) obteniendo soluciones, verificadas experimentalmente, hasta distancias de 1 km desde la fuente de emisión, en condiciones adiabáticas.

La variación con la estabilidad atmosférica fue introducida por Deacon (1949) quien obtuvo una solución para una fuente lineal infinita ubicada en superficie en condiciones diabáticas.

A partir de la expresión (4.4) se deduce que en el caso de turbulencia principalmente mecánica, K_{ij} coincidirá con el coeficiente de difusividad turbulenta para la cantidad de movimiento, K_M ; pero cuando existe una fuerte convección térmica se verificará, con mejor aproximación, que $K_{ij} = K_H$ (coeficiente de difusividad turbulenta para el calor).

Por lo tanto, a pesar de que no existen mediciones directas de K_z , es posible relacionar la difusividad turbulenta vertical para los contaminantes con las difusividades turbulentas de

otras magnitudes. Swinbank (1968) en base a mediciones, sugirió que las difusividades turbulentas para el calor y los contaminantes son iguales. Asimismo, Businger (1966) remarcó que sobre el océano K_z es igual a K_M y no a K_H .

De acuerdo con Monin y Yaglom (1971), teniendo en cuenta la semejanza que gobierna los procesos físicos de intercambio de calor y de contaminantes, sus difusividades turbulentas pueden ser consideradas iguales y deben distinguirse de la difusividad de la cantidad de movimiento (K_M) ya que ésta está influenciada por las fluctuaciones de la presión además de la mezcla turbulenta.

Mazzeo (1980) menciona que la suposición de $K_z = K_M$ implica un error del 30 % para una capa límite de superficie neutralmente estratificada. Mazzeo y Venegas (1982) obtienen el mismo resultado en el caso neutral y una diferencia mayor para una capa inestable, concluyendo además que la igualdad entre K_z y el coeficiente de difusividad turbulenta para el calor (K_H) se ajusta mejor a los datos experimentales, que la suposición $K_z = K_M$.

Asimismo, el coeficiente de difusión turbulenta para una fuente de emisión instantánea es diferente del correspondiente a una fuente continua. Mazzeo y Venegas (1983c) encuentran que para emisiones instantáneas de contaminantes, el coeficiente de dispersión depende del tiempo, y si la fuente es continua depende de la altura. En ambos casos las funciones son diferentes de acuerdo con la distribución de la concentración de contaminantes supuesta.

La aplicación de la teoría "K" se basa en la posibilidad de poder obtener resultados matemáticos explícitos de la ecuación de difusión, más que en su intrínseco significado físico. Sin embargo, aunque todas las derivaciones de esta teoría dependen, en última instancia, de la validez de suponer un transporte gradiente simple, y que el flujo de una cantidad es proporcional al gradiente de esa propiedad, puede afirmarse que provee resultados prácticos satisfactorios.

La teoría "K" es ampliamente aplicable a los estudios de evaporación y conducción del calor desde la superficie terrestre, la que es considerada como una fuente infinita, horizontal y plana, al estudio de la distribución de momento en la capa límite planetaria y al depósito de aerosoles (Davidson y Herbach, 1962), entre otros.

4.3 Teoría estadística de la turbulencia

La teoría estadística de la turbulencia estudia la historia del movimiento de partículas individuales en un fluido y determina a partir de éstas, las propiedades estadísticas necesarias para representar los procesos de difusión.

Taylor (1921) desarrolló un teorema fundamental de difusión cuyo resultado se aplica sobre un eje espacial (bi o tridimensional) en un flujo estacionario y homogéneo. En este trabajo, sólo se presentará para la dispersión lateral.

Considerando un flujo homogéneo en estado estacionario, es decir, aquél en el que las propiedades estadísticas del movimiento en cada punto y en todo tiempo son iguales, la función de autocorrelación lagrangeana $[R_{L_v}(\xi)]$, con un desplazamiento temporal ξ está definida por:

$$R_{L_v}(\xi) = \frac{\overline{v'(t) v'(t+\xi)}}{\overline{v'^2}} \quad (4.9)$$

donde $v'(t)$ es la velocidad lateral turbulenta para una parcela específica de aire al tiempo (t) y $v'(t+\xi)$ es la velocidad lateral turbulenta de la misma parcela al tiempo $(t+\xi)$. Por tratarse de la dispersión lateral, $\bar{v} = 0$. Por lo tanto, $R_{L_v}(\xi)$ es el coeficiente de correlación entre el valor v' que tiene la parcela de aire en cualquier instante y el valor v' de esa parcela luego de un intervalo de tiempo (ξ) . Debido a la suposición de homogeneidad y de estacionalidad del flujo, no es nece-

sario especificar el tiempo y el lugar de las mediciones, por lo tanto, $R_{Lv}(\xi)$ dependerá sólo de los desplazamientos temporales. La expresión (4.9) puede expresarse de la siguiente forma:

$$\int_0^t v'(t) v'(t+\xi) d\xi = \overline{v'^2} \int_0^t R_{Lv}(\xi) d\xi \quad (4.10)$$

que puede escribirse:

$$\overline{v'^2} \int_0^t R_{Lv}(\xi) d\xi = v'(t) \int_0^t v'(t+\xi) d\xi \quad (4.11)$$

El miembro de la derecha es el promedio de las distancias laterales que recorren distintas parcelas de aire en el tiempo (t) multiplicado por su velocidad en el mismo tiempo. Por lo tanto, la igualdad (4.11) puede ser expresada de la siguiente forma:

$$\overline{v'^2} \int_0^t R_{Lv}(\xi) d\xi = \overline{v'(t) Y} \quad (4.12)$$

donde Y es la distancia recorrida por la parcela de aire en el tiempo t . Pero, siendo:

$$\overline{v'(t) Y} = \frac{1}{2} \frac{d(\overline{Y^2})}{dt} \quad (4.13)$$

al combinar esta relación con la (4.12), resulta:

$$(\overline{Y^2}) = 2 \overline{v'^2} \int_0^{\zeta_1} \int_0^t R_{Lv}(\xi) d\xi dt \quad (4.14)$$

El parámetro $(\overline{Y^2})$ es el promedio del cuadrado de la distancia lateral recorrida por las parcelas de aire en el tiempo ζ_1 . Por lo tanto, representa una medida de la dispersión de la pluma de contaminantes. La expresión (4.14) es la fórmula de dispersión obtenida por Taylor (1921). La importancia de esta expresión consiste en reducir el problema de la dispersión en un flujo turbulento estacionario y homogéneo a relaciones entre la correlación de la velocidad de una parcela en un tiempo (t) con su velocidad a un tiempo (ξ) después.

Cuando ζ_1 es pequeño, tal que $R_{Lv}(\zeta_1)$ tiende a 1, la ecuación (4.14) se reduce a:

$$\int_0^{\zeta_1} \int_0^t d\xi dt = \frac{1}{2} \zeta_1^2$$

luego,

$$\overline{Y^2} = \overline{v'^2} \zeta_1^2 \quad (4.15)$$

Esta última igualdad indica que, para tiempos pequeños, la dispersión lateral es proporcional a ζ_1 .

Para tiempos grandes, $R_{Lv}(\zeta_1)$ tenderá a cero. Introduciendo la escala temporal lagrangeana (t_{Lv}) :

$$t_{Lv} = \int_0^{\infty} R_{Lv}(\xi) d\xi \quad (4.16)$$

la expresión (4.14) puede escribirse:

$$2 \overline{\sigma^2} \int_0^{\zeta_1} t_{L_v} d\xi = 2 \overline{\sigma^2} \zeta_1 t_{L_v}$$

es decir,

$$\overline{Y^2} = 2 \overline{\sigma^2} t_{L_v} \zeta_1 \quad (4.17)$$

Por lo tanto, para tiempos de recorrido (ζ_1) grandes, la dispersión lateral es proporcional a $\zeta_1^{1/2}$.

Una reformulación de la hipótesis de Taylor, fue desarrollada por Kampé de Fériet (1939). La integración de la expresión (4.14) por partes, permite escribir:

$$\begin{aligned} \overline{Y^2} &= 2 \overline{\sigma^2} \int_0^{\zeta_1} \left[\int_0^t R_{L_v}(\xi) d\xi \right] dt \\ \overline{Y^2} &= 2 \overline{\sigma^2} \left\{ \left[t \int_0^t R_{L_v}(\xi) d\xi \right]_0^{\zeta_1} - \int_0^{\zeta_1} \xi R_{L_v}(\xi) d\xi \right\} \\ \overline{Y^2} &= 2 \overline{\sigma^2} \left\{ \zeta_1 \int_0^{\zeta_1} R_{L_v}(\xi) d\xi - \int_0^{\zeta_1} \xi R_{L_v}(\xi) d\xi \right\} \end{aligned}$$

mediante la cual se obtiene la forma presentada por Kampé de Fériet de la expresión de Taylor:

$$\overline{Y^2} = 2 \overline{\sigma^2} \int_0^{\zeta_1} (\zeta_1 - \xi) R_{L_v}(\xi) d\xi \quad (4.18)$$

La función de autocorrelación está relacionada con el espectro de potencia mediante la transformada inversa de Fourier (Pas-

quill, 1974):

$$\mathcal{R}_{L_v}(\xi) = \int_0^{\infty} F_{L_v}(n_1) \cos(2\pi n_1 \xi) dn_1 \quad (4.19)$$

donde F_{L_v} es el espectro lagrangeano normalizado de potencia, de la componente lateral de la velocidad y n_1 es la frecuencia. Reemplazando la expresión (4.19) en la (4.18) se encuentra:

$$\bar{Y}^2 = 2 \bar{v}^2 \int_0^{\delta_1} (\delta_1 - \xi) \int_0^{\infty} F_{L_v}(n_1) \cos(2\pi n_1 \xi) dn_1 d\xi \quad (4.20)$$

Como la integral de Fourier es convergente, se puede cambiar el orden de integración. Luego, la expresión (4.20) puede ser escrita de la siguiente manera:

$$\bar{Y}^2 = 2 \bar{v}^2 \int_0^{\infty} F_{L_v}(n_1) \left[\int_0^{\delta_1} (\delta_1 - \xi) \cos(2\pi n_1 \xi) d\xi \right] dn_1 \quad (4.21)$$

Integrando la expresión encerrada entre corchetes en la igualdad (4.21), resulta:

$$\int_0^{\delta_1} (\delta_1 - \xi) \cos(2\pi n_1 \xi) d\xi = \left[- \frac{\cos^2(2\pi n_1 \xi)}{(2\pi n_1 \xi)^2} \right]_0^{\delta_1}$$

que permite escribir la expresión (4.21) de la siguiente forma:

$$\bar{Y}^2 = 2 \bar{v}^2 \int_0^{\infty} F_{L_v}(n_1) \left[\frac{1 - \cos^2(2\pi n_1 \delta_1)}{(2\pi n_1 \delta_1)^2} \right] dn_1 \quad (4.22)$$

que coincide con la expresión encontrada por Kampé de Fériet (1939). La relación (4.22) puede ser reducida a:

$$\overline{Y^2} = \overline{z_1^2} \overline{u^2} \int_0^{\infty} F_{L_v}(n_1) \left[\frac{\sin(\pi n_1 \overline{z_1})}{(\pi n_1 \overline{z_1})} \right]^2 dn_1 \quad (4.23)$$

De esta forma, la expresión (4.23) conserva una propiedad básica de la dispersión atmosférica de contaminantes emitidos en forma continua desde una fuente puntual. Para tiempos de recorrido pequeños, la integral se aproxima a la unidad, y como consecuencia, las oscilaciones de la velocidad del viento correspondientes a todas las frecuencias contribuyen a la dispersión de la pluma. Para tiempos de recorrido ($\overline{z_1}$) grandes, las oscilaciones correspondientes a las bajas frecuencias de la velocidad del viento dominarán el proceso de dispersión. De esta manera, como las dimensiones de la pluma aumentan con el tiempo de recorrido, disminuye la eficiencia de los torbellinos más pequeños en la difusión de los contaminantes.

4.4 Teoría de la semejanza lagrangeana

La teoría de la semejanza lagrangeana se basa en la hipótesis de que las propiedades de una pluma que se dispersa en la atmósfera permanecen constantes en todo el flujo. Esto significa que la forma característica de la pluma es la misma y sólo se altera su dimensión aumentando con la distancia.

Varios autores (Monin, 1959; Ellison, 1959; Batchelor, 1964) propusieron un método destinado a determinar las funciones estadísticas de una partícula emitida en una capa límite de superficie en condiciones de neutralidad. Posteriormente, se realizaron varios intentos de extensión de este procedimiento a una atmósfera diabáticamente estratificada (Gifford, 1962; Cermak, 1963; Pas-

quill, 1966; Chatwin, 1968; Venegas, 1981; Mazzeo y Venegas, 1982; Mazio, 1985).

El comportamiento estadístico de una parcela individualizada en la capa límite de superficie es función de las velocidades de Lagrange del fluido. Las características eulerianas de un flujo turbulento en una capa límite de superficie neutral están totalmente caracterizadas por la velocidad de fricción (u_{*o}), definida por la expresión (3.3):

$$u_{*o} = \left(\frac{z_o}{\rho} \right)^{1/2} \quad (4.24)$$

Si se supone que las propiedades estadísticas de Lagrange, en la capa límite de superficie, están también caracterizadas por u_{*o} , es posible hacer las siguientes dos hipótesis:

- a) las propiedades estadísticas de la velocidad de una partícula de fluido individualizada, un instante t después de su emisión desde una fuente ubicada en superficie, dependen de u_{*o} y de t ,
- b) la altura z_s a la cual una partícula ha sido emitida en el instante $t = 0$, afecta las propiedades estadísticas del movimiento en los alrededores de la fuente. Sin embargo, transcurrido un tiempo suficientemente largo, las propiedades estadísticas de la velocidad de la partícula habrán perdido toda dependencia de z_s y se aproximarán a las de una partícula emitida a nivel del suelo en un instante anterior t_1 , siempre que $t \gg t_1$ donde t_1 es del orden de z_s/u_{*o} .

Si \bar{z} constituye la altura media de la pluma de contaminantes, definida por:

$$\bar{z} = \frac{\int_0^{\infty} z \bar{C}(z) dz}{\int_0^{\infty} \bar{C}(z) dz} \quad (4.25)$$

la hipótesis de la semejanza lagrangeana, de acuerdo con las consideraciones a) y b), postula que la variación temporal de \bar{z} , en condiciones neutrales, está representada por la siguiente expresión:

$$\frac{d\bar{z}}{dt} = b u_{*0} \quad (4.26)$$

donde b es una constante de proporcionalidad.

En el caso de condiciones no neutrales deben incorporarse algunos parámetros que caracterizan la estratificación térmica del fluido. De acuerdo con la hipótesis de la semejanza euleriana de Monin-Obukhov (descrita en la sección 3), cuando la turbulencia es estacionaria y homogénea en el plano horizontal, el régimen turbulento está completamente definido por u_{*0} y la longitud L (expresión (3.5)). Gifford (1962) considera la difusión de partículas en una atmósfera térmicamente estratificada y sugiere, mediante consideraciones adimensionales, que la expresión (4.26) debe escribirse:

$$\frac{d\bar{z}}{dt} = b u_{*0} F(\bar{z}/L) \quad (4.27)$$

Esta hipótesis, es complementada con la suposición de que la velocidad horizontal media ($d\bar{x}/dt$) de los contaminantes, a la distancia x , está dada por:

$$\frac{d\bar{x}}{dt} = \frac{\int_0^{\infty} \bar{u}(z) \bar{c}(z) dz}{\int_0^{\infty} \bar{c}(z) dz} \quad (4.28)$$

y es igual a la velocidad del viento a la altura $c\bar{z}$:

$$\frac{d\bar{x}}{dt} = \bar{u} (c \bar{z}) \quad (4.29)$$

donde el valor de c depende de la distribución vertical de los contaminantes y de la forma del perfil vertical del viento. Sin embargo, $c \approx 0.6$ en condiciones neutrales (Chatwin, 1968; Mazzeo y Venegas, 1984b; Mazio, 1985).

Dividiendo la expresión (4.27) por la (4.29), e integrando utilizando una expresión apropiada para la velocidad del viento (\bar{u}) (Businger, 1973) puede obtenerse la variación de la coordenada media vertical (\bar{z}) en función del desplazamiento horizontal medio (\bar{x}) de la pluma de contaminantes (Gifford, 1962; Pasquill, 1966, 1970; Venegas, 1981, Mazzeo y Venegas, 1982; Mazio, 1985). Por lo tanto, la dispersión vertical para una fuente ubicada en superficie puede ser estimada conociendo b y c , y las formas funcionales de $F(\bar{z}/L)$.

Varios autores (Gifford, 1962; Cermak, 1963; Pasquill, 1966; Klug, 1968; Mazzeo, 1978c) han estudiado expresiones semiempíricas de $F(\bar{z}/L)$. Mazzeo (1978c) establece una equivalencia entre $d\bar{z}/dt$ y la desviación estandar de la velocidad vertical (σ_w). Venegas (1981) aplicando una solución de la ecuación parabólica de difusión determina que

$$F\left(\frac{\bar{z}}{L}\right) = \phi_H^{-1}\left(\frac{\bar{z}}{L}\right) \quad (4.30)$$

donde $\phi_H\left(\frac{\bar{z}}{L}\right)$ es el perfil adimensional de temperatura (Businger y otros, 1971; Mazzeo, 1982a) (incluido en la expresión (3.12)). Asimismo, Mazzeo y Venegas (1982) han combinado las expresiones (4.27) y (4.29) considerando los perfiles adimensionales de temperatura (ϕ_H) y de la cantidad de movimiento (ϕ_M) (expresiones (3.14) a (3.17)) en la relación (4.27). Las curvas obtenidas por ambos procedimientos fueron comparadas con los valores ex-

perimentales del Proyecto Prairie Grass (Barad, 1958) concluyendo que ϕ_{μ} se adapta mejor a los valores observados.

5. CAPA LIMITE CONVECTIVA

5.1 Características generales

La capa límite convectiva es la región de la atmósfera que está afectada directamente por el calentamiento solar de la superficie terrestre, que origina movimientos de ascenso y descenso asociados con una marcada mezcla turbulenta vertical. Esta condición conocida con el nombre de "convección libre" ocurre cuando la turbulencia atmosférica es independiente de la fuerza de rozamiento en superficie (Mazzeo, 1982c).

En latitudes medias, esta capa se extiende hasta alturas típicas del orden de 1 km durante el mediodía. Su límite superior está generalmente determinado por una "inversión" de temperatura.

Las características de los perfiles verticales típicos de los valores medios de la velocidad del viento (\bar{u}), de la temperatura potencial ($\bar{\theta}$) y de la humedad relativa (HR), en una capa límite atmosférica convectiva, se presentan en la Figura 5.1. Se observa que, en una amplia franja vertical de la atmósfera, la distribución de los valores medios de la velocidad del viento y de la temperatura potencial son casi constantes con la altura, como consecuencia de la fuerte mezcla vertical producida por los procesos convectivos. Asimismo, la variación vertical de ambas variables está confinada a una región de poco espesor cercana a la superficie del suelo. Por otra parte, el marcado aumento de la velocidad media del viento observado durante el día cerca de la capa de la inversión superior está relacionado, posiblemente, con el transporte de cantidad de movimiento y de calor hacia las regiones superiores de la capa límite (Kaimal y otros, 1976).

Hasta la altura de la inversión, el perfil medio de la humedad relativa presenta un comportamiento similar al de la temperatura potencial. Sin embargo, la mezcla del aire que ocurre cuando las térmicas penetran en la atmósfera libre (Jensen y Lenschow, 1978) origina, generalmente, un calentamiento y un secamien-

to del aire.

En la Figura 5.1 también se presenta una división ideal de la capa límite convectiva en varias regiones internas (Kaimal y otros, 1976):

- la capa límite de superficie ($0 \leq z \leq |L|$), en la cual la variación vertical de la velocidad media del viento tiene una importancia relevante. Asimismo, las características de los perfiles y de las propiedades turbulentas son independientes del espesor (z_i) de la capa límite convectiva, y es válida la hipótesis de la semejanza euleriana de Monin-Obukhov (Mazzeo, 1982b). Las escalas características de velocidad y de temperatura del aire son: la velocidad de fricción (u_{*o}) y la temperatura característica (T_*). Los parámetros adimensionalizados por estas escalas son funciones universales de $z/|L|$ (sección 3),
- la capa de convección libre ($|L| < z < 0.1 z_i$), también llamada capa intermedia o de superposición. En ella, las escalas de Monin-Obukhov y la convectiva son válidas. El espesor de esta capa depende del valor de $z_i/|L|$ (Panofsky, 1978). En la atmósfera convectiva este cociente es del orden de 100, de manera que, en general, la capa de superposición existirá siempre que $z_i/|L| > 10$. Si $z_i/|L| \ll 10$, hay una zona entre la capa límite de superficie y la convectiva, donde ni las escalas de Monin-Obukhov, ni las convectivas son adecuadas, debido a que las características adimensionales turbulentas dependen simultáneamente de z/z_i y de $z/|L|$. Algunos autores (Wyngaard y otros, 1971; Mazzeo, 1982 a, c) presentan como parámetros esenciales de esta capa a: z , $\overline{w'\tau'}$ y g/T_m , que permiten obtener las siguientes escalas de velocidad y temperatura:

$$u_f = \left[z \frac{g}{T_m} \overline{w'\tau'} \right]^{1/3} \quad (5.1)$$

$$T_f = \frac{\overline{w'T'}}{u_f} \quad (5.2)$$

Los parámetros adimensionalizados por u_f y T_f son constantes.

- la capa mezclada ($0.1 z_i \leq z \leq 0.9 z_i$), en la cual z_i es utilizada como escala característica de longitud. Estudios numéricos (Deardorff, 1970a, 1972) indican que, en esta zona de la atmósfera, la intensidad del flujo de calor y de la turbulencia, son sólo funciones de z/z_i y de una velocidad característica convectiva, w_* , definida por:

$$w_* = \left[\frac{g}{T_m} \overline{w'T'} z_i \right]^{1/3} \quad (5.3)$$

- la capa de interfase ($0.9 z_i < z \leq 1.2 z_i$) donde se observan los efectos de la mezcla entre la atmósfera libre y la capa límite.

Existen discrepancias entre los métodos destinados a la determinación de z_i . Algunos autores (Tennekes, 1970; Zilitinkevich, 1972; Clarke y Hess, 1973) han sugerido que este espesor es función de la altura de la capa de Ekman, $\propto u_* / f$ (sección 3). Sin embargo, estudios posteriores realizados por Deardorff (1974), Kaimal y otros (1976) y Caughey y Palmer (1979), indican que en la capa límite convectiva las propiedades de la turbulencia son esencialmente independientes de la velocidad de fricción y del parámetro de Coriolis. Por lo tanto, se sugiere que z_i está determinado por la altura de la base de la inversión más baja.

Asimismo, durante el atardecer, los procesos convectivos que caracterizan a la capa límite convectiva desaparecen en forma bastante abrupta (Kaimal y otros, 1976). El flujo de calor a través de toda la capa, se vuelve negativo en minutos, pero sorprenden-

temente, éste tiende a propagarse desde el tope de la capa hacia la superficie. Esta transición ocurre alrededor de una hora antes del amanecer. Luego de la puesta del sol, y a medida que la temperatura del suelo disminuye, se desarrolla una capa de inversión cerca de la superficie, que continúa profundizándose durante el anochecer.

5.2 Estructura de la capa límite convectiva

La transferencia de calor, humedad y cantidad de movimiento desde la superficie hacia la capa límite subyacente se observa simultáneamente con elementos convectivos discretos, llamados "térmicas". Si bien existen diferentes definiciones de las térmicas, se las puede considerar (Lenschow y Stephens, 1980) como parcelas de aire con empuje cuyo diámetro puede extenderse desde unas decenas de metros hasta kilómetros (Warner y Telford, 1963; Lenschow, 1970; Frisch y otros, 1976; Jensen y Lenschow, 1978) y que se desarrollan sobre la superficie terrestre con aire considerablemente más caliente que el entorno. En el tope de la capa límite, las térmicas pueden perder su empuje, pero poseen aún la cantidad de movimiento suficiente como para distorsionar la capa de la inversión, introduciendo aire más caliente, y luego retornando nuevamente hacia la capa mezclada.

Si bien existen otros elementos convectivos, por ejemplo, rollos longitudinales, torbellinos de polvo, y pequeños torbellinos de menor escala, las térmicas constituyen el sistema dominante en la mezcla turbulenta en situaciones marcadamente convectivas, transportando cantidad de movimiento, vapor de agua y energía turbulenta desde cerca de la superficie hacia la capa mezclada.

Se han utilizado diferentes procedimientos para estudiar la estructura de las térmicas. Algunos de ellos incluyen las observaciones visuales de las características de las crestas del mar, mediciones directas desde aviones (Warner y Telford, 1962; Lens-

chow, 1970; Lenschow y Agee, 1976; Jensen y Lenschow, 1978), globos cautivos (Kaimal y otros, 1976), torres y sensores remotos de sondeos acústicos (Frisch y otros, 1976), lidar y radares.

Para poder analizar el comportamiento de las diferentes variables dentro y fuera de las térmicas, es necesario definir un "indicador" o una medida cuantitativa que identifique la presencia de una térmica. Algunas de las posibilidades incluyen valores "umbrales" de la temperatura, la velocidad vertical, la humedad o la intensidad de la turbulencia. Cada una de estas variables presenta ventajas y desventajas, ya que ninguna resulta ideal para todas las situaciones.

Un aumento de la temperatura, indica claramente la existencia de térmicas en la parte más baja de la capa convectiva. Además, este calentamiento es la principal fuerza generadora de la térmica y, en la zona más cercana a la superficie, el exceso de temperatura de una térmica es considerablemente mayor que el nivel de las fluctuaciones turbulentas de la temperatura dentro o fuera de las térmicas (Warner y Telford, 1967; Frisch y Businger, 1973; Manton, 1977). Sin embargo, en la parte superior de la capa límite, ese exceso está reemplazado por un déficit (Arnold, 1976), ya que el movimiento descendiente del aire del entorno, proveniente principalmente de térmicas en disipación, puede ser calentado y, en promedio, ser más caliente que la parte superior de las térmicas.

Por otro lado, la velocidad de ascenso es la principal respuesta de la térmica al aumento de la temperatura, y transporta las propiedades de la capa de superficie hacia la parte superior de la capa límite convectiva. Sin embargo, las fluctuaciones turbulentas de la velocidad vertical dentro y fuera de las térmicas (Manton, 1977) pueden ser más grandes que la velocidad vertical media de la térmica. Por lo tanto, para poder utilizar la velocidad vertical como indicador, es necesario realizar un promedio, lo cual hará que los límites de las térmicas sean poco definidos, eliminando también las de menor tamaño.

Otro indicador, es la intensidad de la turbulencia, pero es-

te parámetro puede causar dificultades en la definición de las térmicas, excepto cerca de la superficie, donde Khalsa y Businger (1977) han encontrado que un filtrado adecuado de los torbellinos característicos de las altas frecuencias, puede permitir utilizar éste como un indicador útil.

Por otra parte, la humedad relativa es un indicador similar a la temperatura, en la parte más baja de la capa límite convectiva, donde el exceso de humedad es mucho mayor que el nivel de las fluctuaciones turbulentas de ésta dentro y fuera de las térmicas. En la parte baja de la capa límite convectiva la temperatura y la humedad están bien correlacionadas, aún cuando las longitudes de onda de los procesos atmosféricos sean pequeñas (Wyngaard y otros, 1978). Por lo tanto, en la parte inferior de la capa límite, la temperatura y la humedad dan resultados casi idénticos como indicadores de la existencia de las térmicas (Coulman, 1978).

A mayores alturas, en la capa límite, la humedad en una térmica continúa siendo mayor que en su entorno debido a que en éste el gradiente medio de la humedad permanece negativo (Wyngaard y otros, 1978). De esta manera, la humedad permanece como un indicador de la existencia de estructuras térmicas a través de la capa mezclada.

Lenschow y Stephens (1980) estudiaron la estructura de las térmicas en la capa límite atmosférica utilizando un valor umbral de la humedad, como indicador de las térmicas. Esos autores utilizaron datos observacionales de las tres componentes de la velocidad del aire, la temperatura y la humedad obtenidos en diferentes vuelos, durante el experimento AMTEX (Air Mass Transformation Experiment). Las mediciones fueron realizadas en varios niveles, desde los 30 m sobre la superficie, hasta cerca del tope de la capa límite, sobre el mar al Este de China, en febrero de 1975, durante una irrupción de aire frío proveniente de Asia sobre el mar relativamente más caliente. Lenschow y Agee (1976) describen el experimento, y mayores detalles son presentados por Wyngaard y otros (1978) y por Lenschow y Stephens (1980). Los va-

lores de $|\Delta|$ variaron entre 22 m y 76 m, la altura de la capa límite convectiva alcanzó valores desde 1010 m y 1900 m y la velocidad media del viento, en los niveles más bajos estuvo comprendida entre 3 ms^{-1} y 15 ms^{-1} . Inicialmente, los datos de 20 muestreos fueron sometidos a un filtro digital de "pasa alto", con una longitud de onda de corte de alrededor de 5 km, con el fin de eliminar las variaciones o efectos producidos por la actividad convectiva de escalas mayores (áreas con calles de nubes, células convectivas, sistemas convectivos de mesoescala, etc.). Los segmentos de las series temporales, de al menos 25 m de extensión para los cuales la humedad era superior que la media en más de la mitad de la desviación estandar (valor umbral), eran considerados estructuras térmicas. Los segmentos de al menos 25 m de largo, eran tomados separadamente y consistieron entre el 5 % y el 8 % del registro total.

Asimismo, Lenschow y Stephens (1980) hallaron que el área correspondiente a las térmicas variaba entre el 20 y el 30 % de la superficie total, en la capa mezclada. Debido a que entre el 5 y el 8 % del área fue excluido de las térmicas y del entorno, el área cubierta por el entorno variaba entre el 62 y el 75 %.

Para simplificar el análisis posterior, puede considerarse sólo el campo de térmicas y su entorno, y distribuir la porción excedente del área de manera tal que el 28 % del área total sea asignado a las térmicas y el restante 72 % al entorno.

También se ha observado que el tamaño de las térmicas cambia con la altura. Lenschow (1970) indica que las térmicas a 450 m de altura tienen un tamaño dos veces mayor que el observado a 100 m sobre la superficie. Lenschow y Stephens (1980) presentan una expresión de la longitud media adimensionalizada del diámetro de los segmentos intersecados por térmicas, en función de z / z_i , pero incluye la restricción de que sólo se consideraran los segmentos mayores que 25 m, con lo cual excluye un gran número de segmentos más pequeños.

Por otra parte, Kaimal y otros (1976) mediante el análisis espectral de los datos observados de Kansas (EE.UU.) (Kaimal y

otros, 1972) obtienen que la longitud de onda máxima (λ_{m_w}) en el espectro de la velocidad vertical, que puede considerarse como una dimensión típica del diámetro característico de las térmicas, también presenta una variación con la altura. Esta longitud de onda es importante para los estudios del transporte turbulento en la capa límite y presenta la siguiente expresión en función de z/z_i :

$$\frac{\lambda_{m_w}}{z_i} = 5.9 \frac{z}{z_i} \quad (5.4)$$

válida cuando $z < 0.1 z_i$, que es precisamente el límite de la capa límite convectiva, como se indicó anteriormente.

Para alturas mayores que $0.1 z_i$, λ_{m_w} aumenta gradualmente con la altura, y finalmente se aproxima a un valor constante ($\approx 1.5 z_i$) en el rango $0.5 z_i < z < z_i$.

Combinando los resultados provenientes de experimentos micrometeorológicos llevados a cabo en Kansas y Minnesota (EE.UU.) Kaimal y otros (1976) aproximan λ_{m_w} , en las diferentes regiones de la capa límite convectiva, mediante las siguientes expresiones:

$$\lambda_{m_w} : \begin{cases} z (0.55 - 0.38 |z/L|)^{-1} & 0 \leq z \leq |L| \\ 5.9 z & |L| < z < 0.1 z_i \\ 1.5 z_i [1 - \exp(-5z/z_i)] & 0.1 z_i \leq z \leq z_i \end{cases} \quad (5.5)$$

Para las otras componentes de la velocidad, u y v , la longitud de onda del máximo espectral, adimensionalizada, muestra una pequeña variación con z/z_i .

En la Figura 5.2 se presenta la variación de λ_m/z_i en función de z/z_i (Kaimal y otros, 1976). Los valores para u , v y θ no fueron incluidos, pero su dispersión es alrededor del

doble de lo observado para la componente w . Sin embargo, el valor promedio para éstas es ≈ 1.3 y se acerca asintóticamente al límite de 1.5 registrado para w . Por lo tanto, en la capa mezclada se observa una marcada tendencia de las longitudes de onda, en todas las componentes, a ser iguales y aproximadamente 1.5 veces el espesor de la capa límite convectiva. Estas observaciones coinciden, en general con las obtenidas por Deardorff (1974) mediante modelos numéricos.

Otra característica importante observada en los experimentos realizados en la atmósfera y presentada por Lenschow (1970) consiste en una diferencia existente entre el tamaño y el número de las térmicas observadas durante los vuelos transversales a la dirección del viento y en la dirección de éste. Lenschow (1970) señala la existencia de una elongación de los torbellinos a lo largo de la dirección del viento, comparado con los de la dirección transversal. Sugiere además que las inhomogeneidades horizontales en la superficie terrestre, contribuyen a acentuar esta diferencia, ya que algunas térmicas pueden estar asociadas con características específicas del terreno, que generarían ondas alargadas en la dirección del viento.

Asimismo, Lenschow (1970) analiza las distribuciones de la probabilidad acumulada de ocurrencia de la temperatura y la velocidad vertical obtenidas a partir de una serie completa de observaciones realizadas a 100 m y 1000 m de altura. A partir de éstas, se verifica que pueden ser correctamente ajustadas por dos funciones normales, una correspondiente al entorno y otra para las fluctuaciones características de la zona de las térmicas, como se observa en las Figuras 5.3 (a y b) y 5.4 (a y b).

Por otra parte, el perfil medio de la velocidad ascensional adimensional de las térmicas ($\tilde{w}_T = \bar{w}_T/w_*$) en la capa de convección libre, puede ser representado por la siguiente expresión (Lenschow y Stephens, 1980):

$$\tilde{w}_T = a_1 \tilde{z}^{1/3} (1 - 1.1 \tilde{z}) \quad (5.6)$$

con $\alpha_1 = 1$ y $\tilde{z} = z/z_i$.

Manton (1977) obtuvo un valor $\alpha_1 = 0.7$, utilizando a la temperatura como indicador de la existencia de térmicas.

Considerando la expresión (5.6) Lenschow y Stephens (1980) encontraron que el flujo vertical de masa dentro de una térmica alcanza un valor máximo cerca de $\tilde{z} \approx 0.45$, y luego decrece hasta convertirse en despreciable cerca del tope de la capa mezclada. Debido a que el número de térmicas permanece aproximadamente constante por encima de la capa de superficie, puede concluirse que en la mitad inferior de la capa mezclada, las térmicas ingresan aire del entorno, mientras que en la mitad superior, domina el drenaje de aire desde las térmicas hacia el exterior.

Asimismo, otros parámetros importantes para caracterizar el campo de velocidad dentro de las térmicas y su entorno, son las varianzas asociadas con las fluctuaciones de la velocidad $(\overline{\sigma_w})_T^2$ y $(\overline{\sigma_w})_e^2$ respectivamente, definidas como:

$$(\overline{\sigma_w})_T^2 = \overline{(w_T - \bar{w}_T)^2} \quad (5.7)$$

$$(\overline{\sigma_w})_e^2 = \overline{(w_e - \bar{w}_e)^2} \quad (5.8)$$

donde w_T y w_e son los valores instantáneos de la velocidad vertical dentro y fuera de las térmicas, respectivamente.

Lenschow y Stephens (1982) presentan las siguientes expresiones para ambas varianzas adimensionalizadas:

$$\tilde{\sigma}_{w_T}^2 = \left[\left(\frac{\overline{\sigma_w}}{w_*} \right)_T \right]^2 = 2.2 \tilde{z}^{2/3} \left[1 - 2.18 \tilde{z}^{1/2} + 1.82 \tilde{z} - 0.55 \tilde{z}^2 \right] \quad (5.9)$$

$$\tilde{\sigma}_{w_e}^2 = \left[\left(\frac{\overline{\sigma_w}}{w_*} \right)_e \right]^2 = 2.2 \tilde{z}^{2/3} \left[1 - 1.64 \tilde{z}^{1/4} + 0.63 \tilde{z}^{1/2} + 0.15 \tilde{z} - 0.08 \tilde{z}^2 \right] \quad (5.10)$$

Cerca de la superficie ($\tilde{z} \rightarrow 0$) se verifica que $\overline{\sigma_{w_e}^2} \approx \overline{\sigma_{w_T}^2}$ lo cual indica que las térmicas no están todavía bien estructuradas.

En contraste con lo observado para la velocidad vertical, las varianzas de las componentes horizontales de la velocidad, presentan una muy pequeña variación con la altura a través de la capa mezclada. Por lo tanto, los siguientes valores (Lenschow y otros, 1980):

$$\begin{aligned}\tilde{\sigma}_{u_T}^2 &= \tilde{\sigma}_{v_T}^2 \approx 0.21 \\ \tilde{\sigma}_{u_e}^2 &= 0.14 \\ \tilde{\sigma}_{v_e}^2 &= 0.16\end{aligned}\tag{5.11}$$

pueden ser utilizados como estimadores de las varianzas de la velocidad horizontal, sobre toda la capa límite convectiva.

5.3 Estudios teóricos de la capa límite convectiva

Diferentes modelos teóricos han sido desarrollados para estudiar la estructura de las térmicas en una capa límite convectiva. Entre ellos, figura el modelo estadístico confeccionado por Frisch y Businger (1973). En este modelo se supone que el diámetro de las térmicas varía muy lentamente con la altura y de esta manera pueden ser consideradas como estructuras cilíndricas. Los autores utilizan mediciones de la velocidad vertical y de la temperatura obtenidas desde aviones y torres, y consideran los parámetros de la capa de superficie, como característicos.

Asimismo, se han desarrollados modelos numéricos para estudiar la estructura y las propiedades estadísticas de la energía turbulenta en la capa límite planetaria (Businger, 1966; Wyngaard y otros, 1974; Yamada, 1976) para el caso ideal de una atmósfera neutra (Deardorff, 1970b), estable (Deardorff, 1970 a, c) y

para los casos inestables, incluyendo las condiciones convectivas (Deardorff, 1972, 1974). Este último consiste en un modelo numérico tridimensional cuyo recinto considerado para el cálculo consiste en un área horizontal de dimensiones iguales a $4 z_i$ por $2 z_i$ y de altura z_i , nivel al cual la velocidad vertical, la cortante del viento y el gradiente vertical de la temperatura potencial se anulan. Esto permite que el modelo simule una inversión "fija", cuya base está ubicada en $z = z_i$, pero no considera la mezcla en el tope de la capa mezclada. El perfil medio del flujo de calor, relativo al flujo en superficie, incluido en el modelo, representa correctamente los valores observados en los niveles inferiores, pero subestima el flujo vertical en niveles medios, en aproximadamente el 40 %, y no simula el flujo negativo cerca del tope de la capa mezclada. La región de cálculo está formada por un retículo de $40 \times 20 \times 20$ puntos, distribuidos a lo largo de los ejes x , y , z respectivamente. En uno de los casos más inestables ($-z_i/L = 4.5$), se observa que la cortante del viento medio y su efecto, son despreciables a alturas mayores que $z = 0.2 z_i$, y en otro (para $-z_i/L = 45$) la cortante del viento medio es despreciable cuando $z > 0.1 z_i$.

6. MODELOS DE DIFUSION ATMOSFERICA EN LA CAPA LIMITE CONVECTIVA

Los estudios realizados con el objeto de predecir la dispersión de sustancias químicamente inertes, emitidas sin empuje desde fuentes ubicadas a diferentes alturas, en la capa límite convectiva de la atmósfera, no sólo tienen un carácter práctico. De acuerdo con evidencias experimentales, las técnicas de modelado convencional desarrolladas hasta el presente no dan resultados satisfactorios en la predicción de las concentraciones de las sustancias en el aire, en estas condiciones atmosféricas.

6.1 Modelos experimentales

La mayor parte de los datos observacionales disponibles, provienen de los estudios de dispersión realizados por Willis y Deardorff (1976, 1978, 1981) en capas límites convectivas desarrolladas en el laboratorio.

Los detalles del tanque destinado al estudio de los procesos convectivos y los procedimientos experimentales utilizados por los autores se presentan en varios trabajos (Deardorff y Willis, 1967, 1973; Willis y Deardorff, 1974). A pesar de ello, a continuación se describirán las características principales.

Las dimensiones horizontales del tanque son 114 cm por 122 cm y la vertical es de 76 cm. En contacto con la parte inferior del tanque, circula agua caliente para proveer un control de la temperatura. El sistema de circulación del agua está formado por canales paralelos con flujo circulando en direcciones opuestas por dos de ellos adyacentes. De esta manera, se minimiza la variación de la temperatura en la dirección horizontal (Deardorff y Willis, 1967; Willis y Deardorff, 1974).

El fluido utilizado en los experimentos es agua, que permite tener el tiempo necesario para realizar las observaciones bajo condiciones de grandes calentamientos de la superficie inferior.

El procedimiento experimental consiste en llenar el tanque con agua y luego aumentar rápidamente la temperatura de la base,

iniciándose así la convección, que luego es mantenida. Inmediatamente, se emiten sin empuje pequeñas gotas de aceite, desde una altura determinada de la capa mezclada. Mediante fotografías tomadas a intervalos de 5 - 10 segundos los autores han estudiado el comportamiento de la difusión y de la velocidad vertical de las gotas, en función de la altura y de la distancia, dentro de la capa mezclada (Deardorff y Willis, 1973).

La inyección de las gotas se realiza desde una fuente lineal en la dirección lateral durante 4 segundos, con el fin de poder generar una "línea de emisión instantánea" (Willis y Deardorff, 1976). Sin embargo, los resultados también pueden interpretarse para una fuente puntual continua, en presencia de un viento medio uniforme (\bar{u}), dado que, como se mencionó en la sección 5, la capa mezclada presenta cortante vertical de la velocidad del viento casi nula. Dado que \bar{u} sopla a lo largo del eje x de coordenadas, y suponiendo que la hipótesis de Taylor (Taylor, 1921) es válida en este sistema, se tiene que el tiempo puede expresarse como $t \rightarrow x/\bar{u}$. Esta suposición implica que la difusión en la dirección de x desde la fuente puntual continua es despreciable en comparación con el efecto de la advección media, lo cual es consistente con la ausencia, en el eje x , de la difusión a lo largo del eje de la fuente lineal instantánea.

Definiendo, un tiempo adimensional del sistema como el cociente entre el tiempo del desplazamiento horizontal de la atmósfera (t) y el tiempo característico correspondiente al movimiento vertical en la capa mezclada (z_i/w_*), se obtiene:

$$t_* = \frac{w_*}{z_i} t \quad (6.1)$$

y reemplazando t por x/\bar{u} se encuentra una distancia adimensional \tilde{x} dada por:

$$\tilde{x} = \frac{w_*}{\bar{u}} \frac{x}{z_i} = t_* \quad (6.2)$$

donde, en $\tilde{x} = 0$ se ubica la fuente de emisión.

La variable adimensional t_* es considerada como el tiempo adimensional de traslación de los contaminantes en la dirección del viento. Las limitaciones en la aplicabilidad de esta aproximación, ha sido estudiada por Deardorff y Willis (1973) y expresada mediante la siguiente desigualdad:

$$1.5 w_* \leq \bar{u} \leq 6 w_* \quad (6.3)$$

El límite inferior de la desigualdad (6.3) se refiere al no cumplimiento de la hipótesis de Taylor, debido a la existencia de un viento medio demasiado débil. En este caso, la velocidad media del viento no es suficientemente grande, comparada con la velocidad característica de los torbellinos, y no puede efectuarse la transformación de una fuente lineal instantánea en ausencia de viento, a una fuente puntual continua en presencia de un viento medio.

Si, por el contrario, \bar{u} es más grande que el límite superior, no se cumple la condición de que la turbulencia que origina la difusión en la capa límite convectiva, está producida por la convección térmica en lugar de la tensión originada por la cortante.

Las emisiones se realizaron desde tres alturas diferentes, $z_s = 0.067 z_i$ (Deardorff y Willis, 1975; Willis y Deardorff, 1976); $z_s = 0.24 z_i$ (Willis y Deardorff, 1978) y $z_s = 0.49 z_i$ (Willis y Deardorff, 1981).

Para las tres alturas de emisión los autores presentan el comportamiento de la dispersión vertical y lateral de las "partículas" en condiciones convectivas. Los coeficientes de dispersión adimensionalizados vertical (σ_z/z_i) y lateral (σ_y/z_i) se presentan en función de t_* en las Figuras 6.1 y 6.2 (Mazzeo y Venegas, 1985a).

Los resultados obtenidos indican que el crecimiento de σ_z/z_i con t_* permanece acotado. Hay un instante a partir del cual la

pluma de contaminantes alcanza un nivel en el que los movimientos de ascenso y descenso se compensan, provocando que la distribución vertical de la concentración tienda a ser uniforme, lo que limita las variaciones de los valores del centro de masa y de la dispersión vertical (Mazzeo y Venegas, 1983b, 1985a).

Asimismo, se observa que, el momento en el que la pluma entra en el estado de equilibrio y el valor de $\tilde{\sigma}_z = \frac{\sigma_z}{z_i}$ alcanzado en ese punto, dependen de la altura de emisión. En la Figura 6.1 se verifica que el valor máximo obtenido para $\tilde{\sigma}_z$ es mayor cuando las emisiones son realizadas desde una altura menor. Esto puede deberse a que los parámetros característicos de la distribución vertical, alcanzan el régimen de equilibrio más rápidamente cuando son emitidos desde mayor altura.

Por otra parte, en la Figura 6.2 puede observarse que, en la capa límite convectiva, la dispersión lateral aumenta indefinidamente con la distancia (o el tiempo), afectada por dos regímenes aparentemente diferentes. Uno de éstos está determinado por las características de la capa de convección libre y el otro por la turbulencia de la capa mezclada.

Asimismo, en la misma Figura puede determinarse que $\tilde{\sigma}_y = \sigma_y / z_i$ es mayor para emisiones desde fuente bajas (afectado por el régimen característico de la capa de convección libre) que para fuentes elevadas (dentro de la capa mezclada). Este resultado es consistente con los provenientes de modelos de simulación numérica (Deardorff, 1972) y de observaciones en la capa límite convectiva (Caughey y Palmer, 1979).

Otro análisis efectuado por Willis y Deardorff en el laboratorio se refiere a la distribución espacial de la concentración. Los valores se presentan adimensionalizados de la siguiente manera:

$$\tilde{C}(t_*, \tilde{y}, \tilde{z}) = \frac{C(t_*, \tilde{y}, \tilde{z}) z_i^2 \bar{u}}{Q} \quad (6.4)$$

donde $t_* \equiv \tilde{x}$; $\tilde{y} = y/z_i$; $\tilde{z} = z/z_i$ y Q es la intensidad de emisión de una fuente puntual continua.

Los valores suavizados obtenidos en el laboratorio para la concentración adimensional en el plano ($t_* - \tilde{y}$), con $\tilde{z} = 0$, $[\tilde{C}(t_*, \tilde{y}, 0)]$ se presentan en las Figuras 6.3, 6.4 y 6.5, para las tres alturas de emisión respectivamente.

Asimismo, en las Figuras 6.6, 6.7 y 6.8 se presenta la distribución de la concentración adimensional lateralmente integrada (\tilde{C}_y) definida como:

$$\tilde{C}_y(t_*, \tilde{z}) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{C}(t_*, \tilde{y}, \tilde{z}) d\tilde{y} \quad (6.5)$$

para las tres alturas de emisión, en función de \tilde{z} y t_* .

La variación de los valores de \tilde{C}_y en superficie obtenidos en el laboratorio, con t_* , para diferentes alturas de emisión se incluyen en la Figura 6.9. En la misma Figura, se han incluido los valores observados durante los experimentos del Proyecto Prairie Grass ($z_s = 0$) (Anexo I). Se observa que a medida que la fuente de emisión es más alta, la concentración (\tilde{C}_y) en superficie alcanza un valor máximo menor a una distancia más lejos de la fuente. Se observa también, que \tilde{C}_y presenta un valor mínimo a partir del cual crece nuevamente. Este comportamiento de la concentración observado en superficie puede ser consecuencia de la elevación de la pluma de contaminantes y su posterior descenso a distancias más alejadas de la fuente, como se observa en las Figuras 6.6 y 6.7.

6.2 Modelos teóricos

Entre los modelos teóricos desarrollados hasta el presente para estudiar la difusión de partículas en una capa límite convectiva, se encuentra el modelo numérico tridimensional presen-

tado por Deardorff (1974). En éste, se incluye la simulación de una emisión de partículas, cuya advección es estimada utilizando pasos de tiempo adelantados y considerando las velocidades calculadas interpolando entre las posiciones de las partículas.

Asimismo, en cada paso temporal, se aplica un apartamiento aleatorio para simular la difusión causada por los movimientos debidos a las escalas menores que el tamaño de paso del retículo. El modelo permite obtener el desplazamiento medio de las partículas y su difusión vertical en función de t_* , dentro de la capa mezclada con una buena aproximación. Sin embargo, no permite cuantificar la distribución de la concentración en el recinto. Una comparación entre los resultados obtenidos por este modelo y los datos provenientes del tanque del laboratorio la presentan Deardorff y Willis (1973), donde incluyen además las condiciones de validez para ambas simulaciones.

Entre los modelos desarrollados para cuantificar la distribución de la concentración de contaminantes en la capa límite convectiva se encuentra el presentado por Lewellen y Teske (1976). Estos autores presentan un método para calcular la difusión turbulenta en la capa límite planetaria, basado en la aproximación de cierre de segundo orden. La ecuación en derivadas parciales resultante para el flujo turbulento de masa es de carácter hiperbólico para tiempos cortos, cuando el tamaño de la pluma es pequeño comparado con la escala de la turbulencia del aire. Cuando la escala de la pluma es grande, presenta una transición suave hacia una expresión parabólica, que utiliza la hipótesis del flujo-gradiente (ver sección 4). Las predicciones del modelo para contaminantes emitidos en condiciones de convección libre, se aproximan a las simulaciones realizadas en laboratorio (Figuras 6.10 a y b).

Otra simulación de la dispersión de partículas emitidas sin empuje desde una fuente elevada en condiciones convectivas, la realizó Lamb (1978). En su trabajo, Lamb utiliza una ecuación de difusión lagrangeana, e incluye los resultados obtenidos por el modelo numérico desarrollado por Deardorff (1974), para la tur-

bulencia en la capa límite convectiva (ver sección 5).

La concentración de un conjunto de partículas químicamente inertes, emitidas desde una fuente puntual continua de intensidad Q (partículas por unidad de tiempo), ubicada en r_s , está expresada por la siguiente ecuación lagrangeana (Lamb, 1978):

$$\bar{c}(r, t) = Q \int_0^t P(r, t / r_s, t') dt' \quad (6.6)$$

donde $P(r, t / r_s, t')$ es la función densidad de probabilidad de que una partícula emitida en r_s en el tiempo t' , sea encontrada en la posición r en el tiempo t .

La técnica generalmente utilizada para resolver la expresión (6.6) consiste en suponer una forma funcional para P . Si se adopta la distribución normal, entonces, puede demostrarse que la ecuación (6.6) se reduce, bajo condiciones restrictivas, a la conocida expresión de la "pluma gaussiana". Si en cambio, los desplazamientos aleatorios que describe P son considerados como procesos de Markov, entonces la expresión (6.6) se transforma en la ecuación de difusión equivalente a la clásica teoría "K" (Lamb y Seinfeld, 1973).

Lamb (1978) utilizó un método aplicado por Lamb y otros (1975) combinado con los resultados de los campos de velocidad turbulenta generados por el modelo de Deardorff (1974), para crear un conjunto de trayectorias de partículas a partir del cual poder estimar los valores de la función P . La posición (r_{n_0}) de la n -ésima partícula se calcula mediante la siguiente expresión:

$$r_n(t) = r_{n_0} + \int_0^t \left\{ v[r_n(t'), t'] + v_n'(t') \right\} dt' \quad (6.7)$$

donde r_{n_0} es la posición de la n -ésima partícula en el tiempo

$t = 0$, $\mathcal{V}(r, t)$ es la velocidad en el punto (r, t) dada por el modelo de Deardorff (1974) y \mathcal{V}_n^i es la velocidad aleatoria de subescala generada por un proceso de Montecarlo, Markov-1 (Lamb y otros, 1977), utilizando los valores de la energía correspondiente a escalas menores, dados por el modelo numérico. La descripción del proceso para estimar \mathbb{P} a partir de $v_n(t)$ y la discusión de los errores inherentes a este proceso, se presentan en Lamb y otros (1975).

En las Figuras 6.1 y 6.2 se presentan los valores de $\tilde{\sigma}_z$ y de $\tilde{\sigma}_y$ respectivamente, obtenidos por Lamb (1978) para una emisión de partículas desde una altura $z_s = 0.26 z_i$. En la Figura 6.9 se han incluido los valores de \tilde{C}_y en superficie y en la Figura 6.11 se presentan los valores de \tilde{C}_y en el plano (t_*, \tilde{z}) obtenidos por este modelo.

Asimismo, Lamb y Durran (1978) aplican el mismo procedimiento para obtener la distribución de la concentración adimensional

\tilde{C}_y en el plano (t_*, \tilde{z}) , para partículas emitidas desde $z_s = 0.025 z_i$, y los resultados están incluidos en la Figura 6.12.

La fórmula "gaussiana" también ha sido utilizada como base para desarrollar modelos de estimación de la concentración de contaminantes en superficie en condiciones convectivas. Una modificación de esta función de distribución, ha sido presentada por Willis y Deardorff (1981). En su trabajo, de acuerdo con lo realizado por Lamb (1979), los autores introducen una altura de emisión variable (z_s^*) con t_* y expresan la distribución de la concentración según la siguiente igualdad:

$$\tilde{C}(t_*, \tilde{y}, \tilde{z}) = \frac{1}{2\pi \tilde{\sigma}_y \tilde{\sigma}_z} \exp\left\{-\frac{\tilde{y}^2}{2\tilde{\sigma}_y^2}\right\} \left\{ \exp\left[-\frac{(\tilde{z}-\tilde{z}_s^*)^2}{2\tilde{\sigma}_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(\tilde{z}+\tilde{z}_s^*)^2}{2\tilde{\sigma}_z^2}\right] \right\} \quad (6.8)$$

A partir de los datos observacionales obtenidos para la concentración en superficie en el laboratorio, para $z_s = 0.49 z_i$, Willis y Deardorff estiman los valores de \tilde{z}_s^* que satisfacen la

expresión (6.8). Si la distribución de la concentración fuera gaussiana, la altura \tilde{z}_s^* tendría un valor constante, e igual al de la fuente (en este caso, 0.49), al menos para distancias cercanas al punto de emisión. Sin embargo, a la distancia donde ocurre la concentración máxima en superficie, la variación de \tilde{z}_s^* con t_* presenta un mínimo como consecuencia del "descenso" de la pluma de partículas hacia la superficie.

Por último, se hace mención a otro modelo de dispersión de partículas emitidas sin empuje dentro de una capa límite convectiva, desarrollado por Misra (1982) y que tiene en cuenta las características estadísticas de las velocidades verticales.

Misra (1982) supone que la dispersión de los contaminantes emitidos desde una fuente puntual elevada se puede dividir en, una "pluma ascendente" y en otra "descendente", ambas independientes entre sí. La distribución final de la concentración se obtiene sumando las concentraciones provenientes de ambas plumas. La "pluma descendente" está formada por las trayectorias aleatorias de las nubes de contaminantes emitidas, transportadas en la dirección del viento, debido al pasaje aleatorio de las corrientes descendentes sobre la fuente puntual. Se supone que la dispersión de estas nubes dentro de las corrientes de descenso es pequeña debido al bajo nivel de la turbulencia existente en su interior. La "pluma ascendente", sin embargo, está formada por las trayectorias aleatorias de las nubes de partículas arrastradas por las térmicas y está afectadas por la dispersión existente dentro de éstas. Por lo tanto, la pluma descendente puede describirse por las trayectorias del centro de masa de las nubes. Misra (1982) considera una sucesión de térmicas y entornos y define una velocidad vertical aleatoria del sistema i de la siguiente manera:

$$w_{e_i} = \frac{1}{b'_i - a'_i} \int_{a'_i}^{b'_i} w_e dx$$

$$w_{T_i} = \frac{1}{d_i' - c_i'} \int_{c_i'}^{d_i'} w_T dx \quad (6.9)$$

donde a_i' , b_i' y c_i' , d_i' son los límites de los segmentos aleatorios del entorno y de las térmicas respectivamente. Dado que en un período largo de tiempo, pasa un gran número de térmicas, w_{T_i} y w_{e_i} formarán series finitas cuyos estadísticos pueden expresarse, de acuerdo con lo mencionado en la sección 5, mediante las siguientes relaciones (Lenschow, 1970):

$$\begin{aligned} P(w_e) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{w_e}} \exp \left\{ - \frac{(w_e - \bar{w}_e)^2}{2 \sigma_{w_e}^2} \right\} \\ P(w_T) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{w_T}} \exp \left\{ - \frac{(w_T - \bar{w}_T)^2}{2 \sigma_{w_T}^2} \right\} \end{aligned} \quad (6.10)$$

donde $P(w_e)$ y $P(w_T)$ son las funciones de densidad de probabilidad para las velocidades de descenso y de ascenso respectivamente.

Misra (1982) supone que w_e es una función de \tilde{z} expresada mediante:

$$w_e = \beta f_1(\tilde{z}) \quad (6.11)$$

donde β es una variable aleatoria con unidades de velocidad y $f_1(\tilde{z})$ es una función obtenida por Lenschow y Stephens (1980) mediante observaciones en la atmósfera. Suponiendo que $P(\beta)$ y $P(z, z_s)$ son las funciones de densidad de probabilidad para β y para la posición de la nube de partículas en el plano $(y-z)$ luego de

ser emitida desde z_s , para una distancia fija x y, dado que β es función sólo de z para un punto fijo, Misra relaciona ambas mediante la expresión:

$$P(z) = P(\beta) \left| \frac{d\beta}{dz} \right|_x \quad (6.12)$$

De manera similar, puede relacionarse $P(w_e)$ con $P(\beta)$ de acuerdo con la siguiente igualdad:

$$P(\beta) = P(w_e) \left| \frac{dw_e}{d\beta} \right| \quad (6.13)$$

Finalmente suponiendo una distribución normal en la dirección perpendicular al viento, Misra obtiene la siguiente expresión para la función $P(y, z, z_s) \Big|_x$:

$$P(y, z, z_s) \Big|_x = P(w_e) \left| \frac{dw_e}{d\beta} \right| \left| \frac{d\beta}{dx} \right|_x \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_y} \exp \left\{ -\frac{y^2}{2\sigma_y^2} \right\} \quad (6.14)$$

Relacionando esta última expresión con la intensidad de emisión de la fuente, se obtiene la siguiente igualdad para la distribución de la concentración de una pluma que desciende (C_e):

$$C_e(x, y, z) \Big|_x = \frac{F_1 Q P(y, z, z_s) \Big|_x}{\bar{u}} \quad (6.15)$$

donde F_1 es la fracción de tiempo en el cual la chimenea se encuentra afectada por una corriente de descenso.

Para la pluma ascendente, Misra (1982) supone que ésta se encuentra bien mezclada en la capa convectiva. Por lo tanto, la distribución de la concentración para una pluma ascendente (C_T)

está dada por:

$$C_T(x,y,0): \begin{cases} \frac{(1-F_1) Q}{\sqrt{2\pi} z_i \sigma_y \bar{u}} \exp \left\{ -\frac{y^2}{2\sigma_y^2} \right\} & t_* \geq 1 \\ 0 & t_* < 1 \end{cases} \quad (6.16)$$

Misra (1982) calcula entonces, la distribución de la concentración total de la siguiente manera:

$$C(x,y,z): \begin{cases} C_e(x,y,z) & t_* < 1 \\ C_e(x,y,z) + C_T(x,y,0) & t_* \geq 1 \end{cases} \quad (6.17)$$

Los resultados presentados por Misra (1982) se refieren únicamente a estimaciones de la concentración cerca de la superficie ($z = 0.025 z_i$) de una emisión realizada desde $z_s/z_i = 0.24$. Un análisis y discusión de los mismos se incluye en la sección 10.

Por otra parte, Mazzeo y Venegas (1985b), mediante el análisis dimensional ordinario (Zierop, 1971) han encontrado que la concentración lateral integrada (\tilde{C}_y) en superficie, para los datos del Proyecto Prairie Grass (altura de emisión cercana a la superficie) puede expresarse mediante:

$$\tilde{C}_y = 0.91 t_*^{-3/2} \quad (6.18)$$

La expresión (6.18) es válida cuando los contaminantes se encuentran en la capa de convección libre, y está representada en la Figura 6.9.

7. COEFICIENTES DE DIFUSION ATMOSFERICA EN LA CAPA LIMITE CONVECTIVA

7.1 Difusión atmosférica vertical

Mediante el análisis dimensional ordinario (Zierrep, 1971) puede relacionarse el coeficiente de dispersión vertical (σ_z) con los siguientes parámetros característicos de la capa límite convectiva: g/τ_m , $\overline{w'\tau'}$ y t . Una de las relaciones obtenidas es:

$$\sigma_z = \pi_1 \left(\frac{g}{\tau_m} \right)^{1/2} (\overline{w'\tau'})^{1/2} t^{3/2} \quad (7.1)$$

que, combinada con la definición de w_* (expresión (5.3)) y dividiendo por z_i , puede expresarse de la siguiente manera:

$$\tilde{\sigma}_z = \pi_1 \left(\frac{w_* t}{z_i} \right)^{3/2} = \pi_1 t_*^{3/2} \quad (7.2)$$

donde π_1 es una constante de proporcionalidad.

En la Figura 7.1 se presenta la variación de $\tilde{\sigma}_z$ con t_* , obtenida a partir de los valores observados en los experimentos del Proyecto Prairie Grass (Barad, 1958). Los valores de t_* fueron estimados de acuerdo con la expresión (6.2), pero considerando la velocidad de transporte de los contaminantes (u_T) (Mazzeo y Venegas, 1983d; Mazzeo y Ulke, 1984) en lugar de la velocidad del viento (\bar{u}). Los métodos utilizados en el cálculo y los valores de los diferentes parámetros están incluidos en el Anexo I. Mediante la aplicación del método de cuadrados mínimos, se determinó la siguiente expresión:

$$\tilde{\sigma}_z = 1.41 t_*^{3/2} \quad (7.3)$$

con un coeficiente de correlación de $r_c = 0.95$.

La igualdad anterior es válida sólo en la subcapa de convección libre.

Por otra parte, en la capa límite convectiva, se presentan dos regímenes de dispersión diferentes (Mazzeo y Venegas, 1983a): uno en la capa de convección libre y otro en la capa mezclada.

Se estimó el valor de t_{*c} correspondiente al cambio de régimen, para una emisión instantánea de contaminantes, desde una fuente ubicada en superficie. Para ello, se supuso que la distribución vertical de los contaminantes en la atmósfera, para $z \leq 0.1 z_i$ es del tipo exponencial general. De esta forma, puede obtenerse una relación entre el coeficiente de dispersión vertical (σ_z) y la coordenada vertical media de la nube de contaminantes (\bar{z}) expresada por (Pasquill, 1966; Mazzeo y Venegas, 1982):

$$\frac{\bar{z}}{\sigma_z} = \frac{\Gamma(2/s)}{\Gamma(1/s)} \left[\frac{\Gamma(1/s)}{\Gamma(3/s)} \right]^{1/2} \quad (7.4)$$

donde $\Gamma(x)$ es la función Gamma de x , y s es el factor de forma de la distribución vertical de la concentración de contaminantes (presentada en la sección 8). Para la capa de convección libre se obtiene que $s = 1$ (Anexo II).

Combinando las relaciones (7.3) y (7.4) suponiendo que $z = 0.1 z_i$ y $s = 1$, puede obtenerse que t_{*c} es aproximadamente 0.216.

Asimismo, la velocidad vertical característica, puede relacionarse con la estabilidad atmosférica mediante (Mazzeo, 1982c):

$$w_* = u_{*o} \left| \frac{z_i}{k L} \right|^{1/3} \quad (7.5)$$

donde $k \approx 0.35$ (constante de von Kármán). Por lo tanto, suponiendo un perfil logarítmico vertical de la velocidad del viento, según la expresión (3.19) (Businger, 1973):

$$\bar{u}(z) = \frac{u_{x_0}}{k} \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi\left(\frac{z}{L}\right) \right] \quad (7.6)$$

donde

$$\psi\left(\frac{z}{L}\right) = 2 \ln\left(\frac{1+\phi_M^{-1}}{2}\right) + \ln\left(\frac{1+\phi_M^{-2}}{2}\right) - 2 \operatorname{arctg} \phi_M^{-1} + \frac{\pi}{2}$$

con

$$\phi_M = \left(1 - 15 \frac{z}{L}\right)^{-1/4}$$

y considerando que en la capa mezclada, la velocidad del viento es constante e igual a $\bar{u}(0.1 z_i)$, la igualdad (7.5) para la capa mezclada puede expresarse mediante:

$$\frac{w_*}{\bar{u}} = \left| \frac{z_i}{kL} \right|^{1/3} k \left[\ln(0.1) + \ln\left(\frac{z_i}{z_0}\right) - \psi\left(\frac{0.1 z_i}{L}\right) \right]^{-1} \quad (7.7)$$

De esta forma, la relación entre la velocidad característica w_* y la velocidad del viento (\bar{u}), es una función de la estabilidad de la atmósfera ($z_i/|L|$) y de la rugosidad del terreno (z_i/z_0). Los valores se presentan en las Tablas 7.I y 7.II para el rango $1.5 \leq \bar{u}/w_* \leq 6$ determinado por Willis y Deardorff (1974), como se mencionó en la sección 5.

Por lo tanto, como $t_x = (\bar{x}/z_i)(w_*/\bar{u})$, puede encontrarse la variación de la distancia adimensional $(\bar{x}/z_i)_c$ a la cual los contaminantes pasan de la capa de convección libre a la capa mezclada, con la estabilidad de la atmósfera. En la Figura 7.2 se presenta la variación de $(\bar{x}/z_i)_c$ con $(|z_i/L|)$ para dos alturas de emisión. Los valores correspondientes para $z_s = 0.067 z_i$ fueron obtenidos por Mazzeo y Venegas (1983c) a partir de los expe-

rimentos realizados en laboratorio por Willis y Deardorff (1976).

En la Figura 7.2 puede observarse que, a medida que la atmósfera es más inestable, los contaminantes entran en la capa mezclada a menores distancias del punto de emisión.

Los valores observados de $\tilde{\sigma}_z$ para una emisión desde superficie (Proyecto Prairie Grass) han sido incluidos en la Figura 6.1, y se sugiere una posible variación, de acuerdo con la expresión (7.3), para $t_* \leq 0.216$. Para distancias mayores, la forma de la variación de $\tilde{\sigma}_z$ con t_* , para una emisión desde superficie, se determinó de acuerdo con los siguientes resultados:

- a) se estimó el valor del coeficiente de dispersión vertical máximo $[(\tilde{\sigma}_z)_{\max}]$ igual a 0.72 para $\tilde{z}_s = 0$, a partir del estudio de la variación de $(\tilde{\sigma}_z)_{\max}$ con la altura de emisión (Figura 7.3),
- b) a partir de la variación del valor de $(t_*)_{\max}$ correspondiente al máximo de $\tilde{\sigma}_z$, con la altura de emisión (Figura 7.4), se calculó que para $\tilde{z}_s = 0$, éste es de 0.759,
- c) se estimaron los valores de $\tilde{\sigma}_z$ y t_* de equilibrio, a partir de sus variaciones con la altura de emisión (Figuras 7.5 y 7.6), siendo 0.55 y 0.35 respectivamente, para $\tilde{z}_s = 0$.

En la Figura 6.1 se han incluido, también los valores pertenecientes a las curvas de Pasquill-Gifford (Turner, 1969) correspondientes a las clases de marcada inestabilidad (clase A) y de moderada inestabilidad (clase B). Los valores de las coordenadas originales fueron adaptados de acuerdo con las siguientes consideraciones (Willis y Deardorff, 1976; Mazzeo y Venegas, 1983b):

$$\text{Clase A : } \left\{ \begin{array}{l} z_i = 2 \text{ km} \\ \frac{w_*}{u} = 0.65 \end{array} \right. \quad \text{Clase B : } \left\{ \begin{array}{l} z_i = 1 \text{ km} \\ \frac{w_*}{u} = 0.45 \end{array} \right. \quad (7.8)$$

De la comparación de los valores de $\tilde{\sigma}_z$ observados en la capa límite convectiva con los provenientes de las curvas de Pasquill-Gifford adecuadamente adimensionalizados, se observa que

para emisiones cercanas a la superficie, la curva correspondiente a la clase A representa bastante bien los valores observados dentro de la capa de convección libre. Sin embargo, sobreestima considerablemente los valores de $\tilde{\sigma}_z$ cuando la pluma de contaminantes alcanza la capa mezclada. En la misma Figura, se observa que los valores correspondientes a la curva de Pasquill-Gifford presentan un crecimiento rápido e ilimitado, mientras que, como se mencionó en la sección 6, los valores de $\tilde{\sigma}_z$ observados en la capa límite convectiva indican que la dispersión vertical crece en forma más suave hasta un valor máximo y luego disminuye muy lentamente.

Para emisiones desde fuentes elevadas, los valores de $\tilde{\sigma}_z$ estimados por la curva de la clase A de Pasquill-Gifford subestiman la dispersión vertical en tiempos cortos (o bien, cerca de la fuente de emisión), pero inmediatamente después y debido a su rápido crecimiento, éstos son mucho mayores que los observados.

Asimismo, la curva correspondiente a la clase B de Pasquill-Gifford, subestima el valor de $\tilde{\sigma}_z$ durante un tiempo mayor que en el caso anterior, pero debido a su crecimiento ilimitado, existe una distancia a partir de la cual los valores estimados son superiores a los observados.

Asimismo, mediante la relación existente entre w_*/\bar{u} y z_i/L y z_i/z_o (expresión (7.7)) se estudió la variación del coeficiente de dispersión vertical con la distancia a la fuente de emisión para diferentes condiciones de inestabilidad atmosférica.

En la Figura 7.7 se presentan los valores experimentales correspondientes al Proyecto Prairie Grass ($\tilde{z}_s = 0$) (Anexo I) ($z_i/z_o \approx 10^5$) y las curvas obtenidas de la combinación de la relación (7.3) con la (7.7). Puede observarse que las curvas de $\tilde{\sigma}_z$ para diferentes ($-z_i/L$), representan, en la mayoría de los casos, bastante bien a los valores observados.

En las Figuras 7.8, 7.9 y 7.10 se presenta la variación de $\tilde{\sigma}_z$ con \bar{x}/z_i para diferentes w_*/\bar{u} obtenida a partir de los resultados de laboratorio (Willis y Deardorff, 1976, 1978, 1981),

para diferentes alturas de emisión y los valores provenientes de las curvas de Pasquill-Gifford correspondientemente adimensionalizados, para las clases A y B.

En todos los casos (Figuras 7.7 a 7.10) se observa que para una determinada rugosidad del terreno (ver Tabla 7.I), en las situaciones más inestables, la dispersión vertical crece más rápidamente, alcanzando su valor máximo a distancias más cercanas a la fuente de emisión. La pendiente del crecimiento de $\tilde{\sigma}_z$ con la distancia disminuye con la estabilidad atmosférica.

Asimismo, el aumento de la dispersión vertical es más rápido a medida que la rugosidad del terreno es mayor (ver Tabla 7.II).

Por otra parte, en las mismas Figuras se incluyen los valores de σ_z de las curvas obtenidas por Pasquill-Gifford (Turner, 1969) pertenecientes a las clases A y B, adimensionalizados de acuerdo con los valores sugeridos por las expresiones (7.8).

Puede observarse que sólo para las fuentes más bajas y para distancias muy cercanas a la fuente de emisión, las curvas teóricas de Pasquill-Gifford se ajustan a lo observado en el laboratorio por Willis y Deardorff, para $w_*/\bar{u} = 0.667$ y $w_*/\bar{u} = 0.333$, respectivamente.

En las Figuras 7.7 a 7.10 (incluyendo la Figura 6.1) puede observarse también que los valores del coeficiente de dispersión vertical obtenidos mediante las curvas de Pasquill-Gifford crecen indefinidamente, mientras que los experimentales presentan un crecimiento acotado.

En la Figura 7.11 se presenta la variación de la distancia a la cual σ_z alcanza su valor máximo de equilibrio, en función de la altura de emisión, para diferentes valores de w_*/\bar{u} . Si bien no es simple determinar la distancia a la cual la dispersión vertical de los contaminantes alcanza el estado de equilibrio, puede observarse que éste es más próximo al punto de emisión a medida que la altura de la fuente es mayor (Willis y Deardorff, 1978; Mazzeo y Venegas, 1983c).

Asimismo, este mismo resultado se presenta para mayor rugosidad de la superficie e inestabilidad de la atmósfera. Se obser-

va además, que la distancia a la que la dispersión vertical alcanza su valor de equilibrio es un 70 % menor para una emisión desde $\tilde{z}_s = 0.49$ que cuando $\tilde{z}_s = 0.067$, con los diferentes valores de w_*/\bar{u} .

Por otra parte, Deardorff y Willis (1973) presentan una forma funcional para el coeficiente de dispersión vertical de contaminantes emitidos desde diferentes alturas en condiciones de convección libre. La expresión propuesta por estos autores es la siguiente:

$$\tilde{\sigma}_z = a_z \left[1 - \exp(-\gamma' t_*) \cos\left(\frac{2\pi t_*}{\tau'}\right) \right] \quad (7.9)$$

donde a_z es el valor de $\tilde{\sigma}_z$ en el equilibrio, para tiempos largos, depende de la altura de emisión (\tilde{z}_s) y está expresado por:

$$a_z = \left[\frac{1}{3} - \tilde{z}_s + (\tilde{z}_s)^2 \right]^{1/2} \quad (7.10)$$

y donde $\gamma' = 0.85$ y $\tau' = 4.2$.

Los valores obtenidos mediante la expresión (7.9) se comparan en la Figura 7.12 con los que los autores mencionados observaron en las experiencias de laboratorio. La curva punteada corresponde a los valores estimados por la expresión (7.9) y puede observarse que los valores reproducen bastante bien a los observados experimentalmente.

7.2 Difusión atmosférica lateral

Similarmente a lo presentado para el estudio de la dispersión vertical, en condiciones de convección libre, las propiedades de la dispersión lateral, también pueden ser representadas

en función del tiempo característico t_* . En la Figura 7.13 se incluyen los valores de $\tilde{\sigma}_y$ observados en los experimentos del Proyecto Prairie Grass (Anexo I) en función de t_* .

En este caso, se encontró, aplicando el análisis dimensional clásico, que el coeficiente de dispersión lateral ($\tilde{\sigma}_y$), al igual que el de dispersión vertical, es proporcional a $t_*^{3/2}$ (Mazzeo y Venegas, 1985a). Se calculó la constante de proporcionalidad para una emisión realizada desde superficie, encontrándose que, para $\tilde{z}_s = 0$, en la capa de convección libre ($t_* < 0.216$) se verifica:

$$\tilde{\sigma}_y = 2.16 t_*^{3/2} \quad (7.11)$$

Las variaciones de $\tilde{\sigma}_y$ en función de t_* para diferentes alturas de emisión obtenidas en el laboratorio (Willis y Deardorff, 1976, 1978, 1981), en modelos numéricos (Lamb, 1978) y en la atmósfera ($\tilde{z}_s = 0$) (expresión (7.11)) han sido incluidos en la Figura 6.2. Para las emisiones realizadas en el laboratorio ($\tilde{z}_s \neq 0$), se sugiere la siguiente expresión de $\tilde{\sigma}_y$:

$$\tilde{\sigma}_y = 0.375 t_* + 0.006 \tilde{z}_s^{-0.512} \quad (7.12)$$

Para una emisión desde superficie ($\tilde{z}_s = 0$) y $t_* > 0.216$ se sugiere una variación de $\tilde{\sigma}_y$ con t_* con una pendiente similar a la observada para la capa mezclada en los experimentos de laboratorio. Por lo tanto, incluyendo la relación (7.11) se tiene, para $\tilde{z}_s = 0$, la siguiente variación de $\tilde{\sigma}_y$:

$$\tilde{\sigma}_y \Big|_{\tilde{z}_s=0} \begin{cases} 2.16 t_*^{3/2} & t_* < 0.216 \\ 0.375 t_* + 0.14 & t_* > 0.216 \end{cases} \quad (7.13)$$

Por otra parte, también en la Figura 6.2, se incluyen los valores correspondientes a la clase de estabilidad A de Pasquill-Gifford adimensionalizados considerando los datos de la expresión (7.8). De la comparación de los resultados obtenidos mediante la curva de Pasquill-Gifford para la clase A, con las otras estimaciones incluidas en la Figura 6.2, se encuentra que los valores de $\tilde{\sigma}_y$ obtenidos de estas últimas son mayores que los de aquella para $0 < t_x \leq 0.5$. La diferencia máxima ($\sim 56\%$) se encuentra cerca de $t_x = 0.5$.

En la Figura 7.14 se presentan los valores de $\tilde{\sigma}_y$ pertenecientes a los experimentos del Proyecto Prairie Grass (Anexo I) y las curvas obtenidas a partir de la combinación entre las relaciones (7.11) y (7.7) en función de la distancia a la fuente de emisión (\bar{x}/z_i) y de la estabilidad de la atmósfera ($-z_i/L$). Se observa que, a diferencia de lo presentado para la dispersión vertical (Figura 7.7), en algunos casos los valores teóricos no se ajustan a los observados debido a la gran dispersión que presentan estos últimos.

Con el objeto de estudiar los efectos que influyen sobre la difusión lateral, causando esta apreciable dispersión en los datos observados, se determinó el tiempo (t) máximo empleado por los contaminantes en recorrer la distancia ($\bar{x} = 800$ m) a la que se encuentra el arco más lejano, de los experimentos del Proyecto Prairie Grass. Este tiempo fue algo inferior a los 90 segundos, y de acuerdo con lo presentado en el espectro de energía del viento (Monin, 1972), los fenómenos micrometeorológicos tienen un período del orden del minuto, por lo tanto, los procesos que influyen en la dispersión de los contaminantes hasta los 800 m en estos experimentos, se podrán considerar pertenecientes a la microescala.

De esta forma, los efectos sinópticos y subsinópticos y de mesoescala no son apreciables en este rango, y no puede aplicarse la metodología descrita por Phillips y Panofsky (1982) para estudiar la dispersión lateral a mayores distancias.

Debido a ello, una de las posibles influencias sobre la dis-

persión de los datos de $\tilde{\sigma}_y$ observados en la Figura 7.14 podría ser consecuencia de la variación de la dirección del viento con la altura, que influiría deformando la pluma de contaminantes y adicionando una contribución a la dispersión lateral debida a los procesos convectivos (Pasquill, 1974).

Para verificar la influencia de la cortante vertical del viento sobre la dispersión lateral, se estimó la magnitud de ésta producida por este efecto. Suponiendo que la dispersión lateral total observada es resultante de las producidas "por convección" $(\tilde{\sigma}_y)_{conv}$ y "por cortante" $(\tilde{\sigma}_y)_{cort}$ se verifica:

$$(\tilde{\sigma}_y)_{obs}^2 = (\tilde{\sigma}_y)_{conv}^2 + (\tilde{\sigma}_y)_{cort}^2. \quad (7.14)$$

Los valores de $(\tilde{\sigma}_y)_{conv}$ de cada experimento fueron estimados para cada t_x según la expresión (7.13) y, por diferencia, de la relación (7.14) se determinó $(\tilde{\sigma}_y)_{cort}$.

Asimismo, se determinó la variación $(\Delta\hat{\theta})$ entre la dirección del viento a 1 m de altura y a dos veces la altura del centro de masa de la pluma de contaminantes $(2\bar{z})$. En la Figura 7.15 se representan los valores de $(\tilde{\sigma}_y)_{cort}$ en función de $\bar{x}\Delta\hat{\theta}$, donde \bar{x} es la distancia al arco correspondiente. Se observa que podría existir una dependencia entre $(\tilde{\sigma}_y)_{cort}$ y $\bar{x}\Delta\hat{\theta}$, de manera que la dispersión lateral aumenta con la variación vertical de la dirección del viento $(\Delta\hat{\theta})$ hasta un valor de $\Delta\hat{\theta}$ a partir del cual permanecería aproximadamente constante.

Asimismo, en las Figuras 7.16 a 7.18 se presenta la variación de $\tilde{\sigma}_y$ con \bar{x}/z_i para diferentes w_x/\bar{u} y distintas alturas de emisión $z_s = 0.067 z_i$; $z_s = 0.24 z_i$ y $z_s = 0.49 z_i$ respectivamente, correspondiente a experimentos llevados a cabo en laboratorio. En las tres Figuras puede observarse que el crecimiento de la dispersión lateral es ilimitado.

En el caso de la Figura 7.16, la fuente de emisión está ubicada en la capa de convección libre y puede observarse los dos

regímenes de dispersión bien diferenciados, correspondientes a cada una de las subcapas. Cuando es mayor la inestabilidad atmosférica, el crecimiento de la dispersión lateral de los contaminantes es más rápido, en ambos regímenes.

Para las Figuras 7.17 y 7.18 las emisiones se efectuaron en la capa mezclada. Se observa que para una distancia fija, el valor observado de la dispersión lateral en las condiciones más inestables ($-z_c/L = 400$) es aproximadamente cuatro veces mayor que el observado en condiciones menos inestables ($-z_c/L = 20$).

De la comparación con los valores adimensionalizados pertenecientes a las clases A y B de Pasquill-Gifford (Turner, 1969) incluidas en las Figuras 7.16 a 7.18 puede observarse que, para emisiones desde diferentes alturas los valores pertenecientes a la clase A, subestiman la dispersión lateral para $w_*/\bar{u} = 0.65$ y los pertenecientes a la clase B subestiman para $w_*/\bar{u} = 0.45$.

Asimismo, se observa que ninguna de ambas curvas teóricas representa los procesos de difusión existentes en los diferentes regímenes presentes en la capa límite convectiva.

8. MODELOS DE DIFUSION ATMOSFERICA APLICADOS EN CONDICIONES DE CONVECCION LIBRE

8.1 Aspectos teóricos

De acuerdo con lo expuesto en la sección 4, al considerar la difusión turbulenta en escalas más pequeñas que las dimensiones de la pluma de contaminantes, la teoría del transporte gradiente permite escribir la ecuación de difusión de la siguiente manera:

$$\bar{u}(z) \frac{\partial C_y}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left[K_z(z) \frac{\partial C_y}{\partial z} \right] \quad (8.1)$$

Roberts (Sutton, 1953) presenta una solución de la ecuación (8.1) para una fuente infinita. Considera variaciones con la altura de tipo potencial para la velocidad del viento y para el coeficiente de difusividad turbulenta, expresadas mediante:

$$\bar{u}(z) = \bar{u}_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^m \quad (8.2)$$

$$K_z(z) = K_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^n$$

donde \bar{u}_1 y K_1 son los valores de \bar{u} y de K_z a la altura de referencia z_1 . Asimismo, Roberts incluye las siguientes condiciones límites:

$$C_y \rightarrow 0 \quad \text{cuando } x, z \rightarrow \infty \quad (8.3)$$

$$C_y \rightarrow \infty \quad \text{para } x = z = 0 \quad (8.4)$$

$$K_z(z) \frac{\partial C_y}{\partial z} \rightarrow 0 \quad \text{cuando } z \rightarrow 0, x > 0 \quad (8.5)$$

$$\int_0^{\infty} \bar{u}(z) C_y(x, z) dz = Q^* \quad \text{para } x > 0 \quad (8.6)$$

donde Q^* es la intensidad de emisión por unidad de longitud en la dirección transversal al viento, el eje x se encuentra en la dirección del viento, el eje y es horizontal y perpendicular al viento y el eje z está en la vertical. Mazio (1985) encuentra que la condición (8.5) no es necesaria.

La solución presentada por Roberts, para la ecuación (8.1), se expresa (Mazio, 1985):

$$C_y(x,z) = \frac{Q^* s}{\bar{u}_1 \Gamma\left(\frac{m+1}{s}\right)} \left[\frac{\bar{u}_1}{s^2 k_1 x} \right]^{\frac{m+1}{s}} \exp \left[- \frac{\bar{u}_1 z^s}{s^2 k_1 x} \right] \quad (8.7)$$

válida para $s = m - n + 2$ y donde $z_1 = 1$.

Cabe señalar, que cuando $n = m = 0$, la solución se reduce a la forma "fickiana" o gaussiana.

Asimismo, la solución bidimensional (8.7) puede escribirse en la siguiente forma general:

$$C_y(x,z) = C_{y_0}(x,0) \exp(-P_1 z^s) \quad (8.8)$$

con

$$C_{y_0}(x,0) = \frac{Q^* s}{\bar{u}_1 \Gamma\left(\frac{m+1}{s}\right)} \left[\frac{\bar{u}_1}{s^2 k_1 x} \right]^{\frac{m+1}{s}} \quad (8.9)$$

y
$$P_1 = \frac{\bar{u}_1}{s^2 k_1 x}$$

y extendiendo la expresión (8.8) para el caso de tres dimensiones, se encuentra:

$$C(x,y,z) = C(x,0,0) \exp \left[- \left(b_1 y^r + d_1 z^s \right) \right] \quad (8.10)$$

donde x , y , z están medidas desde un origen fijo ubicado en el lugar de la emisión. Los parámetros b_1 y d_1 son funciones

de las dimensiones de la pluma. Debido a que la expresión (8.10) permite que la concentración tienda completamente a cero sólo cuando x , y , z adquieran valores infinitos, las dimensiones de la sección transversal de la pluma deberán ser determinadas en forma arbitraria. Estas dimensiones, pueden estar adecuadamente representadas por las desviaciones estandar σ_y , σ_z de los desplazamientos de los contaminantes en la dirección de cada eje.

En la dirección lateral, se verifica:

$$\sigma_y = \left[\frac{\int_0^{\infty} y^2 C(x,y,z) dy}{\int_0^{\infty} C(x,y,z) dy} \right]^{1/2} \quad (8.11)$$

y en la vertical, se tiene:

$$\sigma_z = \left[\frac{\int_0^{\infty} z^2 C(x,y,z) dz}{\int_0^{\infty} C(x,y,z) dz} \right]^{1/2} \quad (8.12)$$

Cuando los contaminantes son químicamente pasivos y no se verifica remoción de los mismos, se puede establecer la siguiente condición de continuidad:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{u}_1 C(x,y,z) dy dz = Q \quad (8.13)$$

donde Q es la intensidad de emisión de los contaminantes.

Aplicando las relaciones (8.11), (8.12) y (8.13) y las definiciones de σ_y y σ_z , en la expresión (8.10), se obtiene, para una fuente continua ubicada en superficie. (Pasquill, 1974):

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{B_1 \sigma_y \sigma_z} \exp \left\{ - \left[\frac{\Gamma(3/r)}{\Gamma(1/r)} \right]^{r/2} \left(\frac{y}{\sigma_y} \right)^r - \left[\frac{\Gamma(3/s)}{\Gamma(1/s)} \right]^{s/2} \left(\frac{z}{\sigma_z} \right)^s \right\} \quad (8.14)$$

donde

$$\frac{1}{B_1} = \frac{r \cdot s \left[\Gamma(3/r) \Gamma(3/s) \right]^{1/2}}{4 \bar{u} \left[\Gamma(1/r) \Gamma(1/s) \right]^{3/2}}$$

De esta forma, la distribución espacial de la concentración, sin incluir el efecto de la superficie terrestre, está completamente expresada en función de las dimensiones y los "factores de forma" (r y s) de la pluma en cada dirección, de la velocidad del viento y de la intensidad de la fuente de emisión.

Si el origen de coordenadas se fija en superficie, en el lugar de la emisión, para una fuente ubicada en (z_s) a una altura $z = z_s \neq 0$ y utilizando el método de las imágenes para introducir el efecto de la reflexión de los contaminantes en la superficie (Pasquill, 1974), la expresión (8.14) se transforma en:

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{B_1 \sigma_y \sigma_z} \exp \left\{ - \left[\frac{\Gamma(3/r)}{\Gamma(1/r)} \right]^{r/2} \left(\frac{y}{\sigma_y} \right)^r \right\} \left\{ \exp \left[- \left[\frac{\Gamma(3/s)}{\Gamma(1/s)} \right]^{s/2} \left(\frac{z - z_s}{\sigma_z} \right)^s \right] + \right. \\ \left. + \exp \left[- \left[\frac{\Gamma(3/s)}{\Gamma(1/s)} \right]^{s/2} \left(\frac{z + z_s}{\sigma_z} \right)^s \right] \right\} \quad (8.15)$$

Algunas evidencias experimentales sobre la forma de la distribución lateral de los contaminantes indican que existe un rango de valores de r , con cierta tendencia a $r = 2$ (distribución normal o gaussiana) como valor medio (Pasquill, 1974). Para la distribución vertical, los valores de s varían en un amplio rango sin observarse una clara tendencia hacia un valor determinado (Pasquill, 1974), obteniéndose que dependen de la rugosidad de

la superficie, la distancia a la fuente de emisión y la estabilidad de la atmósfera (Mazzeo y Venegas, 1983e, 1984b y 1985c).

Introduciendo la relación (8.15) en la siguiente definición de la concentración lateral integrada (C_y):

$$C_y = \int_{-\infty}^{\infty} C(x, y, z) dy \quad (8.16)$$

se obtiene:

$$C_y(x, z) = \frac{Q s}{2 \sigma_z \bar{u}} \frac{[\Gamma(3/s)]^{1/2}}{[\Gamma(1/s)]^{3/2}} \left\{ \exp \left[- \left[\frac{\Gamma(3/s)}{\Gamma(1/s)} \right]^{s/2} \left(\frac{z - z_s}{\sigma_z} \right)^s + \right. \right. \\ \left. \left. + \exp \left[- \left[\frac{\Gamma(3/s)}{\Gamma(1/s)} \right]^{s/2} \left(\frac{z + z_s}{\sigma_z} \right)^s \right] \right\} \quad (8.17)$$

La concentración lateral integrada a nivel de superficie ($z = 0$), se expresa:

$$C_y(x, 0) = \frac{Q s}{\sigma_z \bar{u}} \frac{[\Gamma(3/s)]^{1/2}}{[\Gamma(1/s)]^{3/2}} \exp \left\{ - \left[\frac{\Gamma(3/s)}{\Gamma(1/s)} \right]^{s/2} \left(\frac{z_s}{\sigma_z} \right)^s \right\} \quad (8.18)$$

La expresión (8.18) puede escribirse en forma adimensional de la siguiente manera:

$$\tilde{C}_y = \frac{C_y \bar{u} z_s}{Q} = \frac{s}{\tilde{\sigma}_z} \frac{[\Gamma(3/s)]^{1/2}}{[\Gamma(1/s)]^{3/2}} \exp \left\{ - \left[\frac{\Gamma(3/s)}{\Gamma(1/s)} \right]^{s/2} \left(\frac{\tilde{z}_s}{\tilde{\sigma}_z} \right)^s \right\} \quad (8.19)$$

donde $\tilde{\sigma}_z = \sigma_z/z_i$ y $\tilde{z}_s = z_s/z_i$.

Si la distribución vertical fuera gaussiana, entonces $s = 2$, y por lo tanto:

$$\tilde{C}_y(t_*, \tilde{z}) = \sqrt{\frac{z}{\pi}} \frac{1}{\tilde{\sigma}_z} \exp\left[-\frac{\tilde{z}_s^2}{2\tilde{\sigma}_z^2}\right] \quad (8.20)$$

8.2 Estimación de la concentración lateral integrada en superficie

8.2.1 Modelo gaussiano

Se aplicó el modelo de la pluma gaussiana expresado mediante la relación (8.20) a la estimación de la concentración adimensional $\tilde{C}_y(t_*, 0)$ en superficie, para las condiciones convectivas observadas en los experimentos realizados en el Proyecto Prairie Grass (Barad, 1958). Se utilizaron los valores de los coeficientes de dispersión vertical (σ_z) presentados por Pasquill-Gifford (Turner, 1969), para la clase de estabilidad correspondiente a cada experimento y adimensionalizados con el valor de z_i observado en cada caso (Mazzeo y Venegas, 1984a, 1985b) (Anexo I).

En la Figura 8.1 se presentan los valores de $\tilde{C}_y(t_*, 0)$ observados y estimados mediante el modelo gaussiano, para $\tilde{z}_s = 0$. La línea recta representa la correlación ideal. Se observa que los valores observados son mayores que los estimados en la mayoría de los casos, observándose sobreestimaciones de hasta el 60 %.

Asimismo, se calcularon los valores de $\tilde{C}_y(t_*, 0)$ en superficie, para emisiones realizadas desde $z_s = 0.067 z_i$; $0.24 z_i$ y $0.49 z_i$, mediante la expresión (8.20) y se compararon con los observados por Willis y Deardorff (1976, 1978, 1981) en las experiencias de laboratorio. Los valores del coeficiente de dispersión vertical ($\tilde{\sigma}_z$) corresponden a la clase A de la clasificación elaborada por Pasquill-Gifford, adimensionalizados aplicando

las relaciones presentadas en la sección 7 (expresiones (7.8)):
 $z_i = 2 \text{ km}$ y $w^*/\bar{u} = 0.65$ (Willis y Deardorff, 1976; Mazzeo y Venegas, 1983b, 1985b).

En la Figura 8.2 se comparan los valores de $\tilde{C}_y(t_*, 0)$ observados con los estimados por el modelo gaussiano para emisiones realizadas desde las alturas mencionadas. En esta Figura, puede observarse que las estimaciones teóricas de $\tilde{C}_y(t_*, 0)$ difieren significativamente de los valores observados en todos los casos. Si bien la "forma" de la variación de $\tilde{C}_y(t_*, 0)$ con t_* estimada, es semejante (aunque bastante desplazada) a la observada para distancias cercanas a la fuente, cabe señalar que, para distancias alejadas del punto de emisión, el modelo gaussiano no reproduce el mínimo observado de $\tilde{C}_y(t_*, 0)$ y su posterior aumento, debido a que no considera el descenso inicial de la pluma hasta la superficie y su elevación, que tienen lugar luego de la emisión. Por este motivo, puede suponerse que el valor máximo de $\tilde{C}_y(t_*, 0)$ calculado por el modelo gaussiano sea inferior al observado, y su ubicación muy diferente de la obtenida experimentalmente.

Una variación en la aplicación del modelo gaussiano, consiste en considerar el coeficiente de dispersión vertical correspondiente a la capa de convección libre.

Para una emisión realizada desde superficie ($\tilde{z}_s = 0$), y suponiendo que los valores de $\tilde{\sigma}_z$ son los estimados para la capa de convección libre, presentados en la sección 7 (expresión (7.3)), mediante (Mazzeo y Venegas, 1985a):

$$\tilde{\sigma}_z = 1.41 t_*^{3/2}$$

el modelo gaussiano (expresión (8.20)) permite establecer que:

$$\tilde{C}_y(t_*, 0) = 0.56 t_*^{-3/2} \quad (8.21)$$

Este resultado difiere del obtenido a partir de consideraciones dimensionales y de los datos experimentales, presentado en la sección 6 (expresión (6.18)) (Mazzeo y Venegas, 1985b):

$$\tilde{C}_y(t_*, 0) = 0.91 t_*^{-3/2}$$

Por lo tanto, puede observarse que el modelo gaussiano expresado por la relación (8.20), aún incluyendo la dispersión vertical atmosférica en condiciones convectivas, no representa los valores de $\tilde{C}_y(t_*, 0)$ en superficie en estas condiciones atmosféricas.

8.2.2 Modelo exponencial general

Los valores de $\tilde{C}_y(t_*, 0)$ en superficie se estimaron mediante el modelo exponencial general expresado por la relación (8.19). Se incluyeron los valores de la dispersión vertical observados (sección 6 y Anexo I) y del exponente s , para las condiciones convectivas. Los valores de s corresponden a la unidad en la capa convectiva ($1L \leq z \leq 0.1 z_c$) y a 0.57 en la mezclada ($0.1 z_c \leq z \leq z_c$) (Mazzeo y Venegas, 1985c) (Anexo III).

En la Figura 8.3 se presentan los valores de $\tilde{C}_y(t_*, 0)$ estimados para una fuente ubicada en superficie y se comparan con los observados en los experimentos del Proyecto Prairie Grass. Se observa que el modelo teórico exponencial general, sobreestima notablemente a $\tilde{C}_y(t_*, 0)$ para el caso de valores pequeños, y subestima para valores mayores. En los primeros el error puede llegar hasta casi el 90 % y en los segundos al 30 %.

Asimismo, en la Figura 8.4 se comparan las estimaciones de $\tilde{C}_y(t_*, 0)$ obtenidas mediante el modelo exponencial general para contaminantes emitidos desde diferentes alturas, con las observaciones realizadas por Willis y Deardorff (1976, 1978, 1981). En este cálculo, se consideraron los valores de $\tilde{\sigma}_z$ observados en el laboratorio, y presentados en la sección 6.

De la Figura 8.4, puede obtenerse que la diferencia más significativa entre ambas representaciones, consiste en que la curva estimada no reproduce la brusca disminución de los valores observados producida como consecuencia del ascenso de la pluma de contaminantes. Asimismo, los valores máximos estimados son muy inferiores que los observados para las tres alturas de emisión consideradas. Por lo tanto, se deduce que los valores estimados mediante el modelo exponencial general no predicen correctamente la ubicación y la magnitud de la concentración máxima $\tilde{C}_y(t_*, 0)$ en superficie y sobreestiman considerablemente la concentración para distancias mayores que la de elevación de la pluma, en el caso de las fuentes más bajas.

9. MODELO DE DIFUSION ATMOSFERICA EN CONDICIONES CONVECTIVAS

9.1 Hipótesis y desarrollo del modelo

Como se mencionó en la sección 5, la parte superior de la capa límite atmosférica convectiva puede ser considerada como una región con turbulencia homogénea. Este aspecto contribuye a que los modelos de difusión atmosférica en esta capa puedan ser relativamente simples.

Los elementos convectivos en esta capa, consisten en plumas térmicas o movimientos ascendentes limitados por regiones descendentes de mayor extensión. Estos elementos se extienden desde cerca de la superficie terrestre hasta la capa de interfase. En condiciones muy inestables ($z_i/|L| > 10$), los elementos están distribuidos aleatoriamente y tienen "vida larga". Su escala temporal está determinada por $z_i/w_* \sim 10$ minutos.

Los resultados de los experimentos llevados a cabo en laboratorio por Willis y Deardorff (1976, 1978, 1981) y los provenientes de la simulación numérica debida a Lamb (1978) presentan que la línea central de la pluma de contaminantes emitidos desde una fuente elevada desciende hasta interceptar la superficie. Este comportamiento se debe a los movimientos de origen térmico de "vida larga" que se desarrollan en la capa límite convectiva y a que los movimientos descendentes ocupan una fracción de área horizontal mayor que la de ascenso (Lenschow, 1970). Por ello, existe una mayor probabilidad de que los contaminantes sean emitidos en una parcela de aire descendente.

Los valores de la concentración de contaminantes en aire a nivel del suelo obtenidos mediante la aplicación de los modelos de la pluma gaussiana y exponencial general presentan algunas diferencias significativas respecto de los observados (Mazzeo y Venegas, 1985b) (sección 8). Esta conclusión y los resultados obtenidos por Willis y Deardorff y por Lamb, hace necesario la elaboración de modelos de difusión atmosférica en condiciones convectivas que sean relativamente simples y de tipo "no gaussiano" (Misra, 1982). Estos modelos de tipo "no gaussiano" pueden ofre-

cer un nuevo camino para la simulación de la difusión atmosférica de plumas de contaminantes sin empuje en una capa límite convectiva.

El punto de partida de un modelo de tipo "no gaussiano" podría ser la siguiente expresión para la concentración lateral integrada de contaminantes (Misra, 1982):

$$C_y(x, z) = \frac{Q}{\bar{u}} \mathbb{P}(w(z)) \left. \frac{d\bar{w}}{dz} \right|_x \quad (9.1)$$

donde $\mathbb{P}(w)$ es la distribución de probabilidad de la velocidad vertical del aire, Q es la intensidad de la fuente de emisión y \bar{u} es la velocidad media del viento.

La suposición principal de este tipo de modelos es considerar que el tiempo integral lagrangeano es infinito, de manera que la velocidad vertical de los contaminantes a una distancia está perfectamente correlacionada con la velocidad vertical inicial. Esta suposición se fundamenta con los grandes tiempos de vida de los elementos convectivos.

En este trabajo, se presenta una modificación de la expresión (9.1) incluyendo la probabilidad de la distribución de los contaminantes emitidos a la altura z_s , resultando:

$$C(x, y, z) \propto \frac{Q}{\bar{u}} \left[\mathbb{P}(\tilde{w}_i) \right] \mathbb{P}^{(x, y, z)_p / z_s} \quad (9.2)$$

donde $\left[\mathbb{P}(\tilde{w}_i) \right]$ es la función de probabilidad adimensional de la velocidad vertical (\tilde{w}_i), para las térmicas ($i=T$) o el entorno ($i=e$) y $\mathbb{P}^{(x, y, z)_p / z_s}$ es la función de probabilidad de la distribución espacial de las partículas alrededor del eje central de la pluma de contaminantes.

En la expresión (9.2) se incluye la conocida y verificada proporcionalidad directa entre la concentración (C) y la intensidad de la emisión (Q) y la inversa entre C y la veloci-

dad media del viento (\bar{u}). La utilización de $[P(\tilde{w}_i)]$ en dicha relación corresponde a su similar dimensional introducida en (9.1) y contribuirá a describir los efectos de la sucesión de sistemas "térmica-entorno". Asimismo, la inclusión de $P^{(x,y,z)}/z_s$ posibilitará representar el efecto de la dispersión de contaminantes alrededor del eje central de la pluma.

En el desarrollo del modelo propuesto se considera que la función de probabilidad $P^{(x,y,z)}/z_s$ presenta una distribución gaussiana en la vertical, para una emisión realizada desde una altura z_s .

Por otra parte, de acuerdo con lo obtenido por varios autores (Willis y Deardorff, 1976; Lamb, 1978) la distribución de la concentración en la dirección horizontal perpendicular al viento, puede considerarse también representativamente gaussiana.

Por lo tanto, de acuerdo con estas suposiciones, es posible expresar la función $P^{(x,y,z)}/z_s$ de la siguiente manera:

$$P^{(x,y,z)}/z_s = \frac{1}{2\pi\sigma_z\sigma_y} \exp\left\{-\frac{(z-z_s)^2}{2\sigma_z^2}\right\} \exp\left\{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right\} \quad (9.3)$$

Como se mencionó anteriormente, para introducir el "efecto" originado por la sucesión de sistemas "térmica-entorno", y por la distribución de probabilidad de la velocidad vertical en cada punto, sobre la dispersión de la concentración de contaminantes en aire, se incluye en la relación (9.2) la función de probabilidad adimensional de \tilde{w}_i , $[P(\tilde{w}_i)]$ considerada una función gaussiana (Lenschow, 1970; Misra, 1982):

$$[P(\tilde{w}_i)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \tilde{\sigma}_{w_i}} \exp \left\{ -\frac{(\tilde{w}_i - \tilde{w}_i)^2}{2 \tilde{\sigma}_{w_i}^2} \right\} \quad i=e, \tau \quad (9.4)$$

En la expresión (9.4) la velocidad vertical y la desviación estandar de \tilde{w}_i , adimensionalizadas corresponderán a \tilde{w}_τ , \tilde{w}_e y $\tilde{\sigma}_{w_\tau}$ en el caso de una térmica y a \tilde{w}_e , \tilde{w}_e y $\tilde{\sigma}_{w_e}$ para el entorno, siendo \tilde{w}_i la velocidad instantánea y \tilde{w}_i el promedio temporal de la velocidad vertical del aire en cada sistema.

Por lo tanto, reemplazando las relaciones (9.3) y (9.4) en la (9.2) se obtiene la siguiente expresión de la distribución espacial de la concentración de contaminantes en aire:

$$C(x, y, z) \propto \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \bar{u} \sigma_z \sigma_y \tilde{\sigma}_{w_i}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{(z-z_s)^2}{\sigma_z^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{(\tilde{w}_i - \tilde{w}_i)^2}{\tilde{\sigma}_{w_i}^2} \right] \right\}$$

con $i=e, \tau$, que adimensionalizada tiene la siguiente forma:

$$\tilde{C}(t_*, \tilde{y}, \tilde{z}) \propto \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \tilde{\sigma}_z \tilde{\sigma}_y \tilde{\sigma}_{w_i}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{(\tilde{z} - \tilde{z}_s)^2}{\tilde{\sigma}_z^2} + \frac{\tilde{y}^2}{\tilde{\sigma}_y^2} + \frac{(\tilde{w}_i - \tilde{w}_i)^2}{\tilde{\sigma}_{w_i}^2} \right] \right\}$$

donde $\tilde{C}(t_*, \tilde{y}, \tilde{z}) = \frac{z_i^2 C \bar{u}}{Q}$, $t_* = \frac{\bar{x}}{z_i} \frac{w_*}{\bar{u}} = \tilde{x}$, $\tilde{y} = y/z_i$, $\tilde{z} = z/z_i$,
 $\tilde{\sigma}_z = \sigma_z/z_i$, $\tilde{\sigma}_y = \sigma_y/z_i$, $\tilde{\sigma}_{w_i} = \sigma_w/w_*$, $\tilde{w}_i = w/w_*$ y $\tilde{w}_i = \frac{\hat{w}}{w_*}$.

Integrando la última relación con respecto a \tilde{y} se obtiene la expresión de la concentración adimensional lateral integrada

(\tilde{C}_y) (expresión (6.5)):

$$\tilde{C}_y(t_*, \tilde{z}) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{C}(t_*, \tilde{y}, \tilde{z}) d\tilde{y}$$

expresada por:

$$\tilde{C}_y(t_*, \tilde{z}) \propto \frac{1}{2\pi \tilde{\sigma}_z \tilde{\sigma}_{w_i}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{(\tilde{z} - \tilde{z}_s)^2}{\tilde{\sigma}_z^2} + \frac{(\tilde{w}_i - \tilde{w}_i)^2}{\tilde{\sigma}_{w_i}^2} \right] \right\} \quad (9.5)$$

$i = e, \tau$

Comparando los resultados obtenidos mediante la expresión (9.5) con los valores observados en los experimentos de difusión atmosférica realizados en laboratorio para la altura de emisión $z_s = 0.067 z_i$ (Willis y Deardorff, 1976) se obtiene que el factor de proporcionalidad es igual a 2 (válido hasta la distancia en la que la pluma finaliza su ascenso). Este factor coincide con la suposición de una reflexión total de los contaminantes en la superficie (los contaminantes no interactúan con la superficie). Luego, la concentración lateral integrada adimensional (\tilde{C}_y) (expresión (9.5)) puede ser obtenida mediante:

$$\tilde{C}_y(t_*, \tilde{z}) = \frac{1}{\pi \tilde{\sigma}_z \tilde{\sigma}_{w_i}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{(\tilde{z} - \tilde{z}_s)^2}{\tilde{\sigma}_z^2} + \frac{(\tilde{w}_i - \tilde{w}_i)^2}{\tilde{\sigma}_{w_i}^2} \right] \right\} \quad i = e, \tau$$

que, incluyendo la dispersión en la dirección \tilde{y} , se expresa:

$$\tilde{C}(t_*, \tilde{y}, \tilde{z}) = \frac{1}{\sqrt{2} \pi^{3/2} \tilde{\sigma}_z \tilde{\sigma}_y \tilde{\sigma}_{w_i}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{(\tilde{z} - \tilde{z}_s)^2}{\tilde{\sigma}_z^2} + \frac{\tilde{y}^2}{\tilde{\sigma}_y^2} + \frac{(\tilde{w}_i - \tilde{w}_i)^2}{\tilde{\sigma}_{w_i}^2} \right] \right\} \quad (9.6)$$

$i = e, \tau$

Por otra parte, como se mencionó en la sección 5, a partir de los resultados experimentales se observa que inmediatamente después de que los contaminantes son emitidos, la pluma desciende hacia la superficie, hasta una cierta distancia y luego comienza a ascender. A medida que éstos ascienden, su distribución vertical tiende a homogeneizarse. De esta forma, se supone que en la vertical, la distribución representada por la expresión (9.6) sólo describe el comportamiento de la dispersión cerca de la fuente de emisión. Para distancias iguales o mayores que la que corresponden al centro de la térmica (máxima velocidad ascendente) que afecta a la pluma inmediatamente después de su emisión, se supone que los contaminantes se encuentran bien mezclados y, por lo tanto, el coeficiente de dispersión vertical estará caracterizado por z_i . Esta última suposición ha sido utilizada por Misra (1982) para el caso de una pluma ascendente (sección 6). Por lo tanto, $P((x,y,z)_P/z_s)$ se transforma en:

$$P((x,y,z)_P/z_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} z_i \sigma_y} \exp \left\{ -\frac{y^2}{2 \sigma_y^2} \right\}$$

Introduciendo esta expresión y la (9.4) en la relación (9.2) resulta:

$$C(x,y,z) \propto \frac{Q}{2\pi \bar{u} z_i \sigma_y \tilde{\sigma}_{w_i}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{(\tilde{w}_i - \tilde{w}_i)^2}{\tilde{\sigma}_{w_i}^2} \right] \right\} \quad (9.7)$$

$i=e,\tau$

Sin embargo, los valores de la concentración observada en superficie resultaron proporcionales a los obtenidos mediante la

expresión (9.7) adimensionalizada. A partir de los valores observados en los experimentos realizados en el laboratorio para la fuente más baja ($Z_s = 0.067 Z_i$) (Willis y Deardorff, 1976), se determinó que el factor de proporcionalidad, para distancias alejadas de la fuente, se expresa:

$$F_A(t_*) = 1.126 t_{*0}^{-1.69} \quad (9.8)$$

con $t_{*0} = t_* - t_{*M}$ y t_{*M} es el límite inferior del segmento horizontal ocupado por una térmica.

De esta forma, cuando la pluma finalizó su ascenso y se encuentra en la zona de marcada mezcla vertical, la distribución de la concentración adimensional de contaminantes en aire, puede ser estimada mediante la siguiente expresión:

$$\tilde{C}(t_*, \tilde{y}, \tilde{z}) = \frac{F_A(t_*)}{2\pi \tilde{\sigma}_y \tilde{\sigma}_{w_i}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{\tilde{y}^2}{\tilde{\sigma}_y^2} + \frac{(\tilde{w}_i - \hat{\tilde{w}}_i)^2}{\tilde{\sigma}_{w_i}^2} \right] \right\} \quad (9.9)$$

$i = e, \tau$

válida para $t_{*M} + \Delta t_{*\tau}/2 \leq t_*$ y donde $\Delta t_{*\tau}$ es la extensión horizontal adimensional de la térmica.

La distribución de la concentración lateral integrada adimensional (\tilde{C}_y) obtenida a partir de la integración de la relación (9.9) se expresa:

$$\tilde{C}_y(t_*, \tilde{z}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{F_A(t_*)}{\tilde{\sigma}_{w_i}} \exp \left\{ -\frac{(\tilde{w}_i - \hat{\tilde{w}}_i)^2}{2 \tilde{\sigma}_{w_i}^2} \right\}$$

válida para $t_{*M} + \frac{\Delta t_{*\tau}}{2} \leq t_*$.

9.2 Parámetros utilizados en el modelo

9.2.1 Coeficiente de dispersión lateral

El coeficiente de dispersión lateral adimensional ($\tilde{\sigma}_y$) incluido en las expresiones de la distribución de la concentración adimensional correspondientes al modelo propuesto, se estima de acuerdo con las siguientes relaciones (sección 7):

i) para $\tilde{z}_s = 0$,

$$\tilde{\sigma}_y : \begin{cases} 2.16 t_*^{3/2} & t_* \leq 0.216 \\ 0.375 t_* + 0.14 & t_* > 0.216 \end{cases}$$

ii) para $\tilde{z}_s \neq 0$,

$$\tilde{\sigma}_y = 0.375 t_* + 0.006 \tilde{z}_s^{-0.512} \quad \forall t_*$$

9.2.2 Coeficiente de dispersión vertical

Los valores del coeficiente de dispersión vertical adimensional ($\tilde{\sigma}_z$) incluido en las expresiones (9.5) y (9.6) son los obtenidos mediante la relación propuesta por Deardorff y Willis (1973) (sección 7):

$$\tilde{\sigma}_z = a_2 \left[1 - \exp(-\delta' t_*) \cos\left(\frac{2\pi t_*}{\zeta'}\right) \right]$$

con

$$a_2 = \left[\frac{1}{3} - \tilde{z}_s + \tilde{z}_s^2 \right]^{1/2}$$

$$\delta' = 0.85 \quad \text{y} \quad \zeta' = 4.2$$

9.2.3 Variación de la altura de la concentración máxima de los contaminantes con la distancia

Para estimar las sucesivas posiciones de la altura en la que se verifica la concentración máxima de la pluma de contaminantes (\tilde{z}_M), se utilizan las observaciones realizadas en el laboratorio por Willis y Deardorff (1976, 1978, 1981) y se obtiene una expresión analítica para evaluar \tilde{z}_M en función de t_* .

De la observación del campo bidimensional de concentraciones (Figuras 6.6 a 6.8) se establece que \tilde{z}_M es una función periódica de t_* y tiene la siguiente forma:

$$\tilde{z}_M(t_*, \tilde{z}_s) = \bar{z}_M + \alpha_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\tau_i} t_* + \delta_{i,k'}\right) \quad \begin{array}{l} i = e, \tau \\ k' = 1, 2, 3, \dots \end{array} \quad (9.10)$$

donde \bar{z}_M es la altura adimensional promedio alrededor de la cual tiene lugar la oscilación del máximo de la pluma con amplitud α_0 . Asimismo, se considera que \bar{z}_M y α_0 son funciones de la altura de emisión adimensional (\tilde{z}_s).

En las Figuras 9.1 y 9.2 se presentan las variaciones de \bar{z}_M y de α_0 con la altura de emisión para los valores observados en el laboratorio. Las funciones obtenidas a partir de estos valores son:

$$\bar{z}_M = -0.234 \tilde{z}_s + 0.437 \quad (9.11)$$

y

$$\alpha_0 = -0.234 \tilde{z}_s + 0.387 \quad (9.12)$$

Reemplazando las expresiones (9.11) y (9.12) en la (9.10) se obtiene:

$$\tilde{z}_M(t_*, \tilde{z}_s) = 0.437 - 0.234 \tilde{z}_s + (0.387 - 0.234 \tilde{z}_s) \cos\left(\frac{2\pi}{\tau_i} t_* + \delta_{i,k'}\right) \quad (9.13)$$

con $i = e, \tau$ y $k' = 1, 2, 3, \dots$
 siendo e : entorno y τ : térmica.

Los valores del período (τ_i) y del desfase (δ_{ik}) dependen del sistema por el cual está atravesando la pluma, y se estiman a partir del campo de la velocidad vertical del aire (sección 9.2.5).

Sin embargo, para calcular el desfase inicial (δ_{e_1}), se supone que en el origen de coordenadas, la ubicación de la concentración máxima coincide con la altura de emisión, es decir:

$$\tilde{z}_M = \tilde{z}_s \quad \text{para } t_* = 0$$

por lo tanto, para $t_* = 0$, se verifica:

$$\tilde{z}_s = 0.437 - 0.234 \tilde{z}_s + (0.387 - 0.234 \tilde{z}_s) \cos \delta_{e_1}$$

y despejando δ_{e_1} , se obtiene:

$$\delta_{e_1} = \arccos \left[\frac{1.234 \tilde{z}_s - 0.437}{0.387 - 0.234 \tilde{z}_s} \right] \quad (9.14)$$

Asimismo, se determina la distancia a la cual la concentración máxima llega a la "superficie" (t_{*M}). De acuerdo con los valores obtenidos de los trabajos de Willis y Deardorff mencionados, se considera que la concentración máxima llega a la "superficie" cuando su altura adimensional se encuentra en $\tilde{z} = 0.05$. Esta limitación también puede encontrarse en trabajos anteriores (Willis y Deardorff, 1976, 1978, 1981; Misra, 1982).

De esta manera, cuando los contaminantes están afectados por una corriente descendente de período conocido (τ_e) y cuyo desfase inicial (δ_{e_1}) ha sido estimado por la expresión (9.14), puede obtenerse la ubicación de t_{*M} , ya que deberá verificarse la siguiente condición:

$$\tilde{z}_M = 0.05$$

$$\text{para } t_* = t_{*M}$$

por lo tanto,

$$0.05 = 0.437 - 0.234 \tilde{z}_s + (0.387 - 0.234 \tilde{z}_s) \cos\left(\frac{2\pi}{z_e} t_{*M} + \delta_{e_1}\right)$$

de la que puede despejarse la siguiente relación, para t_{*M} :

$$t_{*M} = \frac{(\pi - \delta_{e_1})}{2\pi} z_e \quad (9.15)$$

Los valores de \tilde{z}_M obtenidos mediante la expresión (9.13), considerando δ_{e_1} de la relación (9.14) y calculando los desfases posteriores y los períodos de la forma desarrollada en la sección 9.2.5 para el campo de la velocidad vertical adimensional, son comparados con los resultados observados en el laboratorio y presentados en las Figuras 9.3 y 9.4 para las dos alturas de emisión consideradas en los experimentos (Willis y Deardorff, 1976, 1978). Cabe señalar que los valores correspondientes a la altura de emisión $\tilde{z}_s = 0.49 z_i$ (Willis y Deardorff, 1981) no han sido incluidos debido a que los autores no presentan la variación del eje central de la pluma. ya que ésta presenta un comportamiento particular.

Del análisis de las Figuras 9.3 y 9.4 puede observarse que las curvas obtenidas por el modelo propuesto representan bastante bien los resultados experimentales para $\tilde{z}_s = 0.067 z_i$ y $\tilde{z}_s = 0.24 z_i$.

Asimismo, es importante señalar que como la expresión propuesta para evaluar \tilde{z}_M (ecuación (9.13)) no considera el amortiguamiento observado en la oscilación de la pluma para distancias alejadas de la fuente, su rango de validez, en t_* , está acotado. Para $\tilde{z}_s = 0.067$ se observa (Figura 9.3) un error del 10 % alrededor de $t_* \approx 2.2$ y para $\tilde{z}_s = 0.24$ (Figura 9.4) el mismo error se presenta en $t_* \approx 2.6$, a partir de donde comienza a aumentar, en am-

bos casos.

9.2.4 Desviación estandar de la velocidad vertical del aire

Los valores de $\tilde{\sigma}_{w_i}$ considerados para evaluar la concentración de contaminantes en aire mediante el modelo propuesto corresponden a los obtenidos a partir de las relaciones (5.9) y (5.10) (Lenschow y Stephens, 1982) (sección 5):

i) para las térmicas:

$$\tilde{\sigma}_{w_T}^2 = 2.2 \tilde{z}^{2/3} \left[1 - 2.18 \tilde{z}^{1/2} + 1.82 \tilde{z} - 0.55 \tilde{z}^2 \right]$$

ii) para el entorno:

$$\tilde{\sigma}_{w_e}^2 = 2.2 \tilde{z}^{2/3} \left[1 - 1.64 \tilde{z}^{1/4} + 0.63 \tilde{z}^{1/2} + 0.15 \tilde{z} - 0.08 \tilde{z}^2 \right]$$

9.2.5 Campo de la velocidad vertical de la atmósfera

9.2.5.1 Aproximaciones y suposiciones

Una aproximación utilizada para parametrizar la dinámica de la capa límite convectiva, consiste en suponer que el campo de la velocidad vertical está constituido por corrientes ascendentes o "térmicas" y corrientes descendentes, con una velocidad media compensatoria y que ocupan la región exterior de las zonas de ascenso. La turbulencia presenta dentro de las térmicas y de su entorno tiene una **escala** más pequeña, de manera que puede dispersar el material existente dentro de las mismas.

Para poder "generar" un campo de velocidad vertical en la capa límite convectiva, a partir de los resultados obtenidos por Lenschow y Stephens (1980), se han considerado dos hipótesis **simplificadoras**

La primera de ellas, considera que las áreas horizontales

de las térmicas y de su entorno se mantienen constantes con la altura. De esta forma, la velocidad vertical cambia de ascenso a descenso (y viceversa) a la misma distancia horizontal para toda altura. Sin embargo, esta suposición no permite reproducir correctamente las zonas de convergencia y divergencia horizontal a diferentes alturas, mencionadas por Lenschow y Stephens (1980). Por lo tanto, para reproducir el flujo vertical de masa, por unidad de masa ($F_z = \text{flujo}/\rho = \bar{w} \cdot \text{área}$) existente dentro y fuera de las térmicas, el perfil vertical medio de la velocidad vertical (\bar{w}) deberá verificar la siguiente igualdad:

$$\bar{w}(z) \bar{a} = \bar{w}_o(z) a(z) \quad (9.16)$$

donde

$\bar{w}_o(z)$ es la velocidad vertical media observada en la atmósfera (Lenschow y Stephens, 1980, 1982),

$a(z)$ es el área horizontal del sistema considerado (térmica o entorno) y es función de la altura, como se especificó en la sección 5,

\bar{a} es el área horizontal promedio del sistema, que es independiente de la altura.

La segunda hipótesis consiste en suponer que las áreas de los sistemas son circulares, coincidiendo con una sugerencia de Lenschow y Stephens (1980).

En consecuencia, tanto las térmicas como el entorno, serán considerados cilindros que se extienden desde la base hasta aproximadamente el tope ($\approx 0.9 z_i$) de la capa límite convectiva.

9.2.5.2 Velocidad vertical media en las térmicas

El perfil vertical de la velocidad vertical media dentro de las térmicas deberá satisfacer la igualdad (9.16), por lo tanto:

$$\bar{w}_T(z) = \frac{\bar{w}_{o_T}(z) \frac{\pi}{4} d_T^2(z)}{\frac{\pi}{4} \bar{d}_T^2} = \frac{\bar{w}_{o_T}(z) d_T^2(z)}{\bar{d}_T^2} \quad (9.17)$$

donde

$\bar{w}_{o_T}(z)$ es la velocidad vertical media en las térmicas y corresponde a la expresión (5.6) (Lenschow y Stephens, 1980), $d_T(z)$ es el diámetro horizontal de las térmicas, considerado igual a la longitud de onda característica de los procesos en la capa convectiva, y su variación con la altura está representada por las expresiones (5.5) (Kaimal y otros, 1976):

$$d_T = \lambda_{mw} \begin{cases} z(0.55 - 0.38 |z/L|)^{-1} & 0 \leq z \leq |L| \\ 5.9 z & |L| < z < 0.1 z_i \\ 1.5 z_i [1 - \exp(-5 \tilde{z})] & 0.1 z_i \leq z \leq z_i \end{cases} \quad (9.18)$$

con \bar{d}_T diámetro horizontal medio de las térmicas.

En forma adimensional, la expresión (9.17) adquiere la siguiente forma:

$$\tilde{w}_T(\tilde{z}) = \frac{\tilde{w}_{o_T}(\tilde{z}) [\tilde{d}_T(\tilde{z})]^2}{\bar{\tilde{d}}_T^2} \quad (9.19)$$

El valor de $\bar{\tilde{d}}_T^2$ es obtenido en forma analítica (Anexo III) determinándose que no depende de las condiciones de estabilidad atmosférica ($z/|L|$) y obteniéndose $\bar{\tilde{d}}_T^2 \approx 1.509$.

Asimismo, en la Figura 9.5 se presenta la variación de \tilde{d}_T^2 con la altura, para diferentes condiciones de estabilidad atmosférica. En ésta se han señalado los valores de $\bar{\tilde{d}}_T^2$ obtenidos en forma analítica.

De acuerdo con lo observado en las representaciones gráficas y con los resultados analíticos, se desprecia la dependencia de $\tilde{\sigma}_T^2$ con la estabilidad atmosférica (sólo incluida en el intervalo inferior), y se obtienen las siguientes expresiones:

$$\tilde{\sigma}_T^2 \left\{ \begin{array}{ll} 34.81 \tilde{z}^2 & 0 \leq \tilde{z} < 0.1 \\ 1.5^2 [1 - 2 \exp(-5\tilde{z}) + \exp(-10\tilde{z})] & 0.1 \leq \tilde{z} \leq 1 \end{array} \right. \quad (9.20)$$

Reemplazando la expresión (5.6) del perfil vertical de la velocidad media y las relaciones (9.20) en la igualdad (9.19), se obtiene:

$$\tilde{w}_T(\tilde{z}) = \tilde{z}^{1/3} (1 - 1.1 \tilde{z}) G(\tilde{z}) \quad (9.21)$$

donde

$$G(\tilde{z}) : \left\{ \begin{array}{ll} 23.07 \tilde{z}^2 & 0 \leq \tilde{z} < 0.1 \\ 1.49 [1 - 2 \exp(-5\tilde{z}) + \exp(-10\tilde{z})] & 0.1 \leq \tilde{z} \leq 1 \end{array} \right.$$

9.2.5.3 Velocidad vertical media en el entorno

Como se describió en la sección 5, considerando sólo el campo de las térmicas y su entorno, y despreciando las áreas intermedias existentes entre ambas configuraciones, se obtiene, a partir de las observaciones, que el área ocupada por las térmicas es de alrededor del 28 % y el área asignada al entorno del 72 %, del área total (Lenschow y Stephens, 1982).

Por lo tanto, suponiendo que la velocidad vertical media es nula, se obtiene la siguiente igualdad:

$$\alpha \bar{w}_T + (1 - \alpha) \bar{w}_e = 0 \quad (9.22)$$

de donde, siendo $\alpha = 0.28$ la fracción del área horizontal ocupada por las térmicas, la expresión para la velocidad vertical media del entorno (\bar{w}_e) será:

$$\bar{w}_e = - \frac{\alpha}{1-\alpha} \bar{w}_T = - 0.39 \bar{w}_T \quad (9.23)$$

y en forma adimensional:

$$\tilde{w}_e = - 0.39 \tilde{w}_T \quad (9.24)$$

Por otra parte, el flujo medio de masa en el entorno, por unidad de masa se expresa:

$$\bar{F}_{\ell_e} = \bar{w}_e \cdot \bar{a}_e \quad (9.25)$$

donde \bar{a}_e es el área horizontal promedio de las zonas de velocidad descendente. El valor de \bar{a}_e puede estimarse conociendo las fracciones del área total ocupada por las térmicas y por el entorno. Siendo:

$$\bar{a}_T = 0.28 a_{\text{total}} = 0.28 \left[\bar{d}_T^2 + \bar{d}_e^2 \right] = \frac{\pi}{4} \bar{d}_T^2 \quad (9.26)$$

$$\bar{a}_e = 0.72 a_{\text{total}} = 0.72 \left[\bar{d}_T^2 + \bar{d}_e^2 \right] = \frac{\pi}{4} \bar{d}_e^2 \quad (9.27)$$

dividiendo ambas expresiones miembro a miembro, se obtiene la relación entre el diámetro horizontal adimensional medio de las térmicas (\tilde{d}_T) y el del entorno (\tilde{d}_e):

$$\tilde{d}_T^2 = 0.39 \tilde{d}_e^2 \quad (9.28)$$

luego, como el diámetro de los sistemas es considerado constante, se obtiene:

$$\bar{d}_e = 1.6 \bar{d}_T \quad (9.29)$$

Reemplazando las expresiones (9.24) y (9.28) en la (9.25) se verifican las siguientes igualdades:

$$\begin{aligned} \bar{F}_{e_e} &= -0.39 \bar{w}_T \cdot \frac{\pi}{4} \bar{d}_e^2 \\ \bar{F}_{e_e} &= -0.39 \bar{w}_T \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \frac{1}{0.39} \bar{d}_T^2 \\ \bar{F}_{e_e} &= -\bar{w}_T \frac{\pi}{4} \bar{d}_T^2 = -\bar{F}_{e_T} \end{aligned} \quad (9.30)$$

De esta última igualdad se deduce que el flujo vertical medio de masa en el entorno por unidad de masa es igual y de signo contrario al encontrado para las térmicas.

9.2.5.4 Campos de la velocidad vertical dentro de las térmicas y en el entorno en la capa límite convectiva

En las secciones 9.2.5.2 y 9.2.5.3 se obtuvo la variación con la altura de la velocidad vertical adimensional media dentro de una térmica y en su entorno. Sin embargo, suponiendo que las zonas de velocidad vertical ascendente y descendente se suceden alternativamente, el valor absoluto de la velocidad vertical alcanza su máximo en el centro de cada sistema (térmica o entorno), y luego decrece hasta anularse en el límite del mismo.

El campo de velocidad vertical adimensional (\tilde{w}) en el plano (\tilde{z}, t_*), "sin promediar", se genera multiplicando los perfiles de la velocidad vertical media por una función de tipo sinusoidal $[A(t_*, \tilde{z}_s)]$ que dependerá de la distancia adimensional

(t_*) y de la altura de la fuente (\tilde{z}_s). O sea:

$$\tilde{w}_T(t_*, \tilde{z}; \tilde{z}_s) = A(t_*, \tilde{z}_s) \cdot \tilde{w}_T(\tilde{z}) \quad (9.31)$$

Para obtener la forma de la función $A(t_*, \tilde{z}_s)$ se supone que los contaminantes emitidos desde una altura (\tilde{z}_s) pasarán alternativamente por zonas con velocidad vertical ascendente y descendente, de acuerdo con la siguiente expresión:

$$\tilde{z}_p = 0.5 + 0.5 \cos \left(\frac{2\pi}{\tilde{\sigma}_i} t_* + \delta_{i k'} \right) \quad \begin{array}{l} i = e, \tau \\ k' = 1, 2, 3, \dots \end{array} \quad (9.32)$$

donde \tilde{z}_p es la altura adimensional de una partícula individual, $\tilde{\sigma}_i$ es el período que regulará la "extensión" de las zonas de ascenso ($i = \tau$) y descenso ($i = e$) y $\delta_{i k'}$ es el desfase de orden k' cuyo valor inicial depende de la altura de emisión (expresión (9.14)).

El coeficiente $A(t_*, \tilde{z}_s)$ sólo introduce en forma alternada los ascensos y descensos generando una variación gradual con t_* de los valores de la velocidad vertical, pero no especifica ninguna forma de su variación con la altura. Por lo tanto, puede obtenerse a partir de la expresión (9.32), de la siguiente manera:

$$A_j(t_*, \tilde{z}_s) = \frac{d\tilde{z}_p}{dt_{*j}} = - \frac{\pi}{\tilde{\sigma}_i} \sin \left(\frac{2\pi}{\tilde{\sigma}_i} t_{*j} + \delta_{i k'} \right) \quad \begin{array}{l} i = e, \tau \\ k' = 1, 2, 3, \dots \\ j = 1, \dots, N \end{array} \quad (9.33)$$

donde N es la cantidad de valores de t_* considerados.

Asimismo, debe verificarse que para el campo de velocidad vertical media de las térmicas, $\bar{A} = 1$, y para el entorno, $\bar{A} = -0.39$, pues al promediar la relación (9.31) con t_* , se cumple la siguiente igualdad (9.24):

$$\tilde{w}_e = -0.39 \tilde{w}_\tau$$

Por lo tanto, los valores de la función $A(t_*, \tilde{z}_s)$ se estimaron mediante la siguiente expresión:

$$A(t_*, \tilde{z}_s) = \frac{A_j(t_*, \tilde{z}_s)}{|\bar{A}|} \quad (9.34)$$

donde

$$\bar{A} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N A_j$$

con N el número total de valores de A_j que hay en cada sistema (y depende de la discretización considerada en el eje t_*).

El período (\tilde{z}_i) incluido en las expresiones (9.32) y (9.33) está relacionado con la extensión horizontal del sistema considerado (Δt_{*i}) (con $i = e$ o τ) mediante la siguiente igualdad $\tilde{z}_i = 2 \Delta t_{*i}$. Asimismo, depende del sistema, dado que, suponiendo que Δt_{*i} es proporcional a su diámetro adimensional y verificándose la relación (9.29), las térmicas tienen menor extensión que el entorno.

Por otra parte, la distancia a la cual se produce el empalme entre un sistema y otro y los desfases correspondientes a las térmicas ($\delta_{\tau k}$) y a los entornos (δ_{ek}) se calculan considerando los puntos donde la velocidad vertical (expresión (9.31)) es nula, ya que en él cambiará el ascenso por descenso y viceversa.

En primer lugar, se supone que el desfase inicial (δ_{e1}) es igual al correspondiente a la expresión del centro de masa de la pluma de contaminantes y su evaluación se presenta en la sección 9.2.3 (expresión (9.14)).

Para estimar los otros desfases se consideran los argumentos para los cuales la función $\sin(2\pi/\tilde{z}_i \cdot t_* + \delta_{ik})$ incluida en la expresión (9.33) es nula. Sabiendo que $\sin x = 0$ para valores de $x = \pm k' \pi$ con k' un número entero, y considerando sólo los giros positivos, habrá un ascenso cuando se verifique:

$$(2k'-1)\pi \leq \frac{2\pi}{\tau_e} t_* + \delta_{\tau k'} \leq 2k'\pi \quad k'=1,2,\dots \quad (9.35)$$

y un descenso, si se cumple:

$$2(k'-1)\pi \leq \frac{2\pi}{\tau_e} t_* + \delta_{e k'} \leq (2k'-1)\pi \quad k'=2,3,\dots \quad (9.36)$$

donde τ_e y τ_t son los períodos correspondientes al entorno y a la térmica respectivamente, $\delta_{e k'}$ y $\delta_{\tau k'}$ son los desfases correspondientes al sistema considerado, entorno y térmica respectivamente. A continuación se analizarán las relaciones (9.35) y (9.36).

En el caso de un ascenso, se cumplirá la desigualdad (9.35) y suponiendo que $\tau_t = 2 \Delta t_{*T}$, puede obtenerse el siguiente rango de t_* para la térmica:

$$\left(2k'-1 - \frac{\delta_{\tau k'}}{\pi}\right) \Delta t_{*T} \leq t_* \leq \left(2k' - \frac{\delta_{\tau k'}}{\pi}\right) \Delta t_{*T} \quad (9.37)$$

Definiendo como t_{*m} al límite superior de t_* de la zona de descenso inmediata anterior (para el primer descenso corresponde a la distancia donde el centro de masa de la pluma de los contaminantes toca la "superficie" del suelo, y se calcula mediante la expresión (9.15) incluida en la sección 9.2.3) se verifica que el desfase de la térmica de orden k' puede estimarse de acuerdo con la siguiente expresión:

$$\delta_{\tau k'} = \left(2k'-1 - \frac{t_{*m k'}}{\Delta t_{*T}}\right) \pi \quad (9.38)$$

Para verificar si este valor es correcto, se calculan los valores de t_* límites, entre los que se extiende la térmica. El límite inferior será, de acuerdo con (9.37):

$$t_* \geq \left(2k' - 1 - 2k' + 1 + \frac{t_{*Mk'}}{\Delta t_{*T}} \right) \Delta t_{*T} = t_{*Mk'} \quad (9.39)$$

y el límite superior será:

$$t_* \leq \left(2k' - 2k' + 1 + \frac{t_{*Mk'}}{\Delta t_{*T}} \right) \Delta t_{*T} = \Delta t_{*T} + t_{*Mk'} = t_{*Lk'} \quad (9.40)$$

ambos correctos y, definiendo a $t_{*Lk'}$ como el límite superior de la térmica de orden k' .

Asimismo, a partir de la desigualdad (9.36), y mediante un procedimiento similar, el desfase para las zonas de descenso (δ_{ek}) se estima según la siguiente expresión:

$$\delta_{ek} = \left[2(k'-1) - \frac{t_{*M(k-1)} + \Delta t_{*T}}{\Delta t_{*e}} \right] \pi \quad (9.41)$$

con $k' \geq 2$, ya que para el primer descenso, el desfase coincide con el desfase inicial (δ_{e1}) y el primer límite superior es $t_{*M1} = (\pi - \delta_{e1}) \bar{z}_e / 2\pi$ (expresión (9.15)).

Las relaciones (9.36) y (9.41) permiten obtener que la zona de velocidad vertical descendente de orden $k' \geq 2$ se extiende entre los siguientes valores de t_* :

- límite inferior:

$$t_* \geq \left[2(k'-1) - 2(k'-1) + \frac{t_{*M(k-1)} + \Delta t_{*T}}{\Delta t_{*e}} \right] \Delta t_{*e} = t_{*Mk-1} + \Delta t_{*T} \quad (9.42)$$

- límite superior:

$$t_* \leq \left[2k'-1-2k'+2 + \frac{t_{*M(k-1)} + \Delta t_{*T}}{\Delta t_{*e}} \right] \Delta t_{*e} = t_{*M_{k-1}} + \Delta t_{*T} + \Delta t_{*e} \quad (9.43)$$

con lo que se verifica la validez de la expresión (9.41).

La continuidad de la función $A(t_*, \tilde{z}_s)$ es fácilmente comprobable si se considera que el valor de k' cambia con un nuevo descenso, es decir, que $k' = 1$ considera la primer sucesión (descenso + ascenso), $k' = 2$ la segunda y así sucesivamente, y se comparan las expresiones (9.40) con (9.42) y la (9.39) con la (9.43).

Los campos de velocidad vertical generados mediante la expresión (9.31) para diferentes alturas de emisión se presentan en las Figuras 9.6 y 9.7.

Puede observarse que las configuraciones son similares en todos los casos, presentando un corrimiento debido a la condición impuesta del desfase inicial (δ_{e_1}), ya que la concentración máxima debe coincidir con la altura de la fuente en el instante inicial. El valor de la extensión horizontal de las térmicas es supuesto igual a $\Delta t_{*T} = 1.35$ estimado a partir de las configuraciones para la distribución de los contaminantes, presentados por Willis y Deardorff (1976, 1978). En las mismas Figuras se incluyó la variación del eje central de la pluma de contaminantes con t_* (línea punteada) observada para cada altura de emisión (Willis y Deardorff, 1976, 1978). Se verifica una total coincidencia entre las zonas de velocidad vertical ascendente y descendente respectivamente.

9.2.6 Velocidad vertical media temporal del aire

En el modelo, se considera que \tilde{w}_i corresponde a la velocidad (\tilde{w}_i) estimada a la altura donde se verifica la concentra-

ción máxima. (\tilde{z}_M) (expresión (9.13)).

Introduciendo la expresión (9.21) en la (9.31) y especificando la relación resultante en $\tilde{z} = \tilde{z}_M$, se obtiene:

i) para las térmicas:

$$\tilde{W}_T = A(t_*, \tilde{z}_s) \tilde{z}_M^{1/3} (1 - 1.1 \tilde{z}_M) G(\tilde{z}_M)$$

ii) para el entorno:

Considerando la igualdad (9.24) resulta:

$$\tilde{W}_e = -0.39 A(t_*, \tilde{z}_s) \tilde{z}_M^{1/3} (1 - 1.1 \tilde{z}_M) G(\tilde{z}_M)$$

donde

$$G(\tilde{z}_M) : \begin{cases} 23.07 \tilde{z}_M^2 & 0 \leq \tilde{z}_M < 0.1 \\ 1.49 [1 - 2 \exp(-5\tilde{z}_M) + \exp(-10\tilde{z}_M)] & 0.1 \leq \tilde{z}_M \leq 1 \end{cases}$$

y

$$A(t_*, \tilde{z}_s) = \frac{A_j(t_*, \tilde{z}_s)}{|\bar{A}|}$$

$$\text{con } A_j = -\frac{\pi}{\tilde{z}_i} \sin\left(\frac{2\pi}{\tilde{z}_i} t_{*j} + \delta_{ik}\right) \quad \text{y} \quad \bar{A} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N A_j$$

$i=e, \tau$

9.3 Resumen del modelo propuesto y sus componentes

Las ecuaciones que forman el modelo propuesto son las siguientes:

i) Concentración adimensional:

$$\tilde{C}(t_*, \tilde{y}, \tilde{z}) : \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\sqrt{2} \pi^{3/2} \tilde{\sigma}_z \tilde{\sigma}_y \tilde{\sigma}_{w_i}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{(\tilde{z} - \tilde{z}_s)^2}{\tilde{\sigma}_z^2} + \frac{\tilde{y}^2}{\tilde{\sigma}_y^2} + \frac{(\tilde{w}_i - \tilde{w}_i)^2}{\tilde{\sigma}_{w_i}^2} \right] \right\} \quad i = e, \tau \quad (9.44) \\ \frac{F_A(t_*)}{2\pi \tilde{\sigma}_y \tilde{\sigma}_{w_i}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{\tilde{y}^2}{\tilde{\sigma}_y^2} + \frac{(\tilde{w}_i - \tilde{w}_i)^2}{\tilde{\sigma}_{w_i}^2} \right] \right\} \quad i = e, \tau \quad (9.45) \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} 0 \leq t_* < t_{*M} + \frac{\Delta t_{*\tau}}{2} \\ t_{*M} + \frac{\Delta t_{*\tau}}{2} \leq t_* \end{array}$$

con $F_A(t_*) = 1.126 t_{*0}^{-1.69}$ $t_{*0} = t_* - t_{*M}$

donde

$$\begin{aligned} \pi &= 3.1416, \\ t_{*M} &= \frac{(\pi - \delta_{e1})}{2\pi} \tilde{z}_e, \end{aligned}$$

$$\Delta t_{*\tau} = t_{*L} - t_{*M},$$

\tilde{z}_e es el período del entorno,

$$\delta_{e1} = \arccos \left[\frac{1.234 \tilde{z}_s - 0.437}{0.387 - 0.234 \tilde{z}_s} \right] \quad \text{desfasaje inicial.}$$

ii) Concentración adimensional lateral integrada

$$\tilde{C}_y(t_*, \tilde{z}) : \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\pi \tilde{\sigma}_z \tilde{\sigma}_{w_i}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{(\tilde{z} - \tilde{z}_s)^2}{\tilde{\sigma}_z^2} + \frac{(\tilde{w}_i - \tilde{w}_i)^2}{\tilde{\sigma}_{w_i}^2} \right] \right\} \quad i = e, \tau \quad (9.46) \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{F_A(t_*)}{\tilde{\sigma}_{w_i}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{(\tilde{w}_i - \tilde{w}_i)^2}{\tilde{\sigma}_{w_i}^2} \right\} \quad i = e, \tau \quad (9.47) \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} 0 \leq t_* < t_{*M} + \frac{\Delta t_{*\tau}}{2} \\ t_{*M} + \frac{\Delta t_{*\tau}}{2} \leq t_* \end{array}$$

iii) Coeficiente de dispersión lateral:

a) para $\tilde{z}_s = 0$,

$$\tilde{\sigma}_y = \begin{cases} 2.16 t_*^{3/2} & t_* \leq 0.216 \\ 0.375 t_* + 0.14 & t_* > 0.216 \end{cases} \quad (9.48)$$

b) para $\tilde{z}_s \neq 0$,

$$\tilde{\sigma}_y = 0.375 t_* + 0.006 \tilde{z}_s^{-0.512} \quad \forall t_* \quad (9.49)$$

iv) Coeficiente de dispersión vertical:

$$\tilde{\sigma}_z = a_2 \left[1 - \exp(-\gamma' t_*) \cos\left(\frac{2\pi t_*}{\zeta'}\right) \right] \quad (9.50)$$

$$\text{con } a_2 = \left[\frac{1}{3} - \tilde{z}_s + \tilde{z}_s^2 \right]^{1/2}, \quad \gamma' = 0.85 \quad \text{y} \quad \zeta' = 4.2$$

v) Centro de la pluma:

$$\tilde{z}_m = 0.437 - 0.234 \tilde{z}_s + (0.387 - 0.234 \tilde{z}_s) \cos\left(\frac{2\pi}{\zeta_i} t_* + \delta_{i_k}\right) \quad (9.51)$$

con $i = e, \tau, k' = 1, 2, \dots$, ζ_e y ζ_τ son los períodos del entorno y la térmica respectivamente.

vi) Desfasajes:

El desfasaje de orden k' se estima de acuerdo con:

a) para las térmicas:

$$\delta_{\tau k'} = \left[2k' - 1 - \frac{t_{*mk'}}{\Delta t_{*\tau}} \right] \pi \quad k' = 1, 2, 3, \dots$$

b) para el entorno:

$$\delta_{e_{k'}} = \left[2(k'-1) - \frac{t_{*M(k-1)} + \Delta t_{*T}}{\Delta t_{*e}} \right] \pi \quad k' = 2, 3, \dots$$

con Δt_{*T} y Δt_{*e} extensiones horizontales de la térmica y del entorno respectivamente ($\zeta_e = 2 \Delta t_{*e}$ y $\zeta_T = 2 \Delta t_{*T}$)

vii) Campo de la velocidad vertical:

I) Valores instantáneos

a) para las térmicas:

$$\tilde{w}_T = A(t_*, \tilde{z}_s) \tilde{z}^{1/3} (1-1.1 \tilde{z}) G(\tilde{z}) \quad (9.52)$$

$$\text{con } G(\tilde{z}): \begin{cases} 23.07 \tilde{z}^2 & 0 \leq \tilde{z} < 0.1 \\ 1.49 [1 - 2 \exp(-5 \tilde{z}) + \exp(-10 \tilde{z})] & 0.1 \leq \tilde{z} \leq 1 \end{cases}$$

$$A(t_*, \tilde{z}_s) = \frac{A_j(t_*, \tilde{z}_s)}{|\bar{A}|}$$

$$A_j = -\frac{\pi}{\zeta_T} \sin\left(\frac{2\pi}{\zeta_T} t_{*j} + \delta_{T_k}\right) \quad \text{y} \quad \bar{A} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N A_j$$

b) para el entorno:

$$\tilde{w}_e = -0.39 A(t_*, \tilde{z}_s) \tilde{z}^{1/3} (1-1.1 \tilde{z}) G(\tilde{z}) \quad (9.53)$$

pero con

$$A_j = -\frac{\pi}{\zeta_e} \sin\left(\frac{2\pi}{\zeta_e} t_{*j} + \delta_{e_k}\right)$$

y $G(\tilde{z})$ la función definida anteriormente.

II) Valores medios temporales

El valor medio (\tilde{W}_i) incluido en la distribución de probabilidad gaussiana adimensional (expresión (9.3) corresponde a \tilde{W}_i evaluado en \tilde{z}_M :

a) para las térmicas:

$$\tilde{W}_T = A(t_*, \tilde{z}_s) \tilde{z}_M^{1/3} (1 - 1.1 \tilde{z}_M) G(\tilde{z}_M) \quad (9.54)$$

b) para el entorno:

$$\tilde{W}_e = - 0.39 A(t_*, \tilde{z}_s) \tilde{z}_M^{1/3} (1 - 1.1 \tilde{z}_M) G(\tilde{z}_M) \quad (9.55)$$

donde $A(t_*, \tilde{z}_s)$ y $G(\tilde{z})$ son las mismas funciones ya definidas en los apartados a) y b) de los valores instantáneos, para las térmicas y el entorno, respectivamente.

10. RESULTADOS CUANTITATIVOS Y COMPARACION CON VALORES EXPERIMENTALES

10.1 Concentración lateral integrada (\tilde{C}_y) en superficie

Los valores de la concentración adimensional lateral integrada (\tilde{C}_y) fueron calculados mediante las relaciones (9.46) y (9.47). Se estimó \tilde{C}_y a una altura adimensional $\tilde{z} = 0.05$. Los valores obtenidos para esta altura pueden ser considerados similares a los existentes en superficie, ya que, debido a lo expuesto en la sección 9.2.3 no existen diferencias significativas entre ambas distribuciones horizontales. De esta manera, en las Figuras 10.1, 10.2 y 10.3 se comparan las estimaciones del modelo propuesto con los valores experimentales y los resultados obtenidos por otros autores, para \tilde{C}_y en superficie.

En la Figura 10.1 se presenta una comparación entre los valores de $\tilde{C}_y(t_*, 0.05)$ estimados para una fuente ubicada en superficie y los obtenidos a partir de la expresión presentada por Mazzeo y Venegas (1985b) (sección 6):

$$\tilde{C}_y(t_*, 0) = 0.91 t_*^{-3/2} \quad (10.1)$$

• Se observa que los valores de \tilde{C}_y para distancias muy cercanas a la fuente son menores que los estimados mediante las relaciones (9.46) y (9.47), sin embargo, para $t_* > 0.8$ los valores estimados por el modelo son algo mayores.

Cabe señalar que la expresión (10.1) es una aproximación teórica de los valores observados en la atmósfera, y es válida sólo para la capa de convección libre, que en el Proyecto Prairie Grass corresponde a un rango de $0.03 \leq t_* \leq 0.2$ (Mazzeo y Venegas, 1984a) (Figura 6.9) (Anexo I).

Sin embargo, "extendiendo" el rango de aplicación de la expresión (10.1) sólo con fines comparativos, puede observarse que la "forma" de ambas curvas es semejante.

Asimismo, se calcularon los valores de $\tilde{C}_y(t_*, 0.05)$ para las

alturas de emisión correspondientes a las experiencias realizadas en el laboratorio. En la Figura 10.2, se presentan los valores de la concentración en superficie, de contaminantes emitidos desde una altura $z_s = 0.067 z_i$ por el modelo propuesto, los observados por Willis y Deardorff (1976) en el laboratorio y los estimados aplicando el procedimiento sugerido por Misra (1982). Se observa que el modelo propuesto representa bastante bien los valores observados, mientras que los estimados por el desarrollo de Misra (1982) se apartan significativamente de éstos.

En la Figura 10.3 se presentan los valores de \tilde{C}_y en superficie para una altura de emisión ubicada en $0.24 z_i$. Se incluyen las estimaciones realizadas por el modelo analítico de Misra (1982), por el modelo lagrangeano de Lamb (1978), los resultados del modelo presentado y las observaciones obtenidas en el laboratorio (Willis y Deardorff, 1978). Puede observarse, que los valores estimados por las expresiones (9.46) y (9.47) se aproximan bien a los observados. También se verifica que la ubicación de la concentración máxima en superficie está bien determinada por los modelos propuestos en este trabajo y por Misra (1982). Los resultados presentados por Lamb (1978) (Figura 6.11) ubican la posición de este máximo a una distancia más alejada de la fuente de emisión que donde se observa en las experiencias. Asimismo, el modelo sobreestima el valor de esta concentración máxima en alrededor del 4% mientras que la estimación de Misra (1982) es menor que la observada en alrededor del 6 %.

Cabe señalar que, si bien la diferencia relativa porcentual entre ambas estimaciones con las observaciones no es significativa, para fines prácticos de prevención de situaciones de contaminación alarmantes, resulta conveniente una ligera sobrestimación y no lo contrario.

Por otra parte, el valor máximo de la concentración en superficie estimado numéricamente por Lamb (1978) es inferior al observado en un valor aproximado al 30 %.

Para distancias más alejadas del punto de máxima concentración en superficie, cuando la pluma comienza a ascender, los mo-

delos de Misra y de Lamb sobreestiman significativamente los valores de \tilde{C}_y .

Con el objeto de poder realizar una mejor verificación del modelo propuesto, se reconstruyó la forma de las distribuciones de \tilde{C}_y en superficie, para alturas de emisión intermedias a las utilizadas en el laboratorio. A partir de las observaciones realizadas en el tanque de agua (Willis y Deardorff, 1976, 1978, 1981) se interpolaron las distribuciones de $\tilde{C}_y(t_*, 0.05)$ en superficie correspondientes a $\tilde{z}_s = 0.10; 0.15; 0.20; 0.30$ y 0.40 . Para su obtención se analizaron gráficamente las formas de las distribuciones de $\tilde{C}_y(t_*, 0.05)$ para las alturas de emisión conocidas: $\tilde{z}_s = 0.067; 0.24$ y 0.49 .

Se obtuvo la variación de la concentración máxima en superficie en función de la altura de emisión, así como también su distancia a la fuente. De esta manera, se reprodujeron, respetando las "formas" de las distribuciones observadas, la variación de $\tilde{C}_y(t_*, 0.05)$ en superficie para alturas de emisión intermedias.

Los valores de $\tilde{C}_y(t_*, 0.05)$ calculados por el modelo propuesto y las "interpolaciones" obtenidas a partir de las observaciones se presentan en las Figuras 10.4 a 10.8.

En la Figura 10.4 se presentan los valores estimados y "observados" para $\tilde{z}_s = 0.10 \tilde{z}_i$. Se observa que las estimaciones teóricas se ajustan a los valores "observados" bastante bien.

Asimismo, en la Figura 10.5 se encuentran los valores de $\tilde{C}_y(t_*, 0.05)$ en superficie correspondientes a la altura de emisión $\tilde{z}_s = 0.15 \tilde{z}_i$. Puede verificarse que las estimaciones del modelo reproducen con una buena aproximación los valores "observados".

Para una emisión desde $\tilde{z}_s = 0.20 \tilde{z}_i$, la comparación entre $\tilde{C}_y(t_*, 0.05)$ estimado y "observado" se presenta en la Figura 10.6. Puede determinarse que el modelo estima en forma aproximadamente correcta la variación de $\tilde{C}_y(t_*, 0.05)$ cerca del punto de emisión. Asimismo, reproduce con muy buena aproximación la ubicación y magnitud de la concentración máxima en superficie.

Para alturas mayores que $\tilde{z}_s = 0.30$, el modelo reproduce bien los valores de \tilde{C}_y en superficie, cercanos a la fuente, pe-

ro ubica al máximo de la concentración a una distancia de la fuente un 25 % menor que la observada y le atribuye un valor mayor que la misma en un 5 %.

Esta diferencia puede deberse a que la distribución de la concentración "observada" para alturas de emisión mayores que

$z_s = 0.30 z_c$ (es decir, $\tilde{z}_s = 0.40$ y 0.49), presenta un comportamiento irregular y algo diferente de la observada para alturas de emisión más bajas, como puede verse en la Figura 6.8 (Willis y Deardorff, 1981).

Asimismo, cabe señalar que para todas las alturas de emisión, las estimaciones de $\tilde{C}_y(t_{*},0.05)$ en superficie obtenidas por el modelo propuesto, para una distancia aproximada al centro de la térmica, son inferiores a los valores observados. Esta subestimación presenta un error que puede llegar hasta el 30 %.

10.2 Concentración adimensional (\tilde{C}) en superficie

El campo de la concentración adimensional (\tilde{C}) en el plano ($t_* - \tilde{y}$) puede obtenerse a partir de las expresiones (9.44) y (9.45), evaluados para superficie ($\tilde{z} = 0.05$). Se obtuvieron las concentraciones en superficie para las diferentes alturas de emisión.

En la Figura 10.9 se presentan las isolíneas de concentración en el plano ($t_* - \tilde{y}$) para una emisión realizada desde $\tilde{z}_s = 0.067$. Para poder comparar estos resultados con los obtenidos experimentalmente (Willis y Deardorff, 1976) es necesario analizar la magnitud de los mismos y la forma de la distribución de \tilde{C} por separado. Debido a que los valores presentados por Willis y Deardorff (1976) para el plano ($t_* - \tilde{y}$) (Figura 6.3) se encuentran integrados con la altura, sólo es posible verificar que la "forma" del campo de la concentración obtenida (Figura 10.9) y la presentada en la Figura 6.3 son semejantes. Sin embargo, para poder analizar la magnitud de los valores obtenidos por el modelo, hay que comparar éstos con los observados cerca de la superficie y

en el eje t_* en el laboratorio, y que se incluyen en la Figura 10.10. De esta comparación puede verificarse que el modelo parece reproducir bien los valores experimentales observados.

Otra verificación de los resultados obtenibles por el modelo, puede realizarse al considerar la altura de emisión $\tilde{z}_s = 0.24$. Para estas condiciones, los valores de \tilde{C} en superficie obtenidos por las expresiones (9.44) y (9.45) se presentan en la Figura 10.11. En este caso, el campo presentado en esa Figura puede ser comparado con el obtenido por Willis y Deardorff (1978) a partir de los experimentos del tanque en el laboratorio, para una emisión $\tilde{z}_s = 0.24$ (Figura 6.4). Puede observarse que en ambas Figuras, los valores de las concentraciones adimensionales en superficie son semejantes, coincidiendo la ubicación y la estimación de su valor máximo del modelo con los valores observados.

Cabe señalar que sólo es posible realizar comparaciones con los resultados experimentales, debido a que los modelos desarrollados por Lamb (1978) y Misra (1982) no presentan los valores del campo de la concentración adimensional en superficie en el plano $(t_* - \tilde{y})$.

Asimismo, se calcularon las distribuciones de la concentración \tilde{C} en superficie para las otras alturas de emisión. En las Figuras 10.12 a 10.17 se presentan los campos de la concentración en superficie obtenidos mediante las expresiones (9.44) y (9.45) para $\tilde{z}_s = 0.0; 0.10; 0.15; 0.20; 0.30$ y 0.40 . De la comparación de estos resultados entre sí, puede observarse la disminución apreciable del valor de la concentración máxima en superficie a medida que la altura de emisión es mayor. Asimismo, se verifica un alejamiento de la ubicación de este máximo respecto de la fuente (ubicada en $(t_*, \tilde{y}) = (0,0)$) con el crecimiento de la altura de ésta última.

10.3 Concentración \tilde{C}_y en el plano $(t_* - \tilde{z})$

Como se mencionó en el punto 10.1 los valores de \tilde{C}_y pueden

ser estimados a partir de las ecuaciones (9.46) y (9.47). En este caso, se ha considerado a la altura como variable, y por lo tanto, se obtuvo la distribución de la concentración \tilde{C}_y en el plano ($t_* - \tilde{z}$) para diferentes alturas de emisión.

Resultados similares son presentados por Lamb (1978) para una altura de emisión de $0.26 z_i$, pero Misra (1982) no presenta la distribución de la concentración \tilde{C}_y en la vertical.

En la Figura 10.18 se presenta la distribución de \tilde{C}_y en el plano ($t_* - \tilde{z}$) para una fuente ubicada en $0.067 z_i$. Las curvas "suavizadas" corresponden a un análisis del campo obtenido por el modelo y puede compararse con el presentado por Willis y Deardorff (1976), incluido en la Figura 6.6.

Debido a las diferencias entre las escalas de ambas Figuras, en la Figura 10.19 se ha reproducido la Figura 6.6 en una escala similar a la de la Figura 10.18. Por lo tanto, comparando las curvas presentadas en las Figuras 10.18 y 10.19 puede determinarse que los resultados del modelo reproducen con buena aproximación las obtenidas en el laboratorio. Se observa que el modelo representa la elevación del eje central de la pluma hasta una distancia cercana a $t_* \approx 1.0$. Para distancias mayores el campo vertical de \tilde{C}_y tiende a homogeneizarse, hasta una distancia de $t_* \approx 3.0$. De esta manera, cabe señalar que el considerar a $t_* \approx 3.0$ como límite superior de validez del modelo (distancia similar a la presentada por Willis y Deardorff (1976) en el laboratorio) indica que, si se considera que z_i es del orden de 1000 m y $1.5 < \bar{u}/w_* < 6$ (expresión (6.3) (Willis y Deardorff, 1976) se encuentra que el modelo permite estimar el campo para distancias $x < x_M$ donde x_M está comprendida entre 4500 m $< x_M < 18000$ m según el valor de \bar{u}/w_* considerado.

El mismo análisis puede realizarse entre las Figuras 10.20, 10.21 y 10.22 donde se presentan los valores de \tilde{C}_y en el plano ($t_* - \tilde{z}$) para una fuente ubicada en $0.24 z_i$, obtenidos por el modelo propuesto, por Willis y Deardorff (1978) (Figura 6.7) en el laboratorio y por Lamb (1978) (Figura 6.10) mediante un modelo lagrangeano (con $z_s = 0.26 z_i$). De la comparación entre las Figuras

10.20 y 10.21 surge que el modelo propuesto representa el campo de la concentración adimensional lateral integrada (\tilde{C}_y) observada en el laboratorio en forma aproximada. Los valores calculados son algo mayores que los observados, alrededor de la fuente, pero en todo el campo el orden de magnitud de las estimaciones es el mismo que el de las observaciones.

Al incluir la Figura 10.22 en el análisis, puede concluirse que el apartamiento presentado entre los resultados analíticos de las expresiones (9.46) y (9.47) y los experimentales son similares a los que resultan de comparar estos últimos con los presentados por Lamb (1978).

10.4 Análisis de errores

Considerando los valores de la concentración adimensional lateral integrada (\tilde{C}_y) obtenidos por Willis y Deardorff (1976, 1978) en el laboratorio, como valores "observados", es posible estimar los errores relativos porcentuales entre estos valores y los calculados mediante los diferentes modelos de difusión de contaminantes en aire, en condiciones convectivas.

Debido a que la predicción de la concentración de contaminantes en aire a nivel del suelo es de particular importancia, se calculan los errores relativos de algunos de los modelos desarrollados hasta el presente (Lamb, 1978; Misra, 1982) y del propuesto, para las estimaciones de \tilde{C}_y en superficie, cerca de la fuente de emisión.

El error relativo porcentual se estima, de acuerdo con la siguiente relación:

$$\varepsilon \% = \left| \frac{\tilde{C}_{y_o} - \tilde{C}_{y_e}}{\tilde{C}_{y_o}} \right| \times 100 \quad (10.2)$$

donde \tilde{C}_{y_o} es el valor obtenido en el laboratorio y \tilde{C}_{y_e} es el va-

lor estimado por cada uno de los modelos teóricos.

En la Tabla 10.I se presentan los valores de \tilde{C}_y en superficie observados y estimados por los diferentes modelos para una fuente ubicada en $0.24 z_s$. Se presentan los errores relativos porcentuales para diferentes distancias a la fuente de emisión, observándose que los valores presentados por el modelo propuesto se aproximan más a los observados. El error máximo (que ocurre en general, cerca de la fuente) es del 54 % para el modelo de Misra, del 40 % para el de Lamb y del 26 % para el modelo propuesto. El error medio es del 21.3 % para el primero, del 26.5% para el segundo y del 9.1 % para el modelo presentado en este trabajo.

Asimismo, en la Tabla 10.II se presenta una comparación similar a la anterior, pero para una fuente ubicada en $\tilde{z}_s = 0.067$, incluyendo una aplicación del modelo presentado por Misra (1982). Se observa que los errores en las estimaciones dadas por el modelo propuesto son notablemente menores. Además, el error medio de éstas es del 12 % y el del modelo de Misra es del 72 % para este caso.

11. CONCLUSIONES

En este trabajo se estudió el proceso de dispersión de contaminantes pasivos emitidos sin empuje desde fuentes ubicadas a diferentes alturas, en una capa límite atmosférica estratificada convectivamente. Para ello, se analizaron los coeficientes de dispersión atmosférica lateral y vertical, la distribución espacial de la velocidad vertical del aire y la trayectoria de la altura de máxima concentración de los contaminantes emitidos desde diferentes alturas.

Asimismo, se analizó la validez de la aplicación a esas condiciones atmosféricas de dos de los modelos de difusión operativos más conocidos: el de la pluma gaussiana y el exponencial general.

Finalmente, se desarrolló un modelo de difusión atmosférica para condiciones convectivas.

De los datos experimentales se encuentra que, para emisiones de contaminantes desde diferentes alturas, la variación con la distancia de la concentración lateral integrada adimensionalizada, en superficie presenta un valor máximo, seguido por una brusca disminución y por último un aumento. Esta oscilación en los valores de la concentración en superficie, se debe a los movimientos ascendentes y descendentes de la pluma de contaminantes, determinados por la sucesión alternada de térmicas que se originan en condiciones convectivas. A medida que la altura de emisión de los contaminantes es mayor, el valor de la concentración máxima disminuye. Debido a este comportamiento de los contaminantes, los modelos tradicionales de tipo gaussiano y exponencial no describen correctamente los campos de la concentración en superficie. Los resultados provenientes del modelo de la pluma gaussiana aplicado utilizando los valores de los coeficientes de dispersión atmosférica obtenidos por Pasquill-Gifford, difieren significativamente de los datos observacionales. Para una emisión desde superficie, este modelo subestima la concentración y para emisiones desde diferentes alturas, los contaminantes "parecen" no adaptarse a los movimientos de ascenso y descenso del aire. Asimismo, utilizando

los valores del coeficiente de dispersión vertical atmosférica correspondiente a las condiciones convectivas, al modelo de la pluma gaussiana, tampoco reproduce adecuadamente las concentraciones obtenidas experimentalmente. Por otra parte, las concentraciones calculadas utilizando al modelo exponencial general, incluyendo valores del factor de forma y del coeficiente de dispersión vertical correspondientes a las condiciones de estratificación convectiva, difieren significativamente de los datos observados.

Se desarrolló un modelo de difusión atmosférica de contaminantes emitidos en una capa límite convectiva. En este modelo se supone que la concentración de contaminantes es directamente proporcional a la intensidad de emisión de la fuente e inversamente proporcional a la velocidad del viento. Asimismo, se incluyen las funciones de probabilidad adimensional de la velocidad vertical del aire, válida para las térmicas y el entorno, y la de probabilidad de la distribución espacial de los contaminantes alrededor del eje central de la pluma. La primera de estas funciones permite simular los efectos de la sucesión de los sistemas "térmica-entorno", mientras que la segunda posibilita la representación de la dispersión de los contaminantes alrededor del eje central de la pluma.

El modelo propuesto está constituido por dos expresiones. En la primera de ellas se supone que las dos funciones de probabilidad anteriormente mencionadas, son de tipo gaussiano. Asimismo, se incluye el valor 2, obtenido experimentalmente, como factor de proporcionalidad, permitiendo reproducir el efecto de la reflexión de los contaminantes en la superficie. Esta expresión es válida hasta la distancia en la que los contaminantes finalizan su ascenso.

Para mayores distancias, se propone una segunda expresión matemática. Debido a que la pluma de contaminantes se encuentra en una zona de marcada mezcla vertical y su concentración tiende a homogeneizarse se prescinde de la distribución de probabilidad gaussiana de los contaminantes en la vertical y se la reemplaza

por un modelo tipo "caja" (con dimensión vertical igual a la altura de la capa límite convectiva). También, en esta expresión se incluye una función de la distancia, estimada experimentalmente, como factor de proporcionalidad.

Los valores de los parámetros de dispersión utilizados en el modelo son extraídos de algunos datos observacionales obtenidos en la atmósfera y en laboratorio.

Asimismo, se desarrolló un procedimiento en base a datos observacionales destinado a generar los valores del campo de la velocidad vertical en la capa límite convectiva que se incluye en el modelo. Este procedimiento reproduce, conceptualmente, en forma adecuada las áreas de ascenso y descenso del aire coincidentemente con los datos experimentales provenientes del movimiento de la pluma de contaminantes en condiciones convectivas.

El modelo de difusión desarrollado reproduce cualitativamente en forma adecuada el campo tridimensional de la concentración de contaminantes en aire emitidos desde diferentes alturas.

Cuantitativamente, el modelo representa mejor las estimaciones de la concentración en superficie que dos de los modelos desarrollados (debidos a Lamb (1978) y a Misra (1982)) para condiciones convectivas. El modelo debido a Lamb es numérico-estadístico. El modelo analítico-estadístico originado por Misra sólo reproduce la variación de la concentración en superficie en la dirección del viento (para $Z_s = 0.24 Z_i$).

Los errores relativos medios de los resultados del modelo no superan el 12 % para las dos alturas de emisión de contaminantes utilizadas en la comparación, alcanzando un error máximo del 33 %, mientras que el de Lamb origina un error máximo del 56 % y el de Misra del 140 %.

Como sugerencia, se proponen dos aspectos para ser continuados en futuros trabajos: la inclusión de contaminantes emitidos con empuje y la inclusión de la interacción de los contaminantes con la superficie.

ACLARACIONES ADICIONALES

Una de las necesidades que plantea el desarrollo de modelos es su validación. Para ello son necesarios datos experimentales. En el caso de la difusión de contaminantes emitidos en la capa límite convectiva, la verificación experimental se caracteriza por utilizar diversos procedimientos y por ser incompleta. El primer intento tendiente a corroborar los resultados obtenidos en experiencias de laboratorio por Willis y Deardorff (1976) fue realizado por Lamb (1978, 1979) mediante modelos numéricos. Lamb utilizó los campos de velocidad del viento y de parámetros turbulentos obtenidos a partir del modelo de simulación de grandes torbellinos desarrollado por Deardorff (1972). Para ello, simuló las trayectorias de cientos de partículas "emitidas" en la capa límite convectiva. Esta simulación fue realizada para las siguientes alturas relativas de emisión: Z_s/Z_i 0.026, 0.26, 0.56 y 0.74, y los resultados fueron adimensionalizados utilizando el escalamiento convectivo. El campo de las concentraciones para $Z_s/Z_i=0.026$ fue similar al obtenido mediante las experiencias de laboratorio para $Z_s/Z_i=0.067$.

Para alturas de emisión más altas el eje de la concentración máxima desciende desde la fuente hasta cerca del suelo. Los valores de las concentraciones máximas en superficie resultaron ser aproximadamente el triple del calculado por el modelo de la pluma gaussiana. Estos resultados promovieron nuevos experimentos de laboratorio (Willis y Deardorff, 1978, 1981) con alturas de emisión correspondientes a $Z_s/Z_i=0.24$ y 0.49 . En general las configuraciones fueron similares a las de la simulación numérica.

Naturalmente, los resultados de los modelos numéricos y de las simulaciones de laboratorio despertaron el interés por la comprobación experimental atmosférica. Entre los proyectos realizados, el Proyecto Prairie Grass (Barad, 1958) incluye datos de sondeos verticales que permiten el cálculo de Z_i en casi todas las rondas. Mazzeo y Venegas (1984a) han efectuado el cálculo de Z_i y w_* entre otros parámetros a partir de los datos observacionales del Proyecto mencionado (Anexo I). Se obtuvieron también las concentraciones laterales integradas, que concuerdan bastante bien con los valores provenientes de los

experimentos del laboratorio.

A pesar de la concordancia entre los valores provenientes del Proyecto Prairie Grass, las observaciones de laboratorio y los modelos numéricos, se necesitan nuevas verificaciones experimentales en la atmósfera. Esto es consecuencia de que, en el Proyecto Prairie Grass, las emisiones sólo se efectuaron cerca del suelo y las mediciones de las concentraciones fueron realizadas sólo a $Z=1.5$ m, excepto en el arco de 100 m. Los diferentes arcos se extendieron hasta $X=800$ m y el tiempo de emisión fue de 10 minutos. Esto es insuficiente para promedios de conjunto, debido a que los torbellinos convectivos tienen un tiempo de recorrido comprendido entre 1 y 9 minutos. Por lo tanto, son necesarios experimentos atmosféricos adecuados que abarquen distancias más grandes y mayores tiempos y alturas de emisión.

Asimismo, fueron realizadas algunas emisiones desde 115 m de altura en los suburbios de Copenhagen (Dinamarca) con muestreadores ubicados en superficie a $X=2, 4$ y 5.5 m. Seis de las 10 rondas pueden considerarse un poco convectivas. Sin embargo, no existen adecuadas mediciones meteorológicas y no se cumple la condición de homogeneidad horizontal.

En el Observatorio Atmosférico de Boulder, Co.(EE.UU.) se realizaron algunos experimentos en el rango convectivo (Moninger y otros, 1983(+)). Pero los datos aparecidos en el mencionado trabajo no posibilitan al cálculo de los parámetros necesarios.

Por otra parte, los experimentos llevados a cabo en los alrededores de la Usina Eléctrica de Kincard (EE.UU.) tampoco permiten una completa adecuación de los datos a los requerimientos de los modelos, ya que los contaminantes fueron emitidos con empuje.

Del mismo modo, las mediciones realizadas en la vecindad de las Usinas eléctricas de Dickerson y Morgntown, Maryland(EE.UU.) si bien permiten estimar la mayoría de los parámetros utilizados en el modelo presentado, no pueden ser utilizados porque nuevamente, las emisiones tienen empuje.

(+)Moninger, W.R.; Eberhard, W.L.; Briggs, G.A.; Kropfli, R.A. and Kaimal, J.C.: Simultaneous radar and lidar observations of plumes from continuous point sources, Preprints 21st Conf. on Radar Met., Ed., Am. Met. Soc., 1983.

De esta manera, la verificación del modelo desarrollado en este trabajo, sólo puede efectuarse mediante los experimentos de laboratorio y de los modelos numéricos. Estas simulaciones son especialmente útiles debido a que fueron realizadas cuando las condiciones externas (\bar{U} , H_0 , Z_i) pueden estar controladas. Sin embargo, las pocas mediciones de campo efectuadas, en la mayoría de los casos no contiene las observaciones necesarias, como ser un campo tan completo como sea posible de los contaminantes (para ello se necesitan redes de muestreo, sensores remotos) y de mediciones meteorológicas ($\bar{u}(Z)$, Z_i , H_0 , parámetros turbulentos). Por otra parte, en la utilización de los datos de campo, se debe considerar que cualquier perturbación local en la rugosidad y en el flujo de calor (grandes ríos, lagos) generará un apartamiento de la condición ideal de dispersión para la que es válido el modelo.

De esta forma, los experimentos necesarios para su verificación deberán estar circunscriptos a las limitaciones impuestas en el modelo desarrollado:

- a) Capa límite convectiva.
- b) Homogeneidad horizontal.
- c) Emisiones sin empuje.
- d) Sin depósito de contaminantes.
- e) Rango de validez.

Esta última limitación se refiere a que el modelo estima los valores de la concentración hasta una distancia adimensional $t_* \ll 3$.

Debido a estas condiciones de validez del modelo presentado y a la reducida cantidad de datos atmosféricos adecuados, los resultados del mismo fueron comparados con los datos provenientes de las simulaciones experimentales y numéricas.

De esta forma, los valores de los parámetros estadísticos relacionados con la dispersión atmosférica, incluidos en las funciones de densidad de probabilidad que conforman el modelo presentado, han sido, en general, obtenidos de los resultados experimentales obtenidos en el laboratorio por Willis y Deardorff.

Sin embargo, la forma funcional de G_z/z_i fue extraída de la parametrización realizada por Deardorff y Willis (1973) a partir de los resultados de los experimentos de difusión en la capa límite convectiva. Estas experiencias fueron llevadas a cabo en el mismo tanque experimental donde se obtuvieron los campos de la concentración de contaminantes (Willis y Deardorff, 1976, 1978, 1981) que posibilitaron los datos para ser utilizados en la verificación del modelo.

Asimismo, se señala la necesidad de una verificación de los valores obtenidos para $Z_s = 0.067 Z_i$ y para las alturas "interpoladas", con nuevos valores experimentales.

~~Handwritten signature~~

Handwritten signature

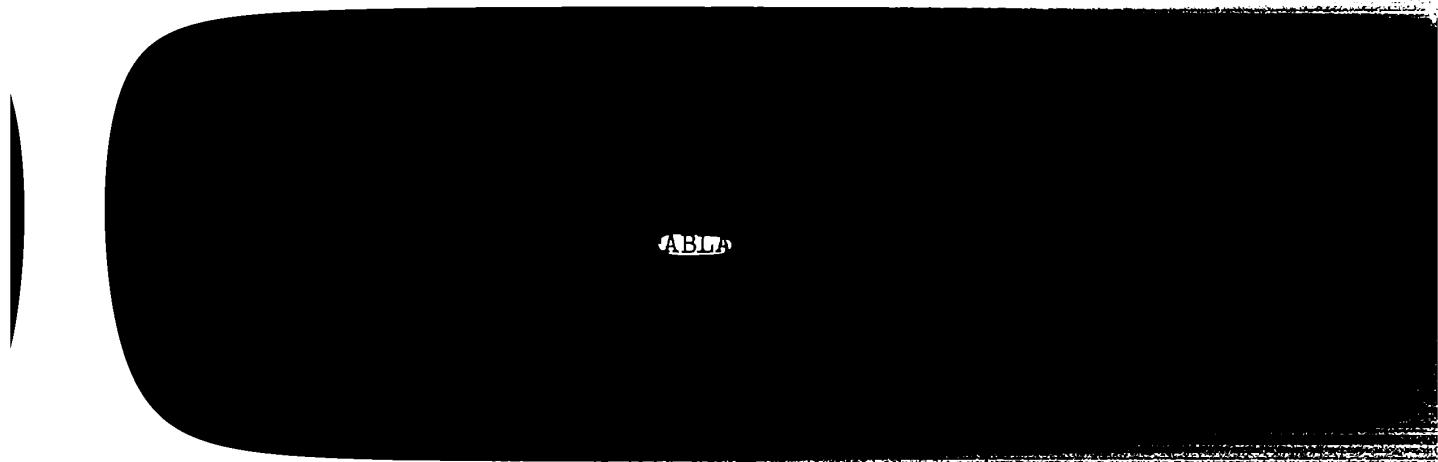


Tabla 7.I Valores de $(-Z_i/L)$ para diferentes valores de w_* / \bar{u} y Z_i/Z_0 .

$w_* / \bar{u} \backslash Z_i/Z_0$	10^2	10^3	10^4	10^5
0.667	6.74	45	166	425
0.333	2.0	12.1	39	93
0.167	0.4	2.55	7.9	18

Tabla 7.II Valores de (Z_i/Z_0) para diferentes valores de w_* / \bar{u} y Z_i/L .

$w_* / \bar{u} \backslash Z_i/L$	-20	-100	-400
0.667	3.24×10^2	3.9×10^3	8.4×10^4
0.333	2.4×10^3	1.0×10^5	2.05×10^7
0.167	1.4×10^5	1.24×10^8	1.2×10^{12}

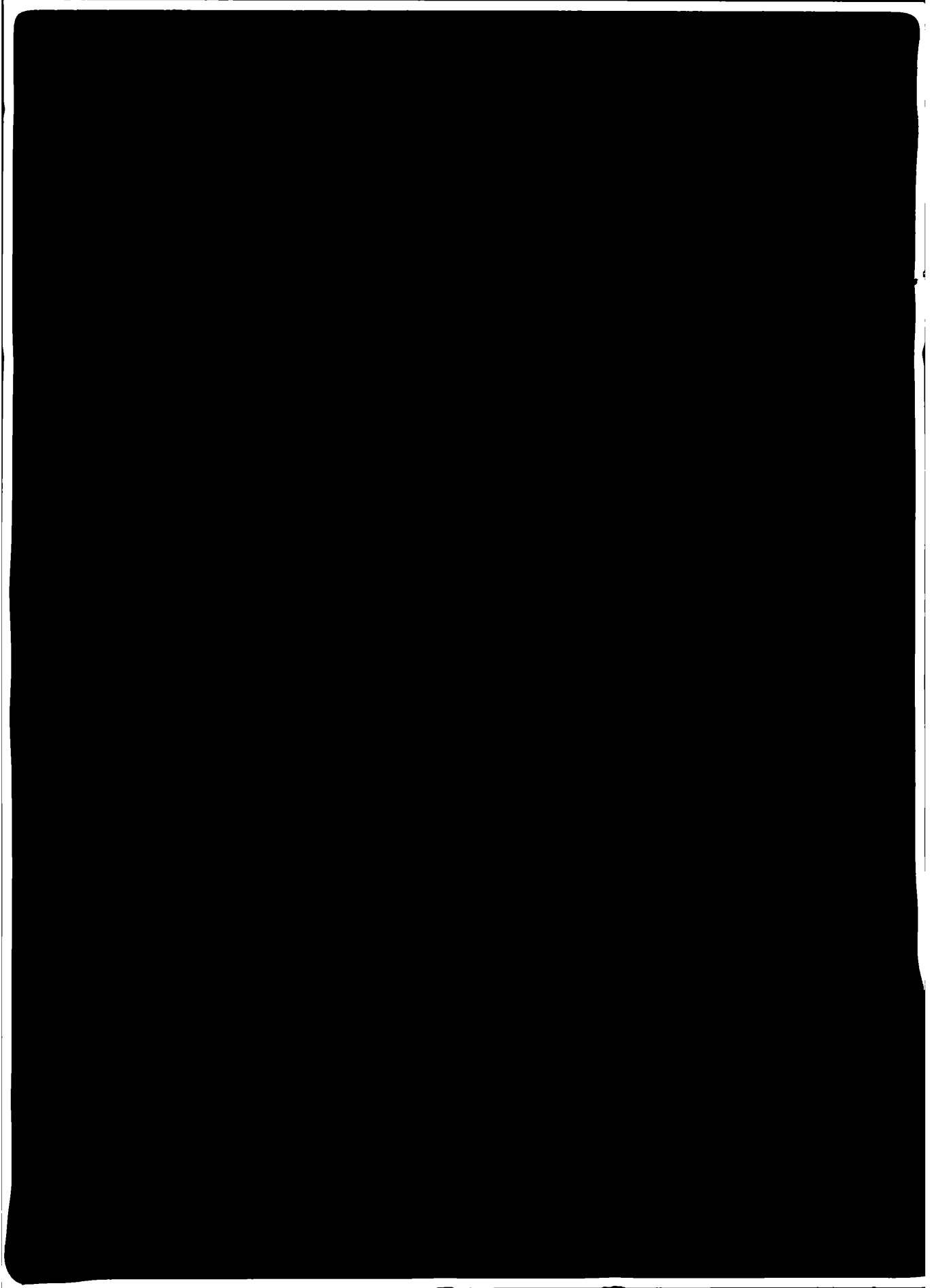
Tabla 10.I Errores relativos de los diferentes modelos de difusión, en condiciones convectivas.
 Altura de emisión= $0.24 Z_i$.

Willis y Deardorff (1978)		Misra (1982)		Lamb (1978)		modelo propuesto	
t_x	\tilde{C}_y	\tilde{C}_y	$\epsilon \%$	\tilde{C}_y	$\epsilon \%$	\tilde{C}_y	$\epsilon \%$
0.1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
0.2	0.50	0.23	54.0	0.70	40.0	0.43	14.00
0.3	1.50	1.42	5.33	1.20	20.0	1.89	26.00
0.4	2.60	2.15	17.31	1.65	36.54	2.64	1.54
0.5	2.70	2.52	6.67	1.84	31.85	2.83	4.81
0.6	2.70	2.54	5.93	2.05	24.07	2.80	3.70
0.7	2.50	2.43	2.80	2.05	18.00	2.68	7.20
0.8	2.00	2.27	13.50	2.00	0.00	1.98	1.00
1.0	1.40	1.95	39.30	1.60	14.30	1.56	11.43
1.5	0.80	1.13	41.3	1.20	50.00	0.61	23.80
1.8	0.64	0.95	48.40	1.00	56.25	0.60	6.25
error promedio		21.30		26.50		9.07	

Tabla 10.II Errores relativos de los diferentes modelos de difusión, en condiciones convectivas.

Altura de emisión= $0.067 Z_i$

t_*	Willis y Deardorff (1976)	Misra (1982)		modelo . propuesto	
	\tilde{C}_y	\tilde{C}_y	$\epsilon \%$	\tilde{C}_y	$\epsilon \%$
0.1	7.00	11.8	-	18.5	-
0.2	7.00	8.76	25.14	9.33	33.33
0.3	5.00	6.02	20.40	4.61	7.80
0.4	3.50	4.51	28.90	3.15	10.00
0.5	2.30	3.60	55.70	2.27	1.30
0.6	1.80	2.95	64.10	1.60	11.10
0.7	1.25	2.52	101.60	1.05	16.00
0.8	0.95	2.19	130.50	0.72	24.20
0.9	0.80	1.94	141.88	0.73	8.80
1.0	0.70	1.74	148.14	0.66	5.71
error promedio		72.00		12.00	



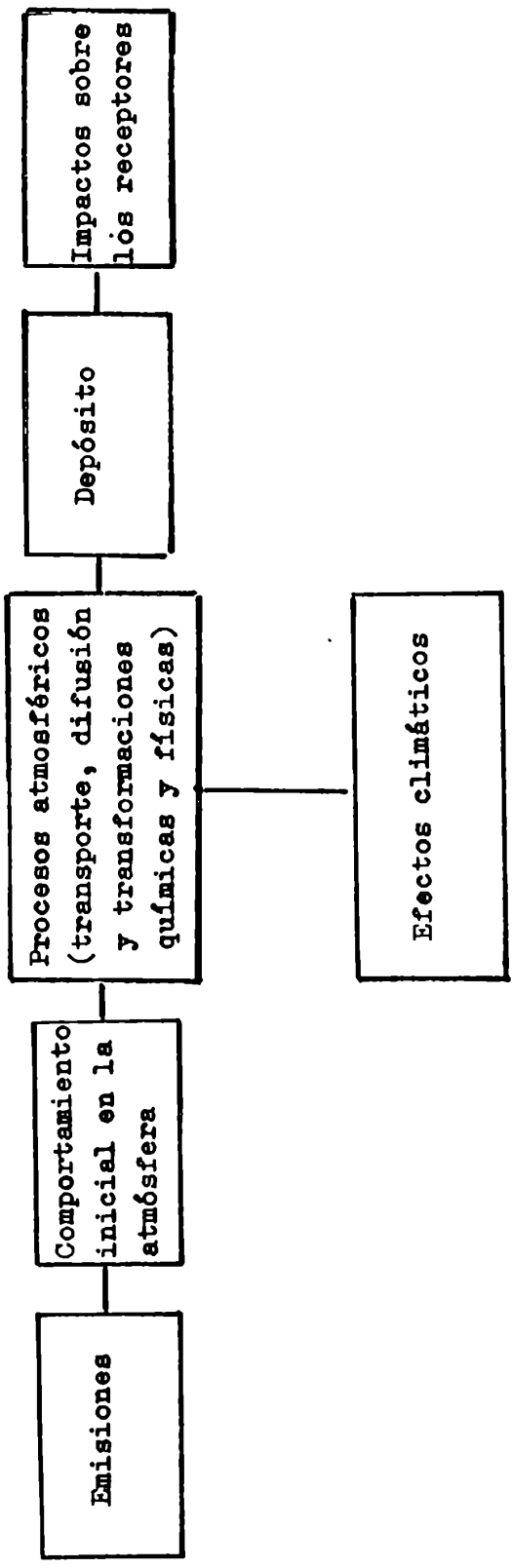


Figura 2.1 Representación esquemática del movimiento de los contaminantes del aire desde las emisiones a los receptores. Etapas de la contaminación del aire.

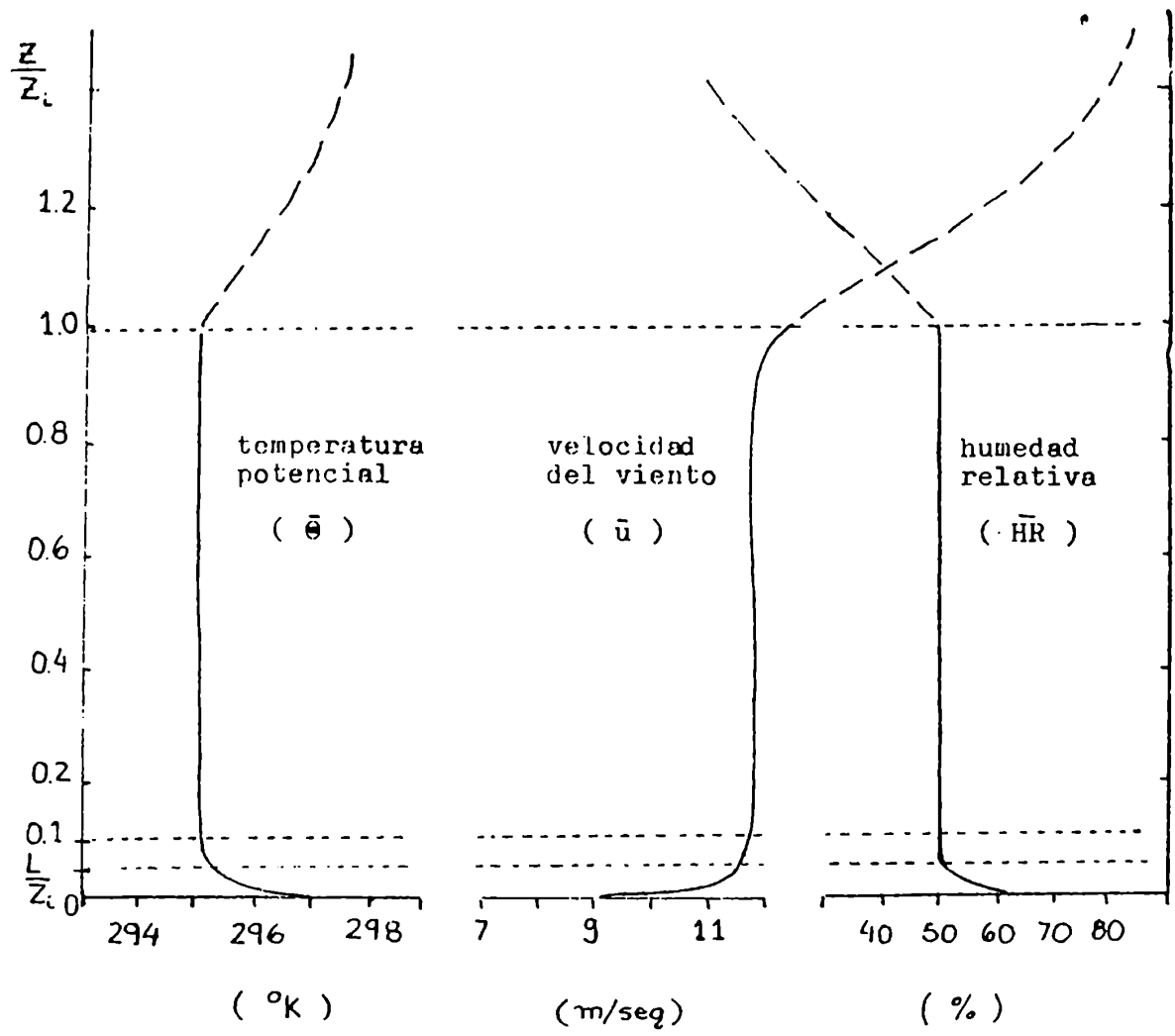


Figura 5.1 Perfiles verticales medios de la temperatura potencial, la velocidad del viento y la humedad relativa en la capa límite convectiva.

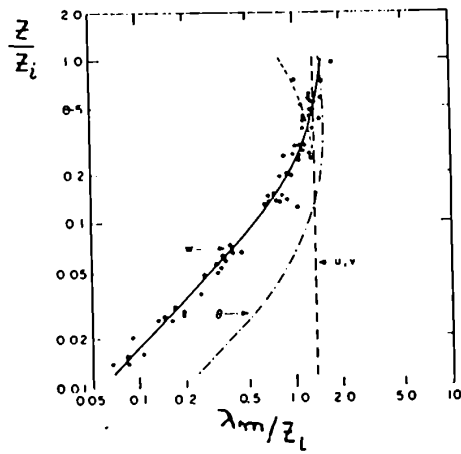


Figura 5.2 Variación de la longitud de onda adimensional (λ_m/z_i) correspondiente al máximo espectral de las componentes de la velocidad (u,v,w) y la temperatura potencial (θ) con z/z_i . (Kaimal y otros, 1976)

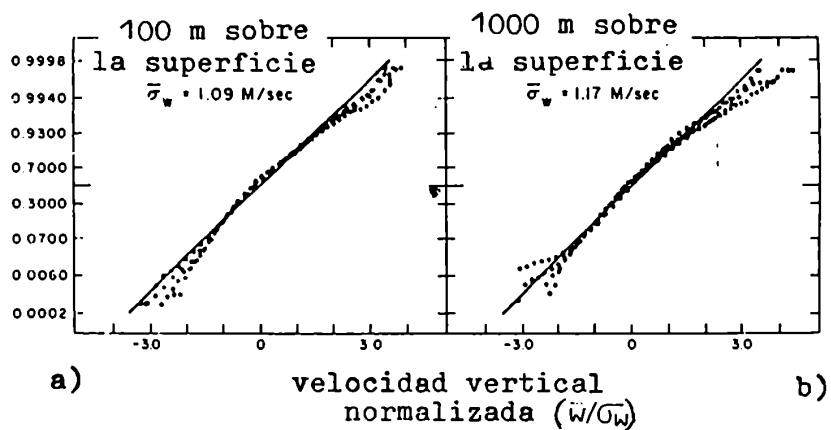


Figura 5.3 Distribución de probabilidad acumulada de la velocidad vertical normalizada. (Lenschow, 1970)

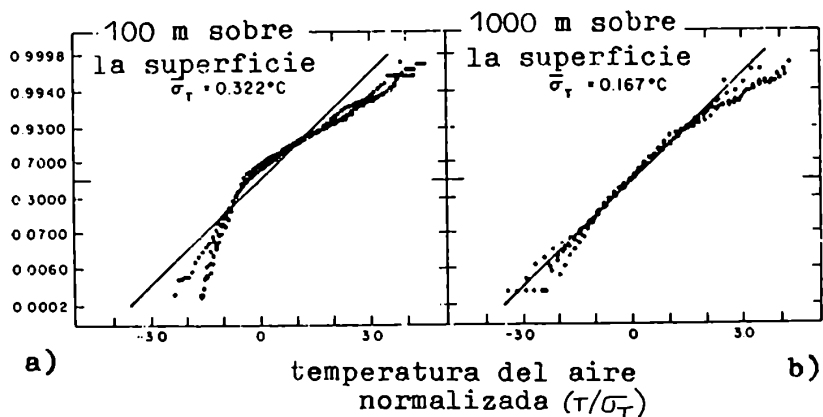


Figura 5.4 Distribución de probabilidad acumulada de la temperatura del aire normalizada. (Lenschow, 1970)

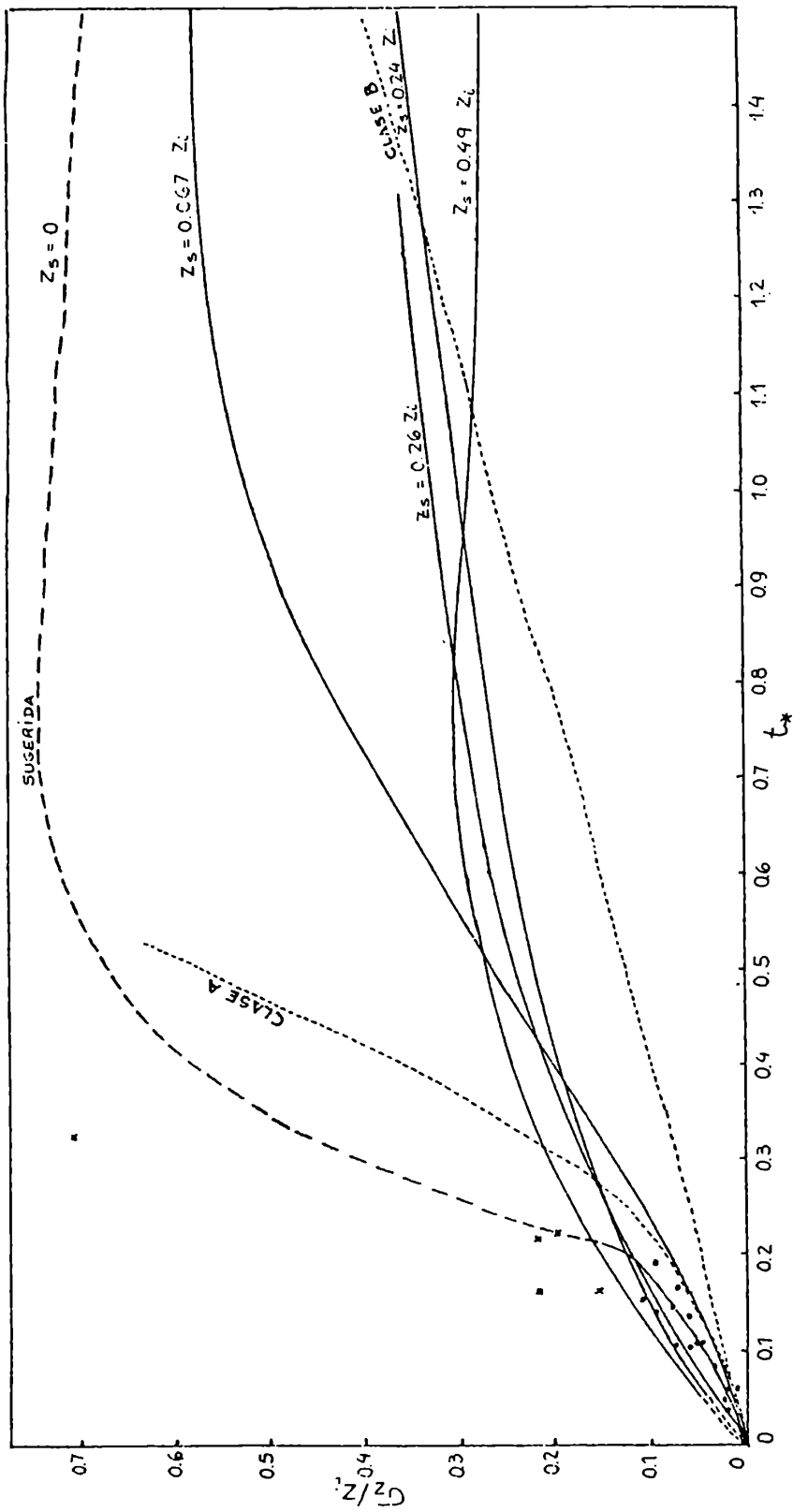


Figura 6.1 Variación de Gz/z_i con t_* , para diferentes alturas de emisión (Z_s).

Proyecto Prairie Grass { . capa convectiva ($Z_s = 0$)
 x capa mezclada

Willis y Deardorff (1976) $Z_s = 0.067 Z_i$

(1978) $Z_s = 0.24 Z_i$

(1981) $Z_s = 0.49 Z_i$

(1978) $Z_s = 0.26 Z_i$

Lamb

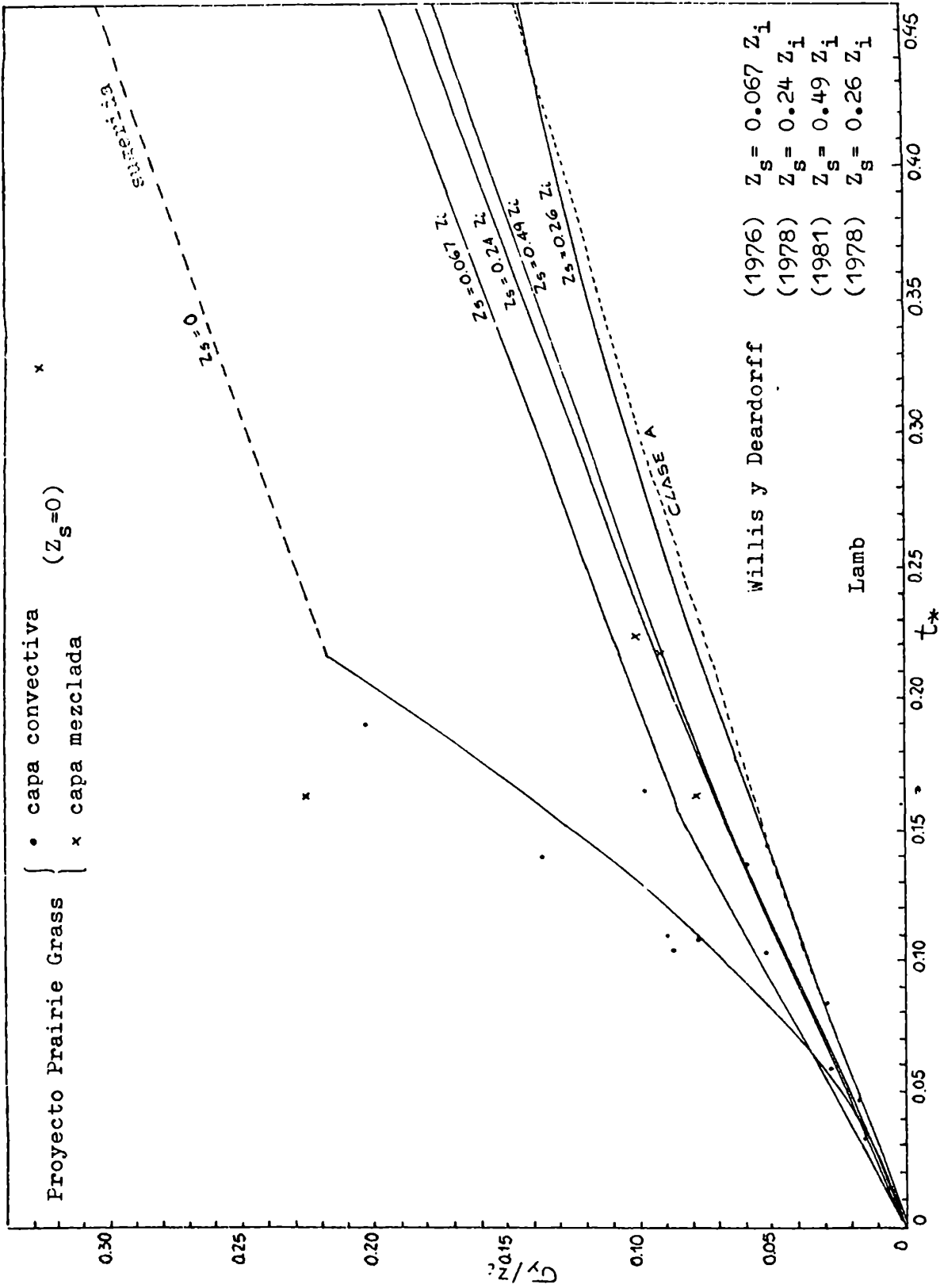


Figura 6.2 Variación de σ_γ/z_i con t_* , para diferentes alturas de emisión (Z_g).

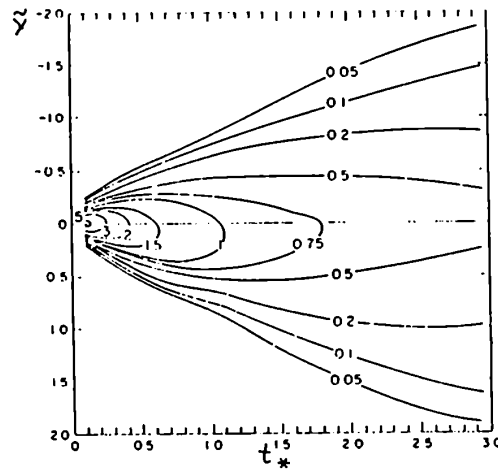


Figura 6.3 Valores suavizados de la concentración adimensional integrada con la altura, en función de la distancia lateral (\tilde{y}) y de t_* . (Willis y Deardorff, 1976)
 Altura de emisión= $0.067 Z_i$.

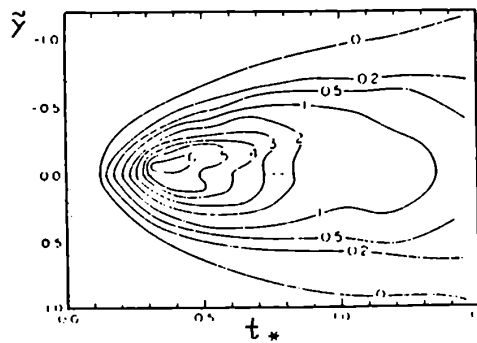


Figura 6.4 Valores suavizados de la concentración adimensional en superficie, en función de la distancia lateral (\tilde{y}) y de t_* . (Willis y Deardorff, 1978)
 Altura de emisión= $0.24 Z_i$

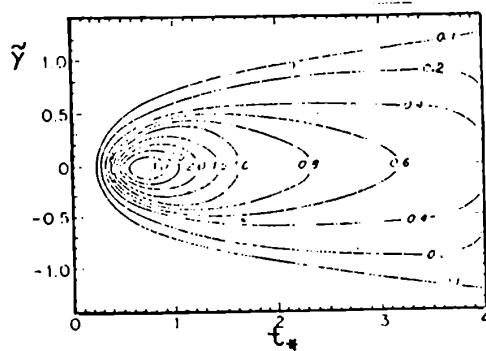


Figura 6.5 Valores suavizados de la concentración adimensional en superficie, en función de la distancia lateral (\tilde{y}) y de t_* . (Willis y Deardorff, 1981)
 Altura de emisión: $0.49 Z_i$

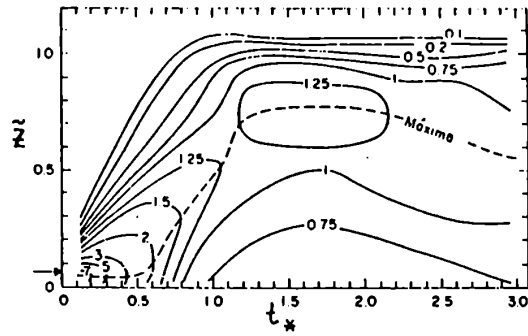


Figura 6.6 Valores suavizados de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\bar{z}) y la distancia t_* . (Willis y Deardorff, 1976)
 Altura de emisión= $0.067 Z_i$.

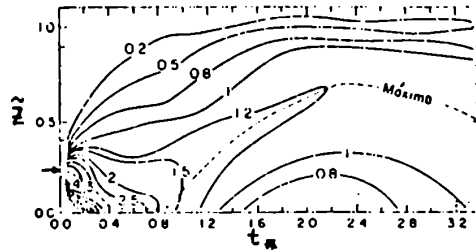


Figura 6.7 Valores suavizados de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\bar{z}) y la distancia t_* . (Willis y Deardorff, 1978)
 Altura de emisión= $0.24 Z_i$.

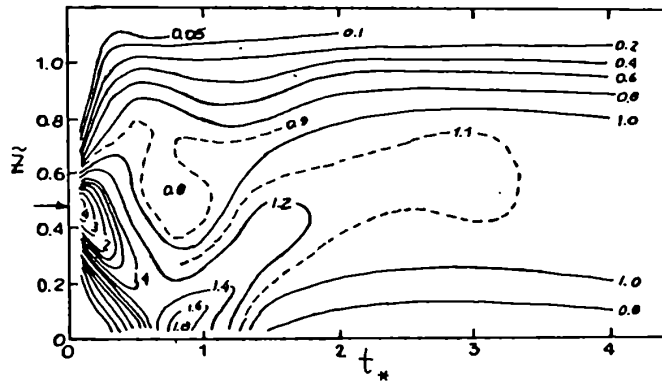


Figura 6.8 Valores suavizados de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\bar{z}) y la distancia t_* . (Willis y Deardorff, 1981)
 Altura de emisión = $0.49 Z_i$.

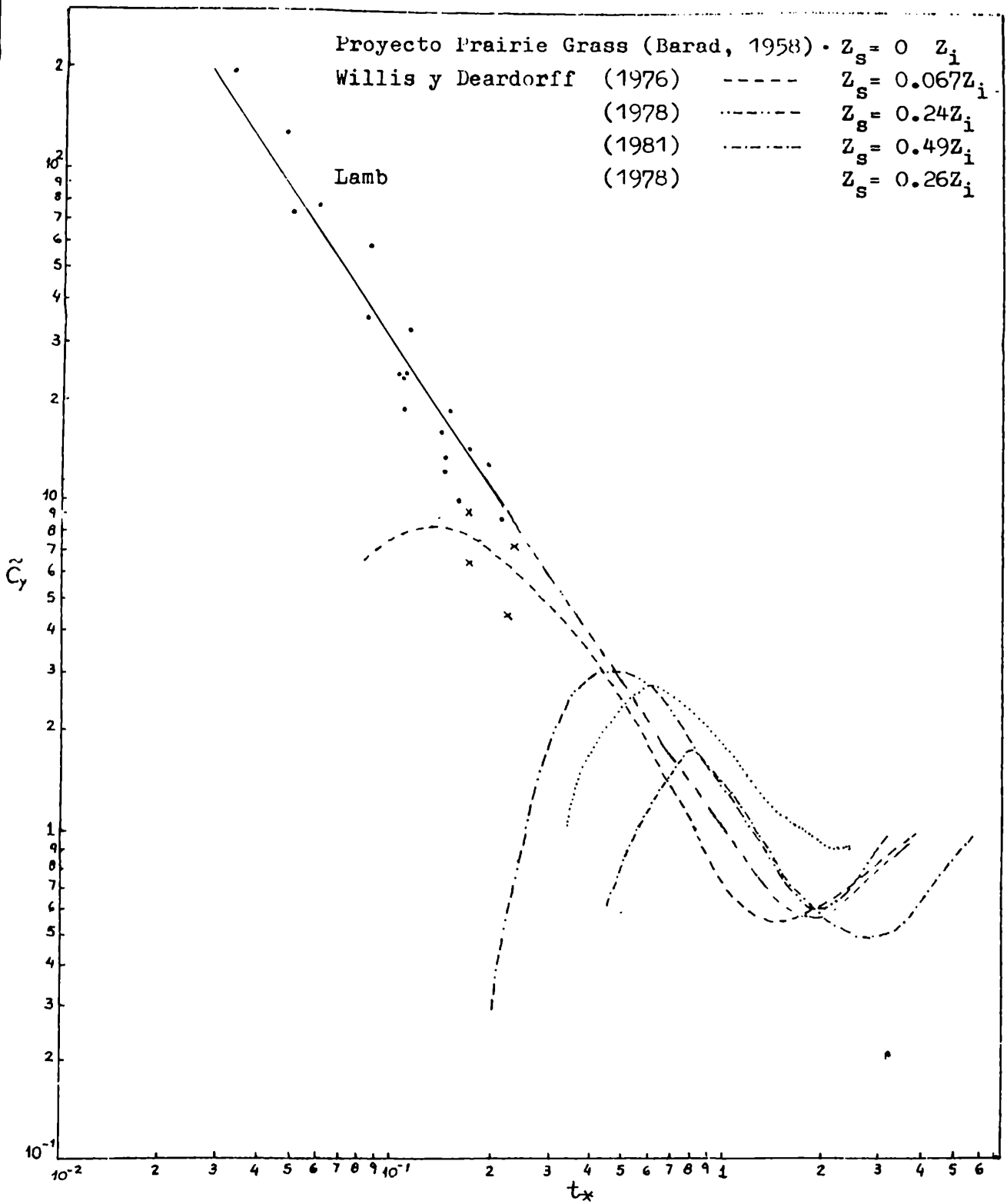


Figura 6.9 Variación de \tilde{C}_y con t_x , para diferentes alturas de emisión (Z_s).

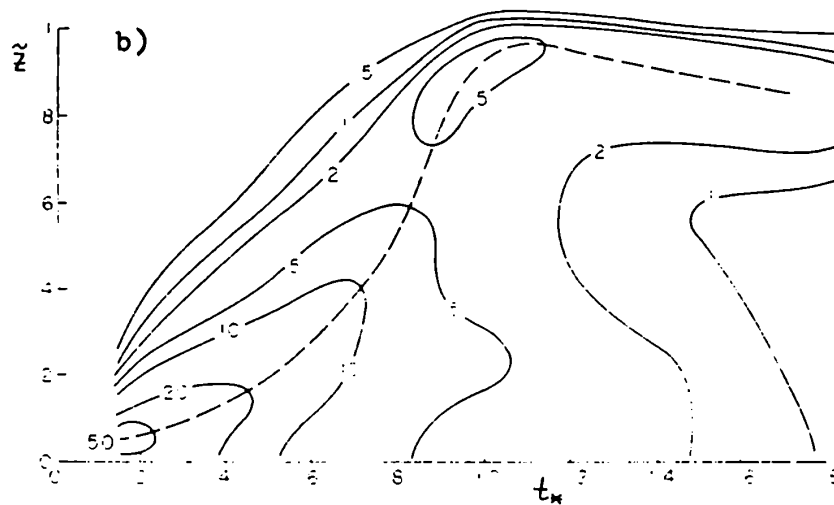
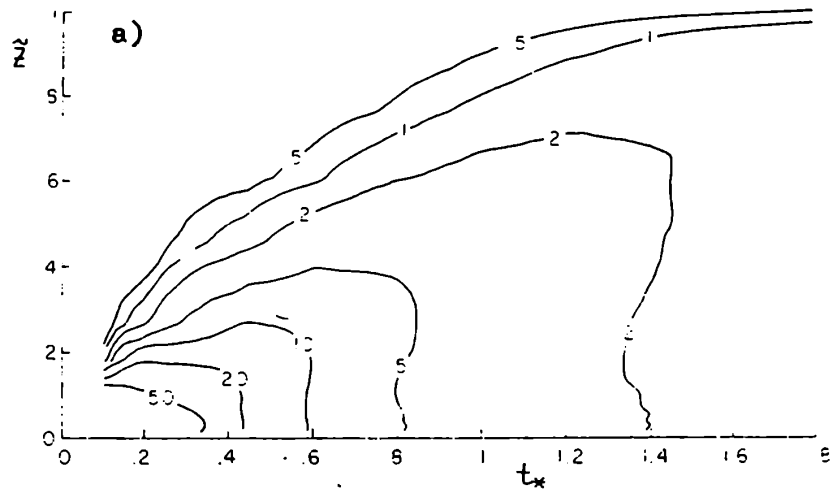


Figura 6.10 Valores de la concentración adimensional de una pluma de contaminantes emitida desde una fuente puntual continua en una capa límite convectiva.
 a) modelo de Lewellen y Teske (1976)
 b) valores del experimento 'A' de Deardorff y Willis (1974).

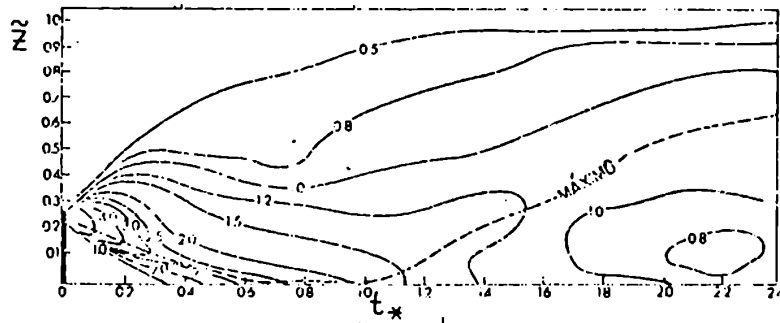


Figura 6.11 Valores de la concentración lateral integrada adimensional (\tilde{C}_y) en función de la altura (\tilde{z}) y de la distancia t_* . (Lamb, 1978)
 Altura de emisión = $0.26 Z_i$.

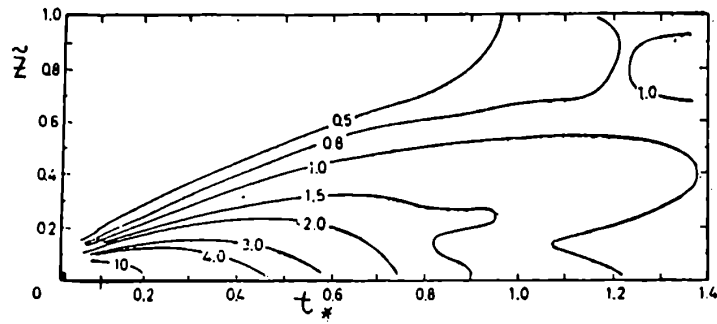


Figura 6.12 Valores de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\tilde{z}) y de la distancia t_* . (Lamb y Durran, 1978)
 Altura de emisión = $0.025 Z_i$.

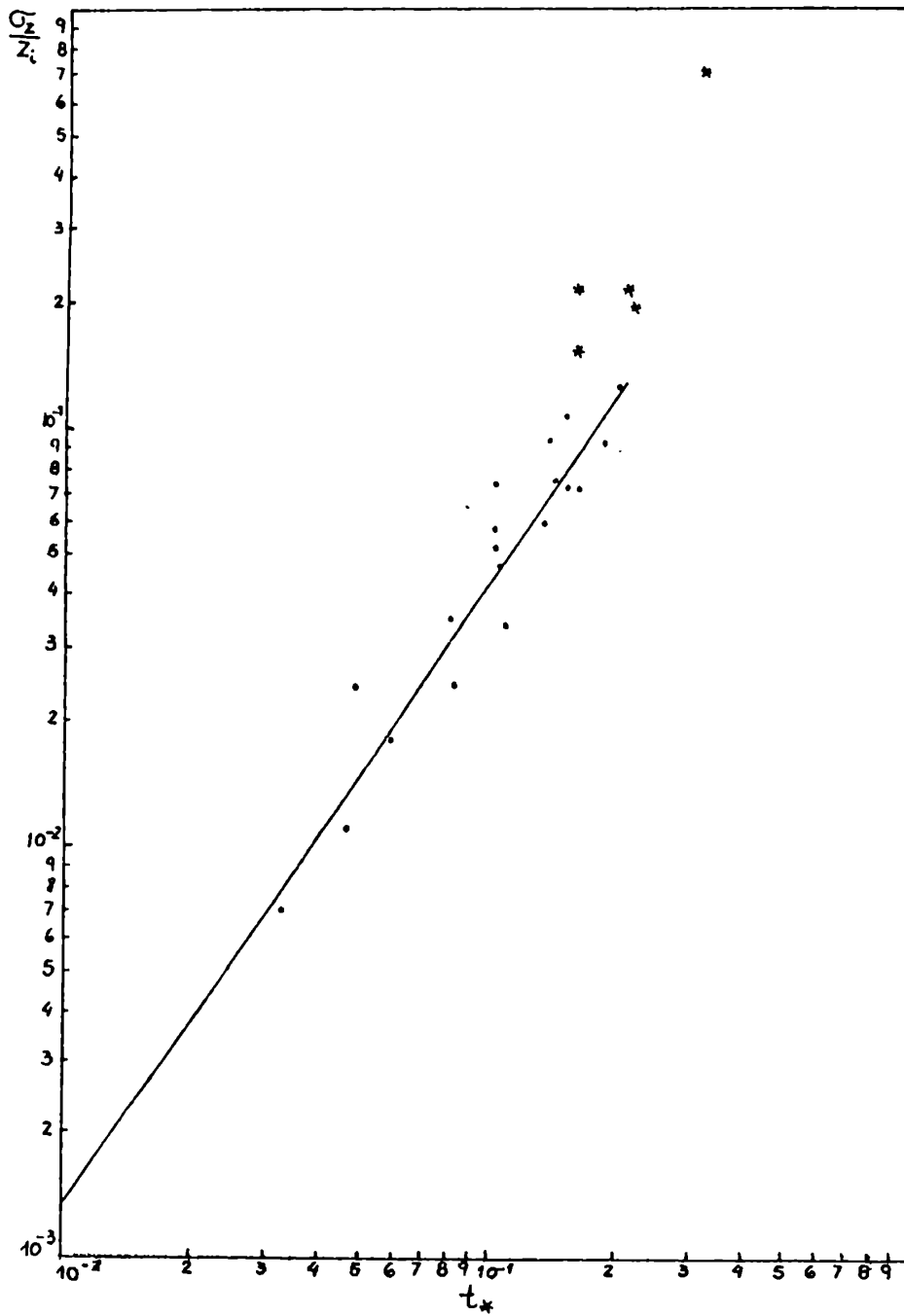


Figura 7.1 Variación de Gz/z_i con t_* .

• capa de convección libre

* capa mezclada

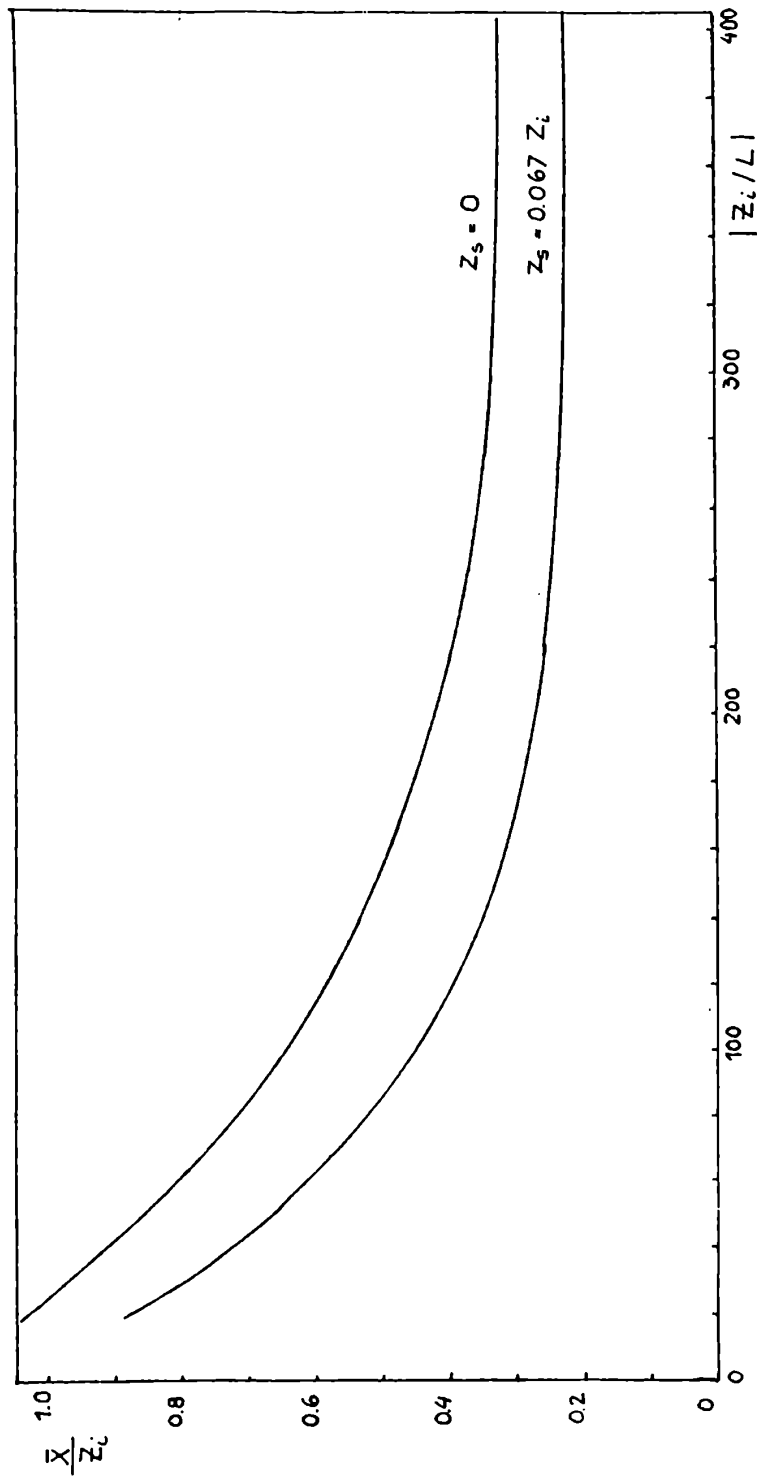


Figura 7.2 Distancia adimensional (\bar{X}/Z_i) en la cual los contaminantes pasan de la capa de convección libre a la capa mezclada, en función de la altura de emisión (Z_s) y de la estabilidad atmosférica ($|Z_i/L|$)

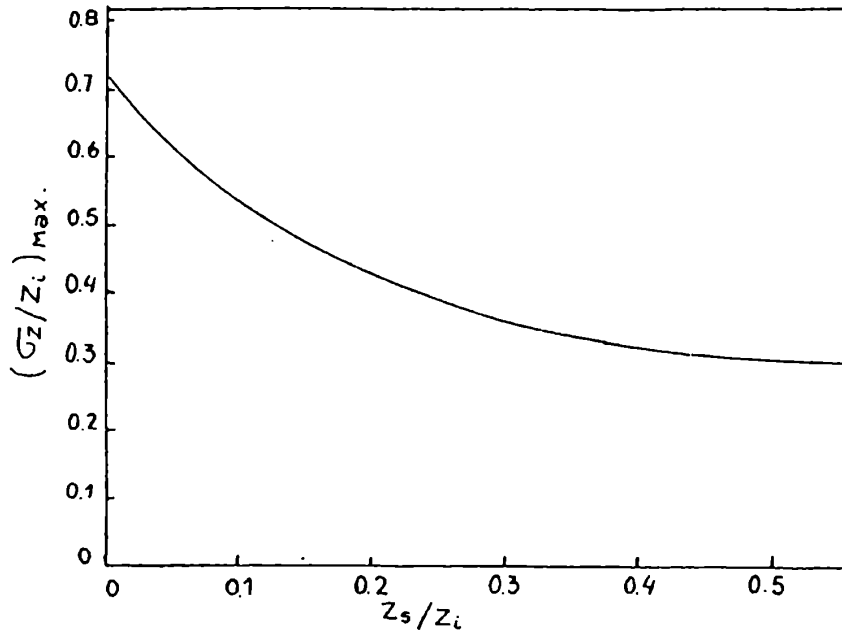


Figura 7.3 Variación de (σ_z/z_i) máximo con la altura de emisión.¹

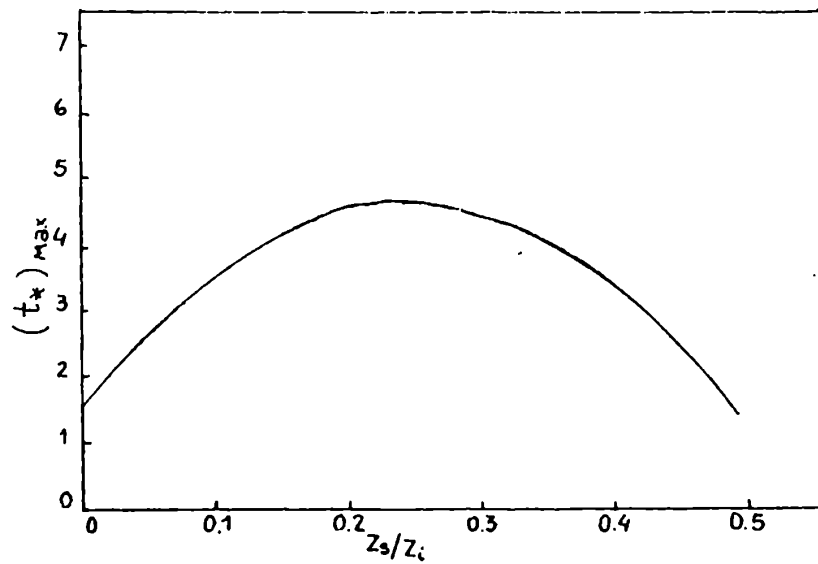


Figura 7.4 Variación de $(t_x)_{\max}$ correspondiente al máximo de σ_z/z_i con la altura de emisión.

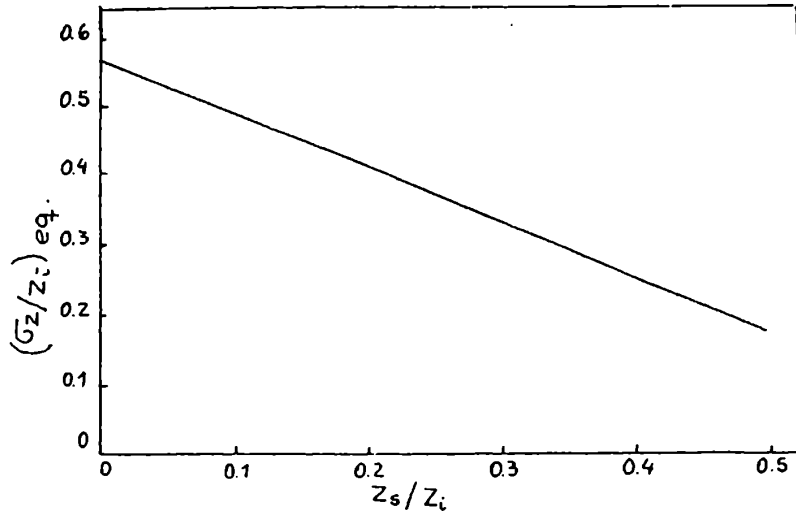


Figura 7.5 Variación de σ_z/z_i de equilibrio con la altura de emisión.

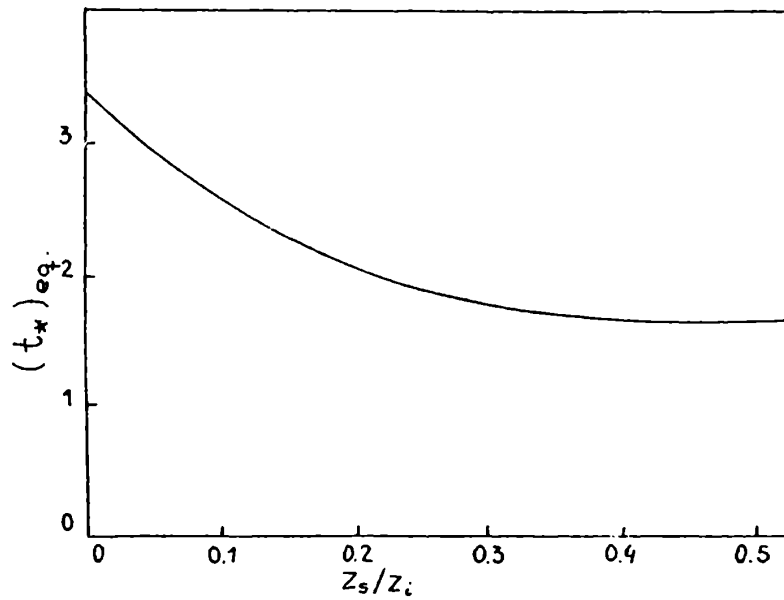


Figura 7.6 Variación de t_* de equilibrio con la altura de emisión.

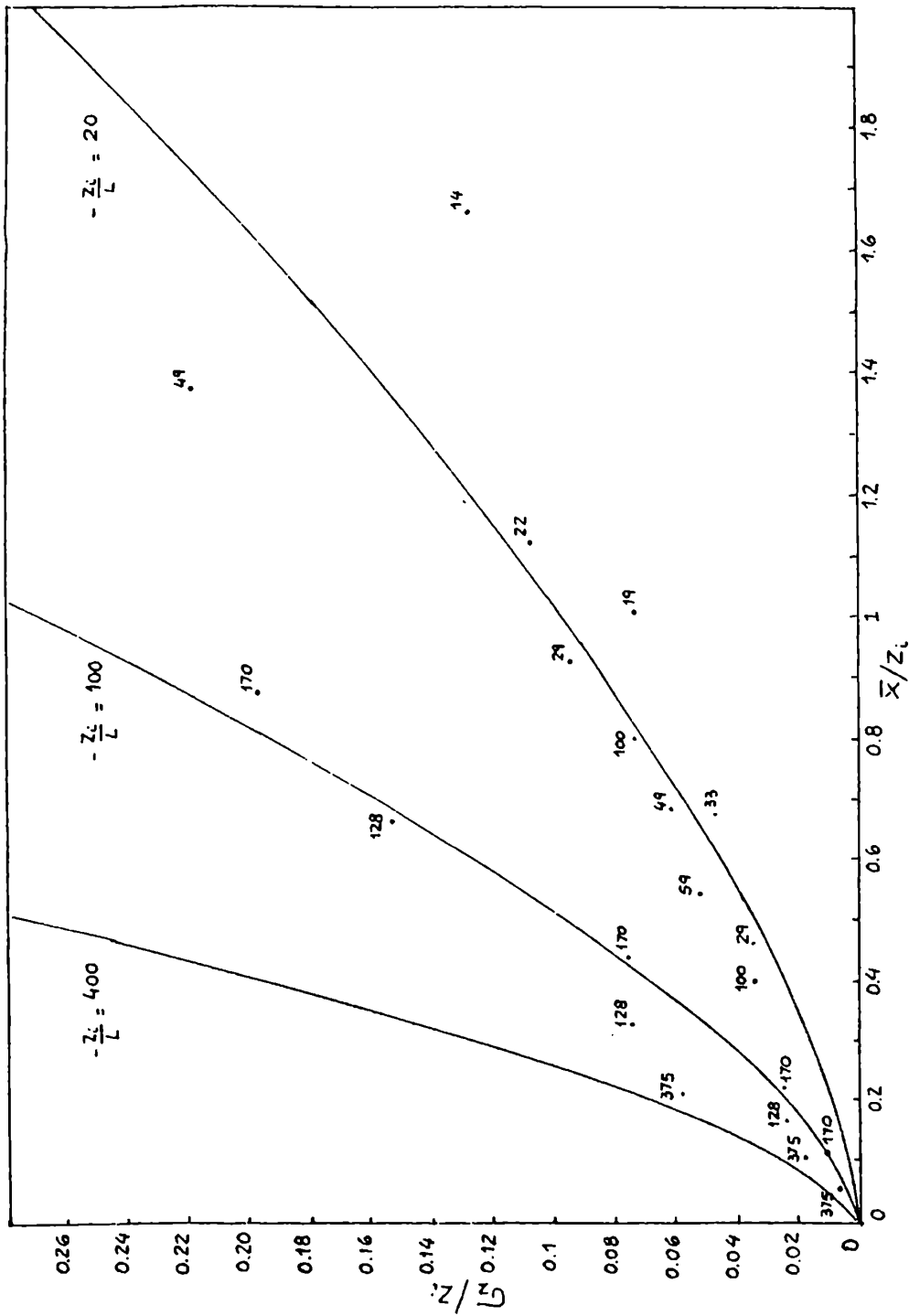


Figura 7.7 Variación de σ_z/z_i con \bar{x}/z_i para diferentes condiciones de estabilidad ($-z_i/L$). ($z_0/L = 10^5$) (los números corresponden a $(-z_i/L)$)

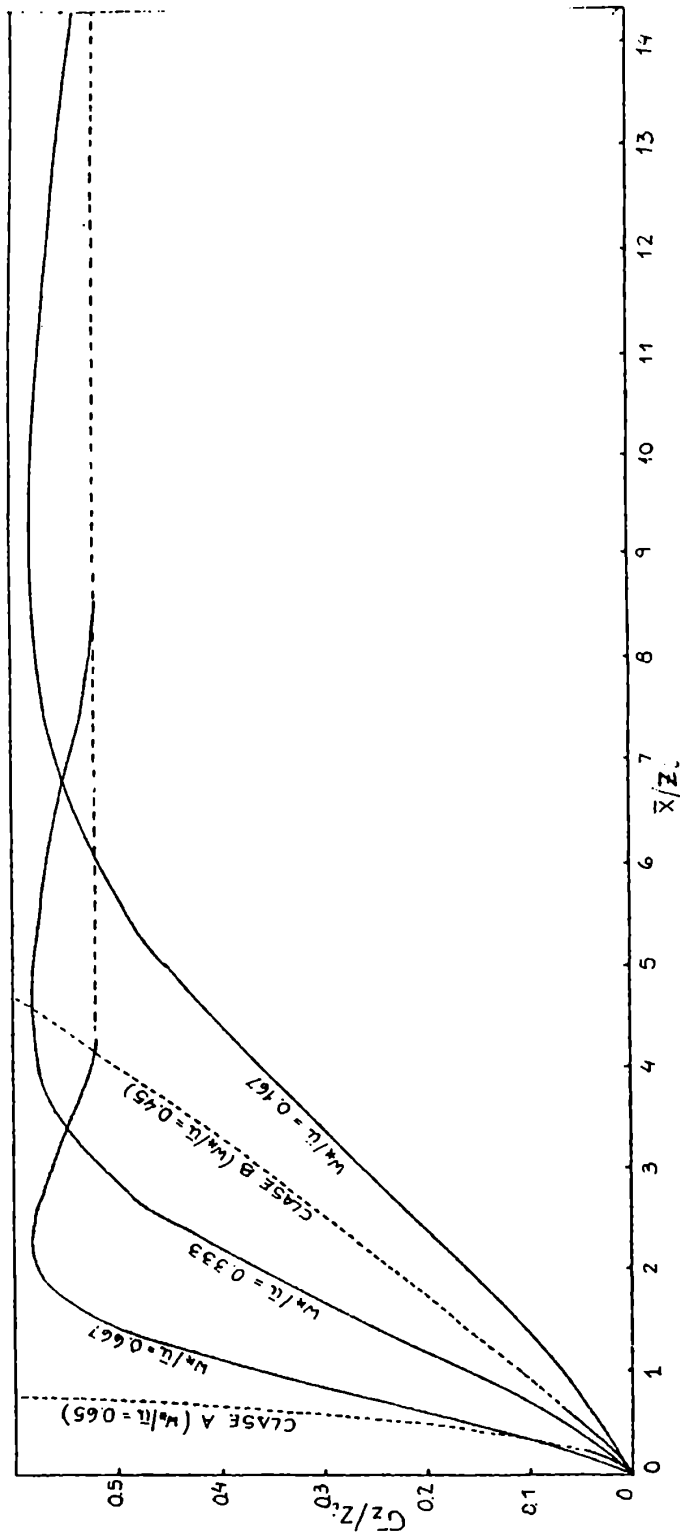


Figura 7.8 Variación de C_z/z_i con la distancia \bar{x}/z_i para diferentes condiciones de w_*/\bar{u} . Altura de emisión $Z_s = 0.067 Z_i$.
(Willis y Deardoff, 1976)

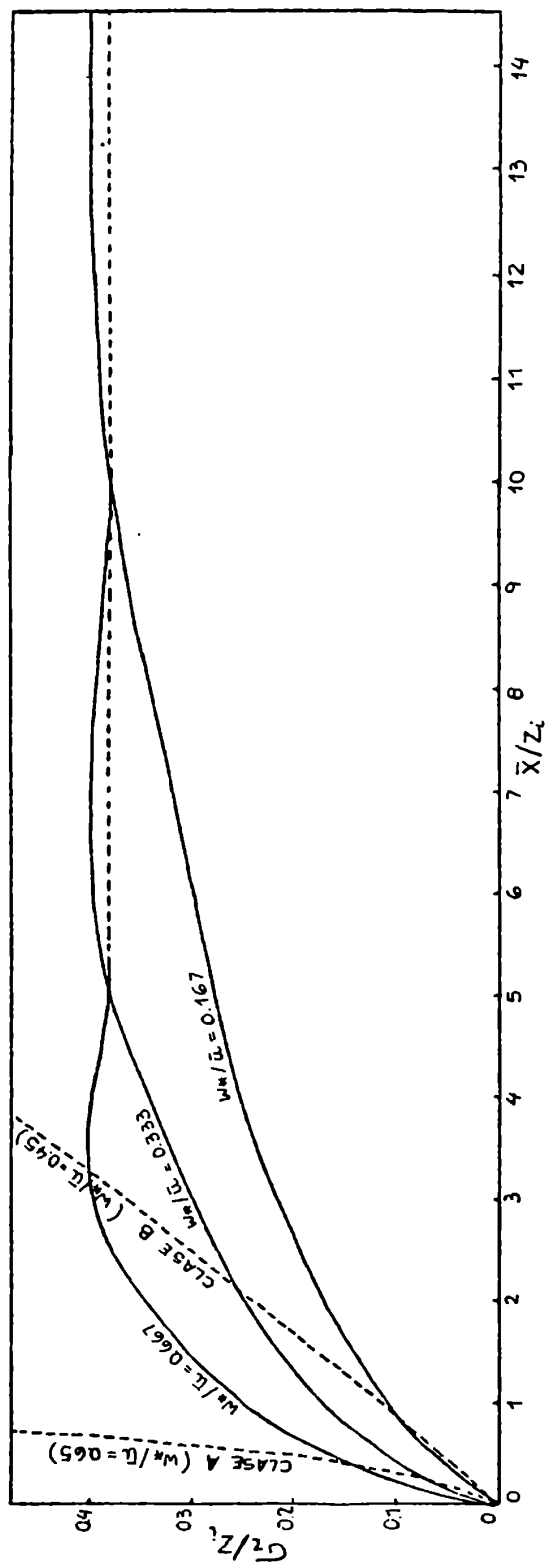


Figura 7.9 Variación de σ_z/z_i con la distancia \bar{x}/z_i para diferentes condiciones de w^*/\bar{u} . Altura de emisión $Z_B = 0.24 Z_i$. (Willis y Deardorff, 1978)

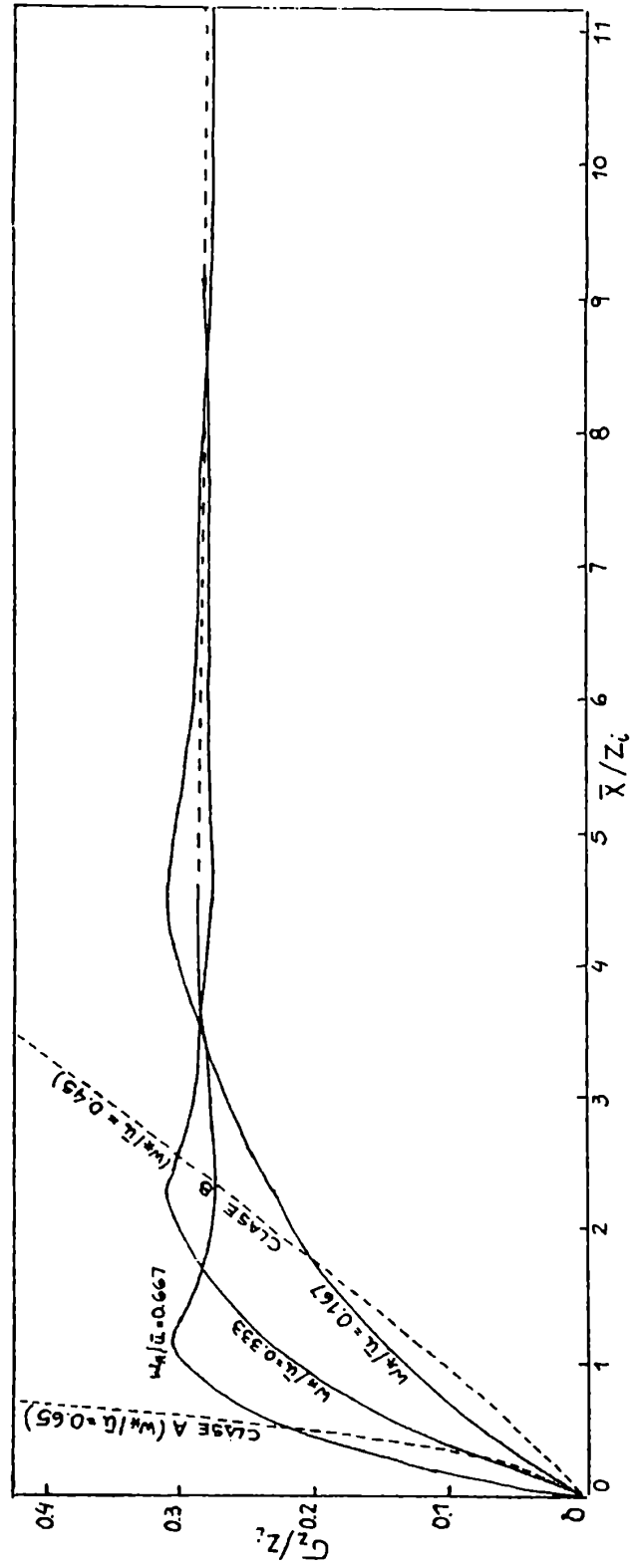


Figura 7.10 Variación de $\overline{w^2}/z_i$ con la distancia \bar{x}/z_i para diferentes condiciones de w_*/\bar{u} . Altura de emisión $Z_g = 0.49 Z_i$. (Willis y Deardorff, 1981)

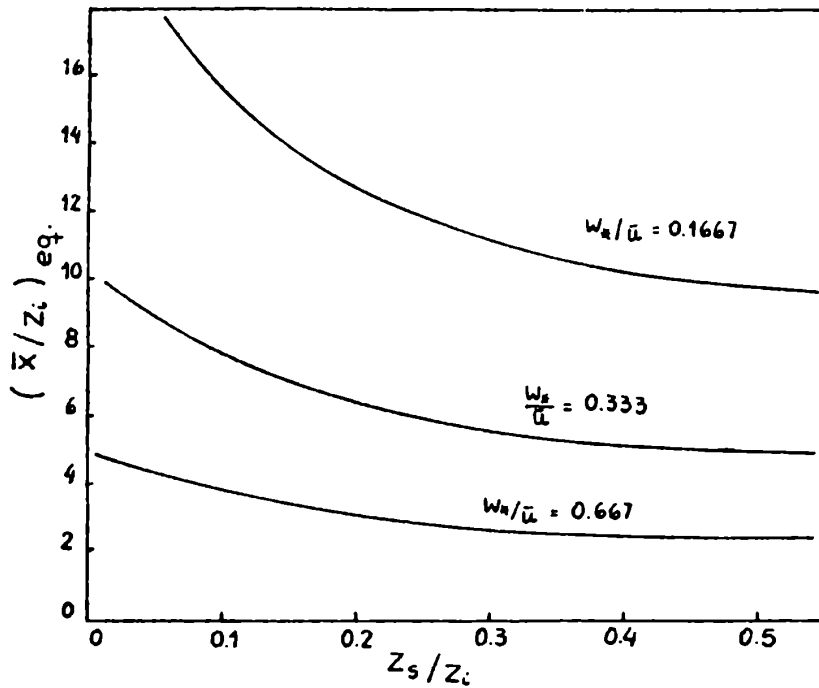


Figura 7.11 Distancia a la cual σ_z/z_i alcanza su valor de equilibrio en función de la altura de emisión (z_s/z_i) y de w_*/\bar{u} .

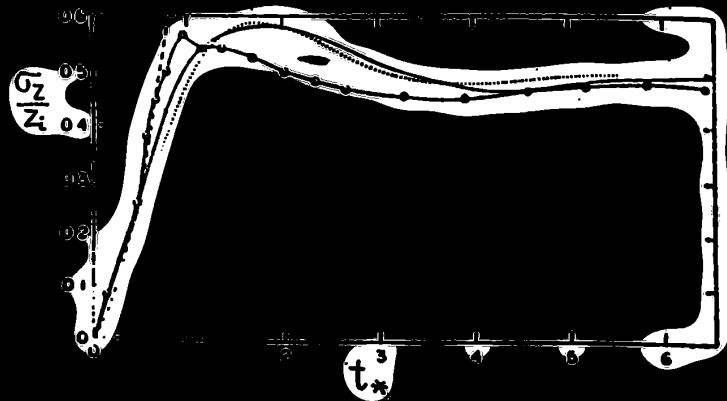


Figura 7.12 Variación de σ_z/z_i con t_*^3

— modelo numérico

-o-o- valores observados en el laboratorio

... expresión (7.9)

(Deardorff y Willis, 1973)

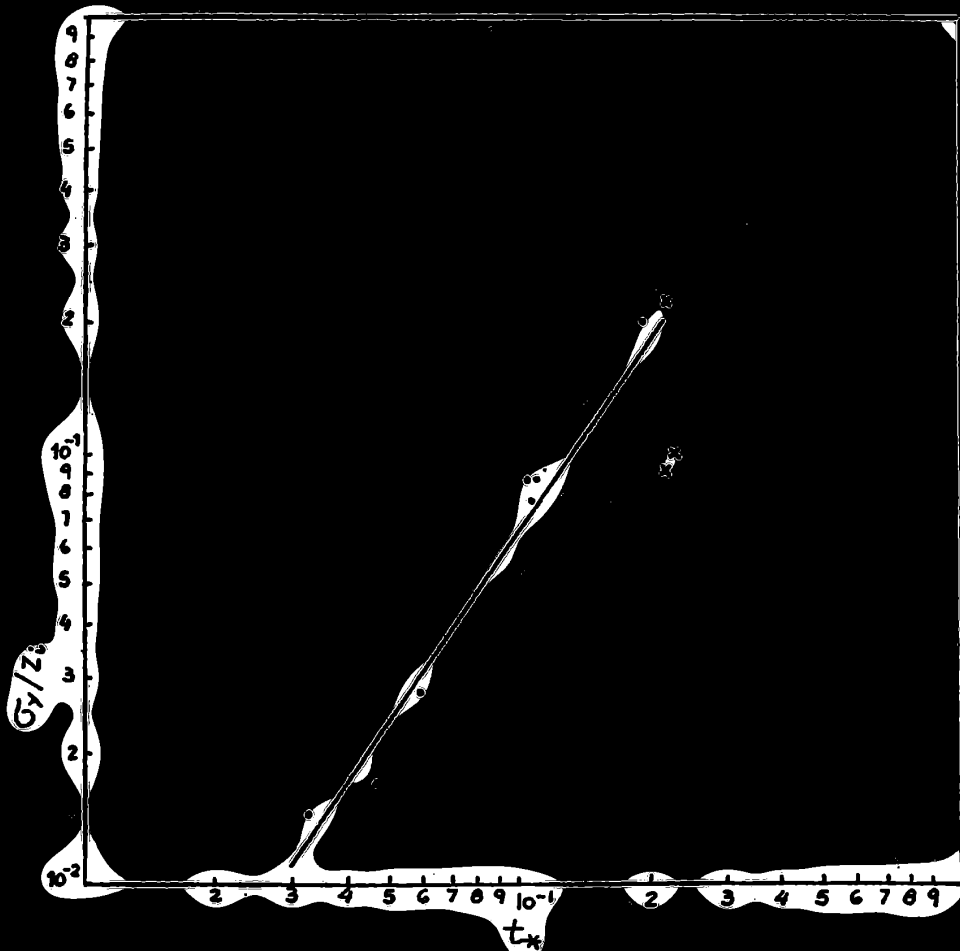


Figura 7.13 Variación de $G\gamma/Z_c$ con t_*
 capa de convección libre
 capa mezclada

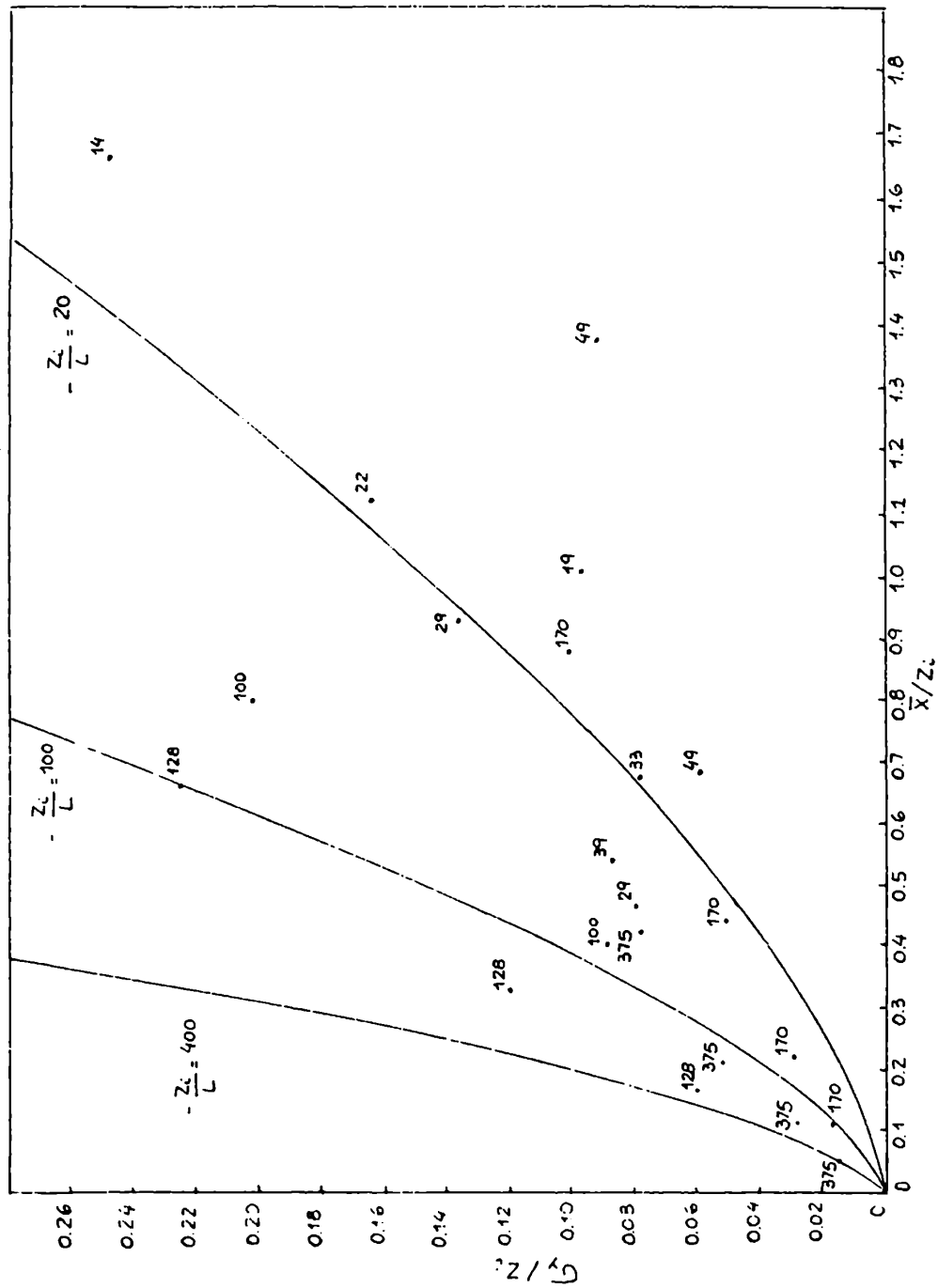


Figura 7.14 Variación de $C\gamma/Z_i$ con \bar{X}/Z_i para diferentes condiciones de estabilidad ($-Z_i/L$). ($Z_0/L = 10^5$) (los números corresponden a $(-Z_i/L)$)

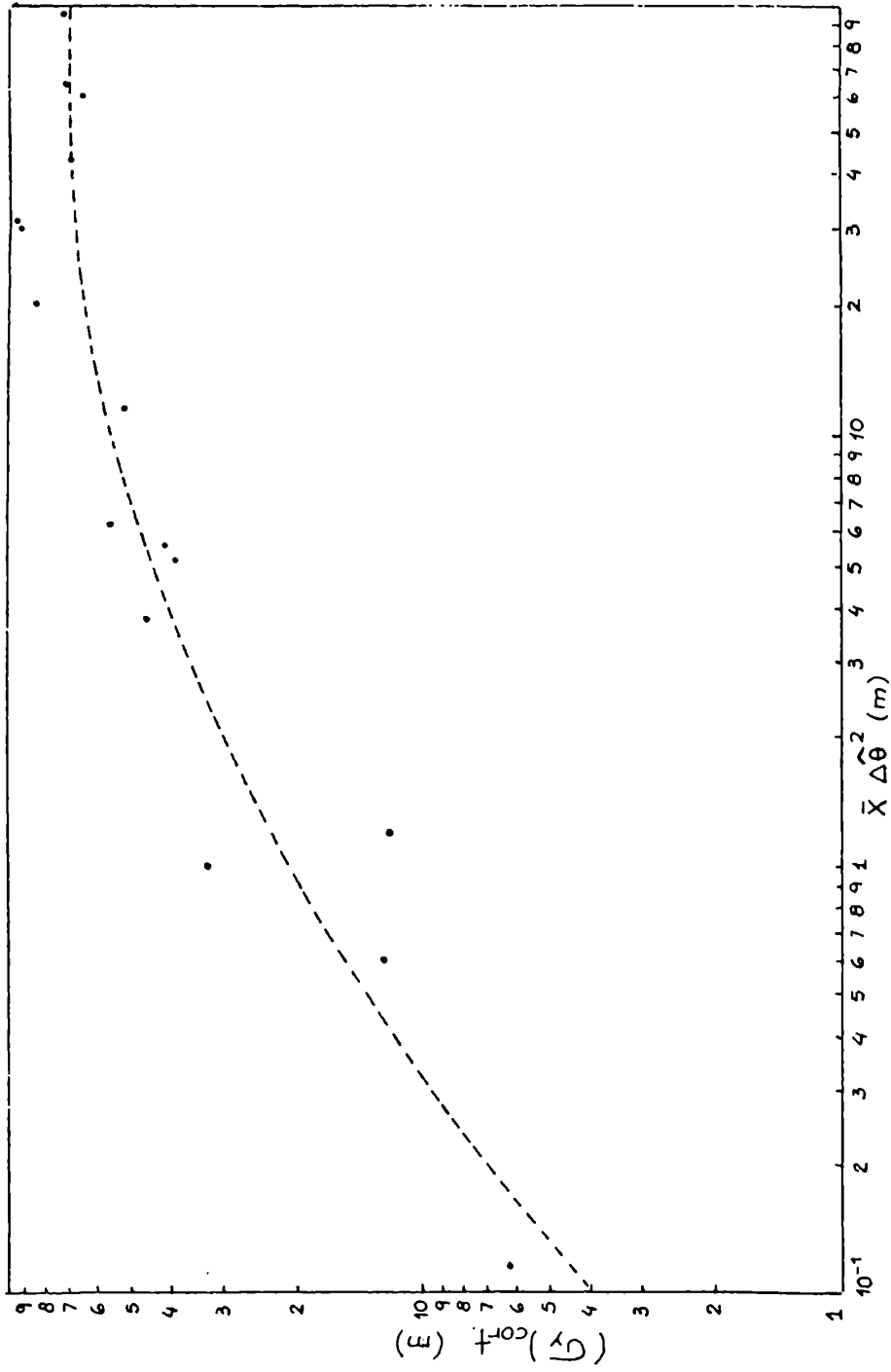


Figura 7.15 Efecto de la cortante de la dirección del viento ($\Delta \hat{\theta}$) sobre la dispersión lateral.

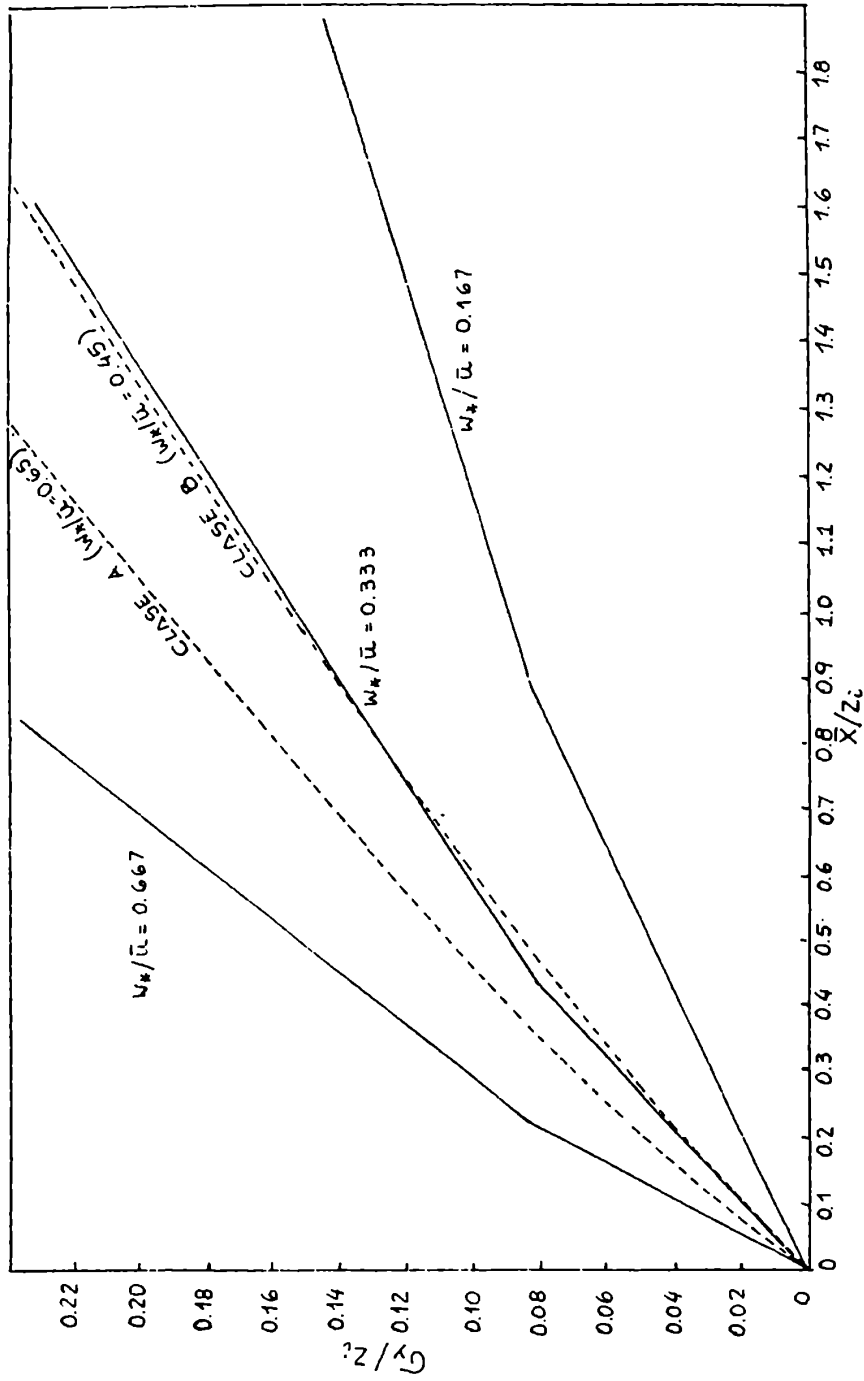


Figura 7.16 Variación de G_y/z_i con la distancia \bar{X}/z_i para diferentes condiciones de w_*/\bar{u} . Altura de emisión $Z_s = 0.067 Z_i$. (Willis y Deardorff, 1976)

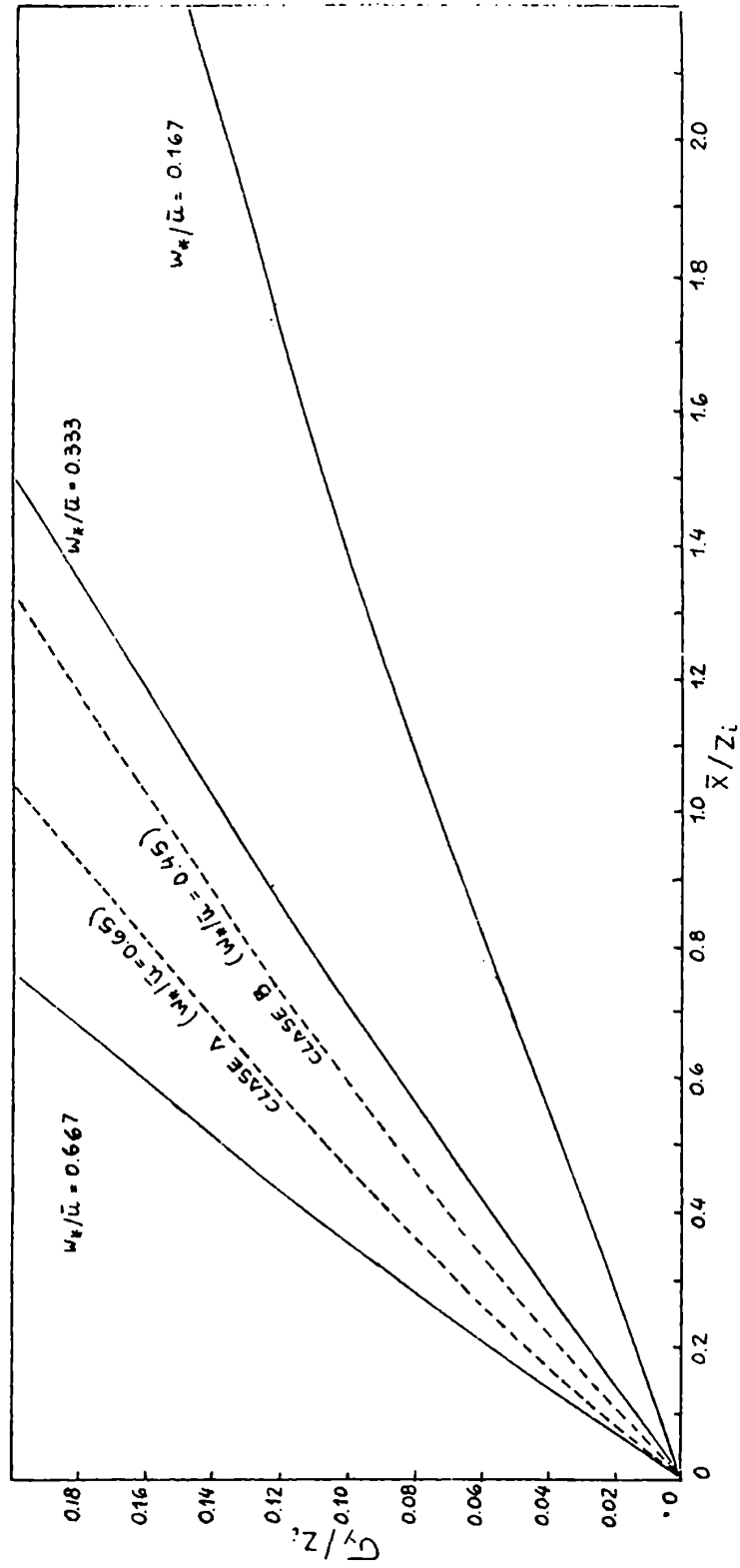


Figura 7.17 Variación de $G\gamma/Z_i$ con la distancia \bar{X}/Z_i para diferentes condiciones de w_*/\bar{u} . Altura de emisión $Z_s = 0.24 Z_i$. (Willis y Deardorff, 1978)

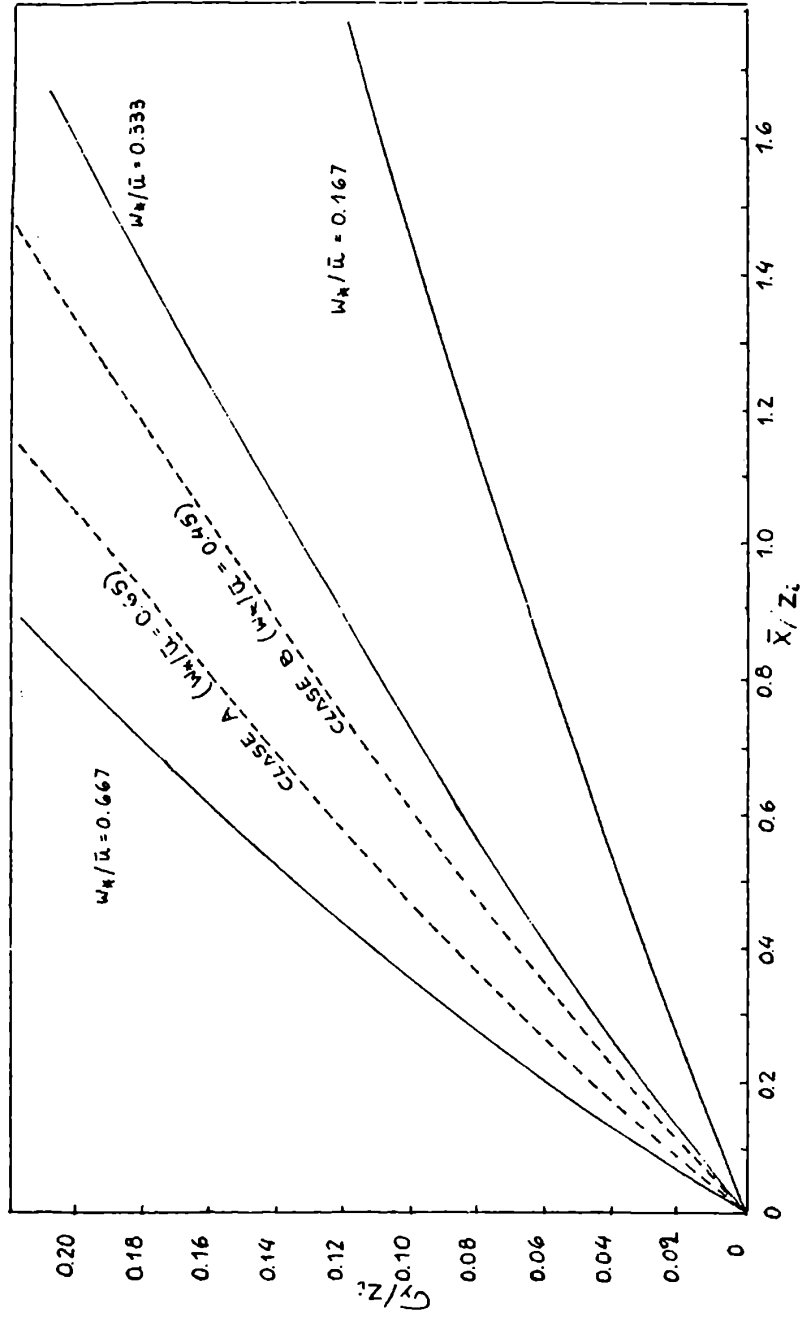


Figura 7.18 Variación de $G\gamma/z_i$ con la distancia \bar{X}/z_i para diferentes condiciones de w_*/\bar{u} . Altura de emisión $Z_s = 0.49 Z_i$. (Willis y Deardorff, 1981)

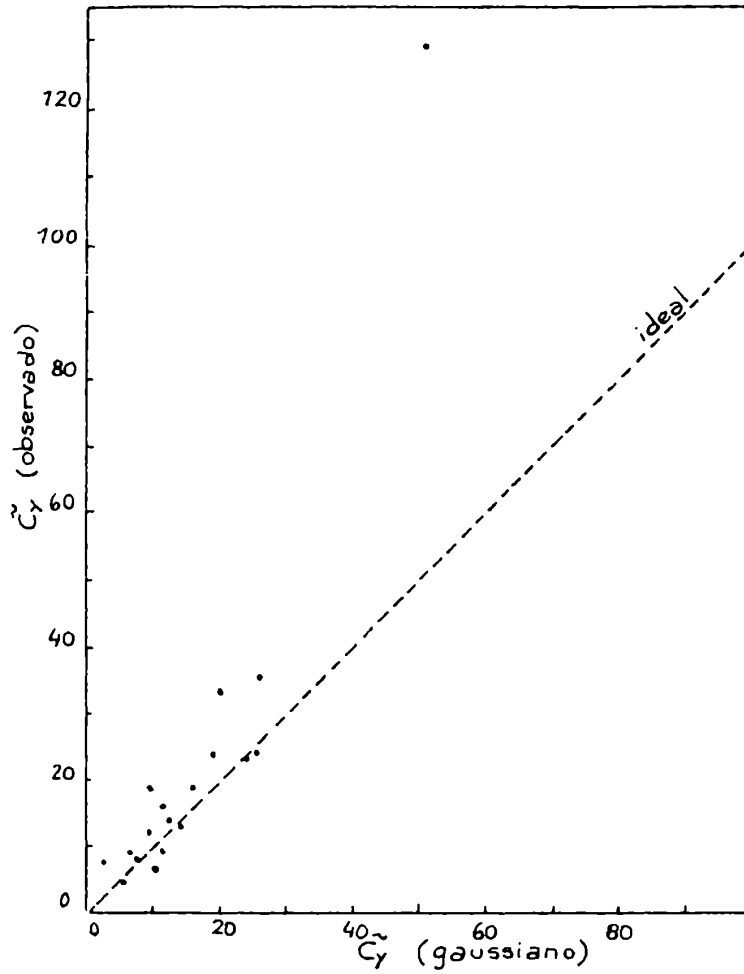


Figura 8.1 Valores de \tilde{C}_y observados y calculados por el modelo de la pluma gaussiana, en condiciones convectivas, para una emisión desde superficie.

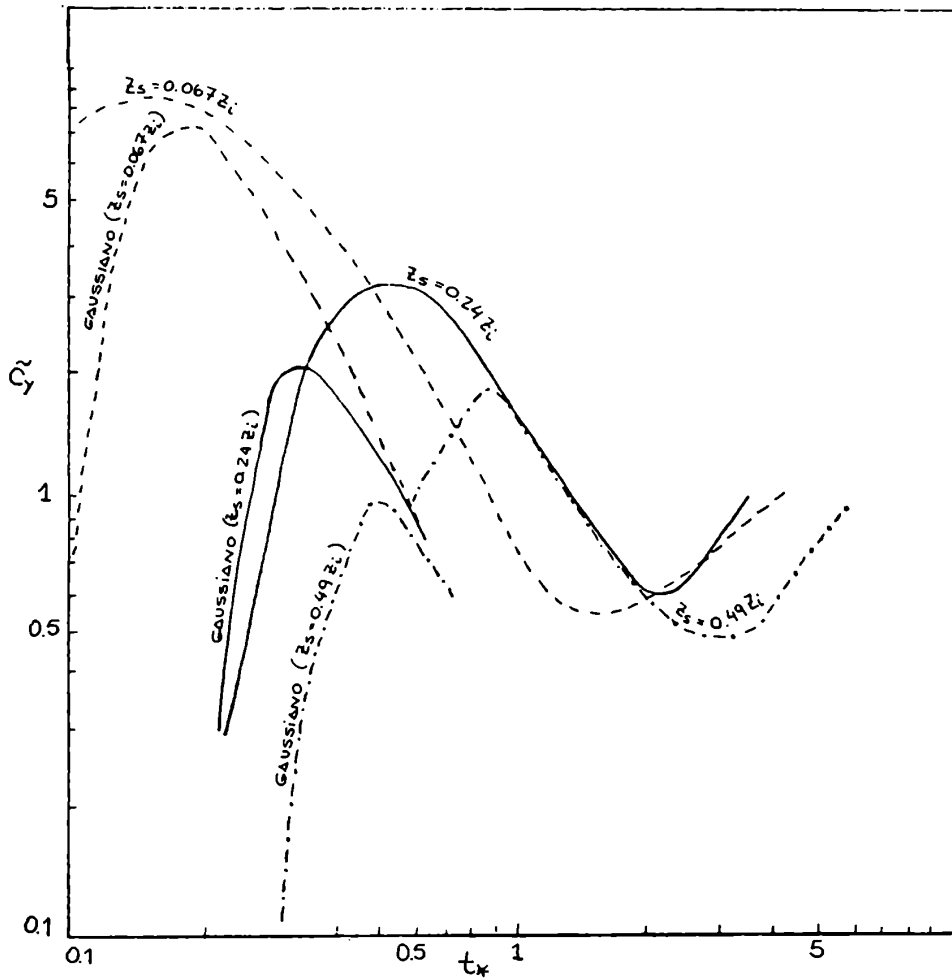


Figura 8.2 Valores de \tilde{C}_y en superficie observados en condiciones convectivas y calculados por el modelo de la pluma gaussiana, para diferentes alturas de emisión.

- $z_s = 0.067 z_i$ (Willis y Deardorff, 1976)
- $z_s = 0.24 z_i$ (Willis y Deardorff, 1978)
- · - · - $z_s = 0.49 z_i$ (Willis y Deardorff, 1981)

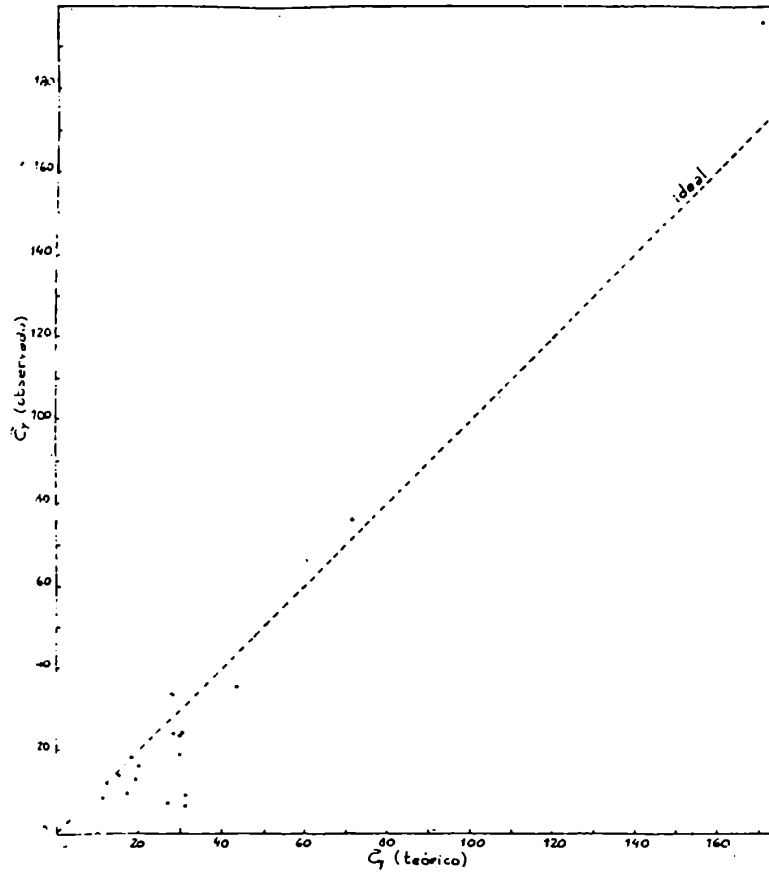


Figura 8.3 Valores de \tilde{C}_y observados y estimados por el modelo exponencial general, en condiciones convectivas, para una emisión desde superficie.

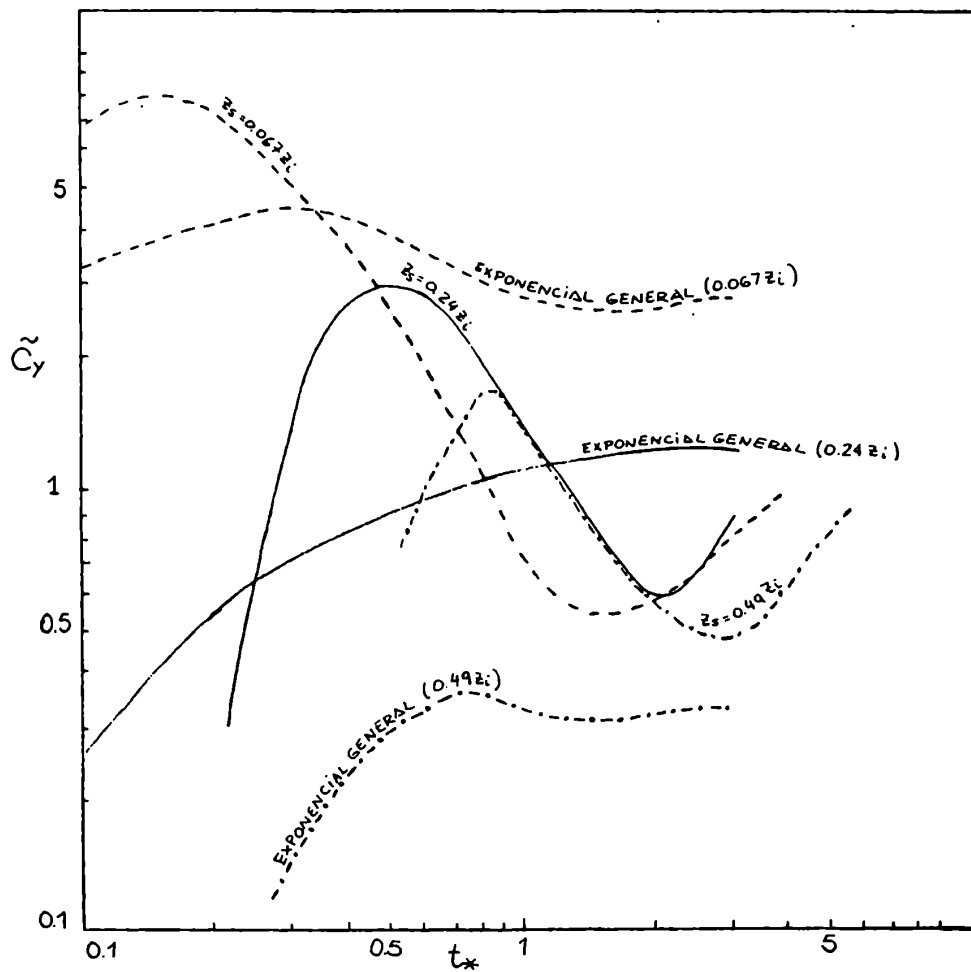


Figura 8.4 Valores de \tilde{C}_y en superficie observados en condiciones convectivas y estimados por el modelo exponencial general (expresión (8.19)), para diferentes alturas de emisión.

- $Z_s = 0.067 Z_i$ (Willis y Deardorff, 1976)
- $Z_s = 0.24 Z_i$ (Willis y Deardorff, 1978)
- · - · - $Z_s = 0.49 Z_i$ (Willis y Deardorff, 1981)

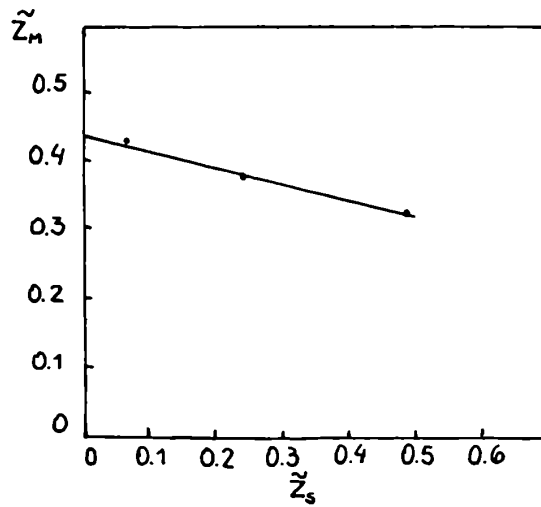


Figura 9.1 Variación de la altura adimensional de la concentración máxima de la pluma de contaminantes en función de la altura de emisión adimensional.

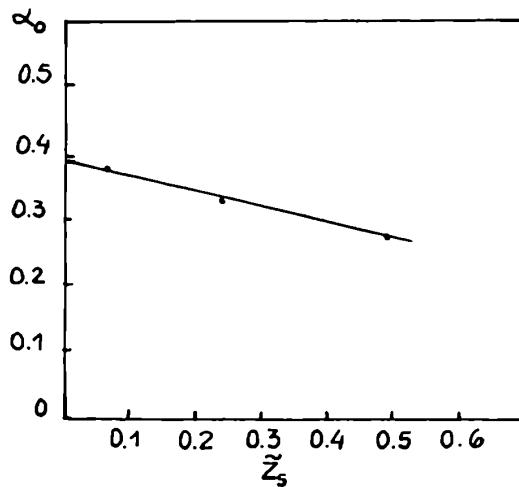


Figura 9.2 Variación de la amplitud (α_0) con la altura de emisión (\tilde{z}_s).

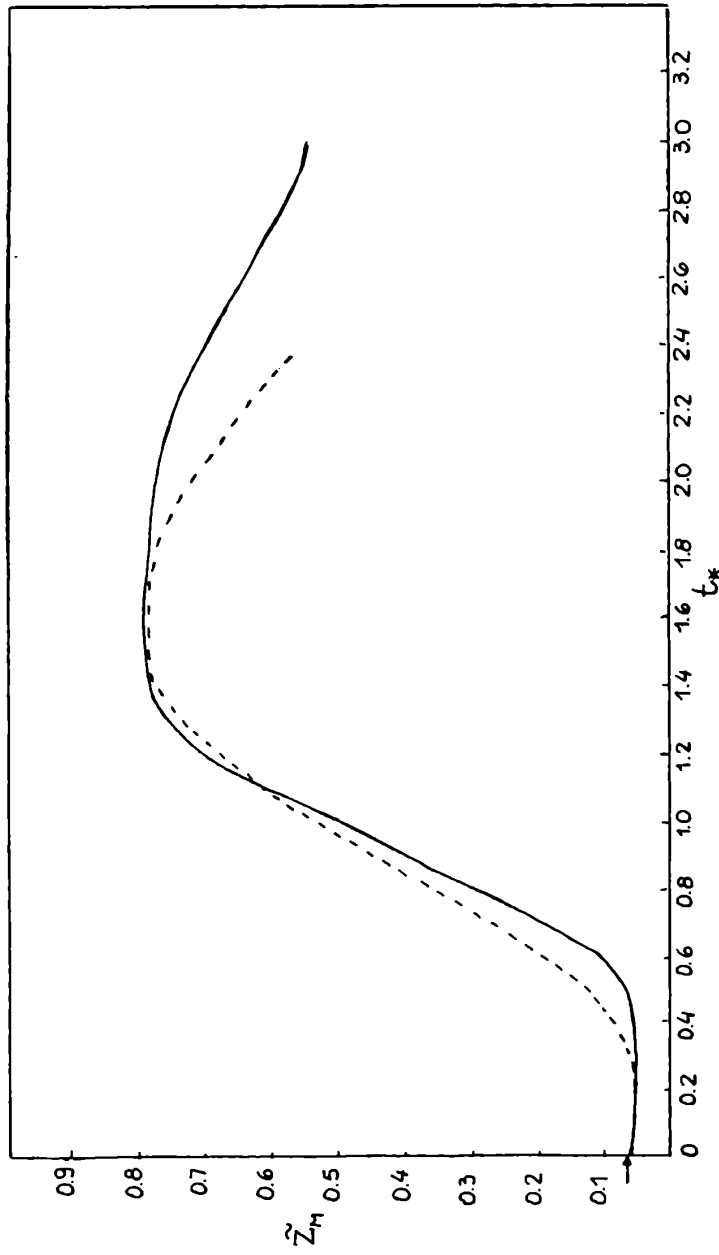


Figura 9.3 Variación de la altura de la concentración máxima de la pluma de contaminantes en función de t_* , $Z_g=0.067 Z_i$.
 — valores observados (Willis y Deardorff, 1976)
 ---- valores estimados (expresión (9.13))

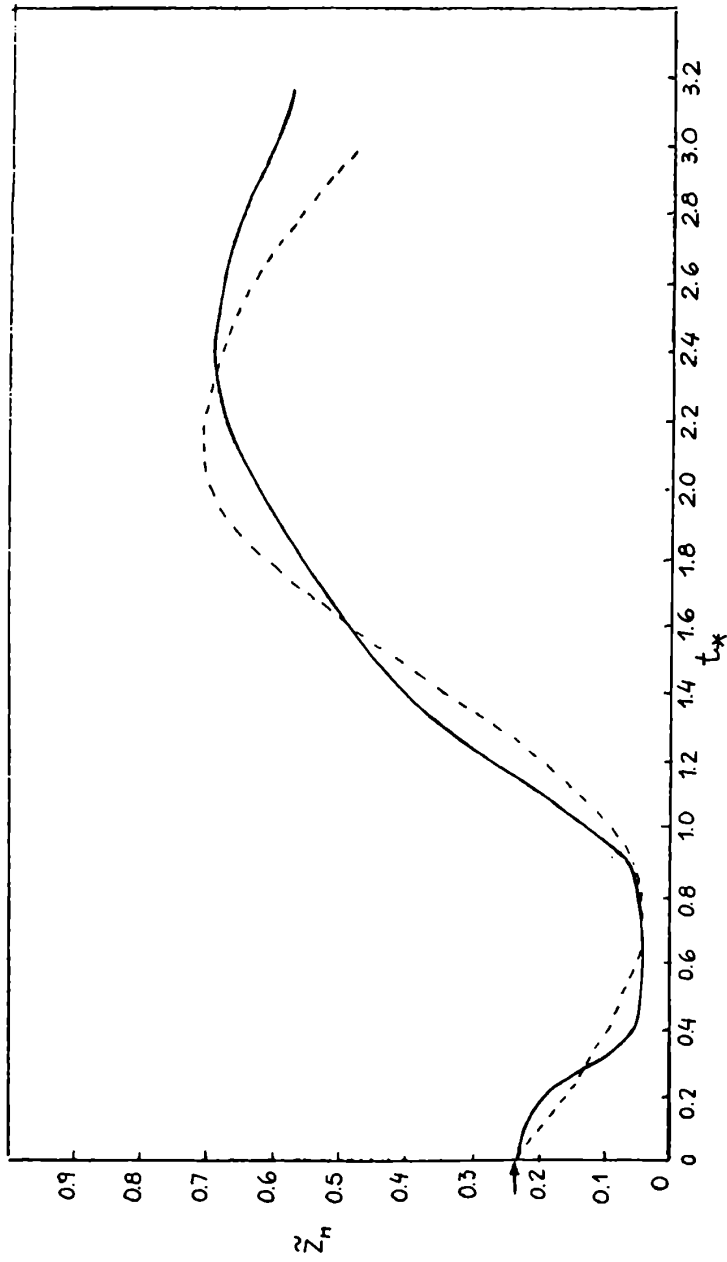


Figura 9.4 Variación de la altura de la concentración máxima de la pluma de contaminantes en función de t_m^* , $Z_S = 0.24 Z_i$.
 — valores observados (Willis y Deardorff, 1978)
 - - - - - valores estimados (expresión (9.13))

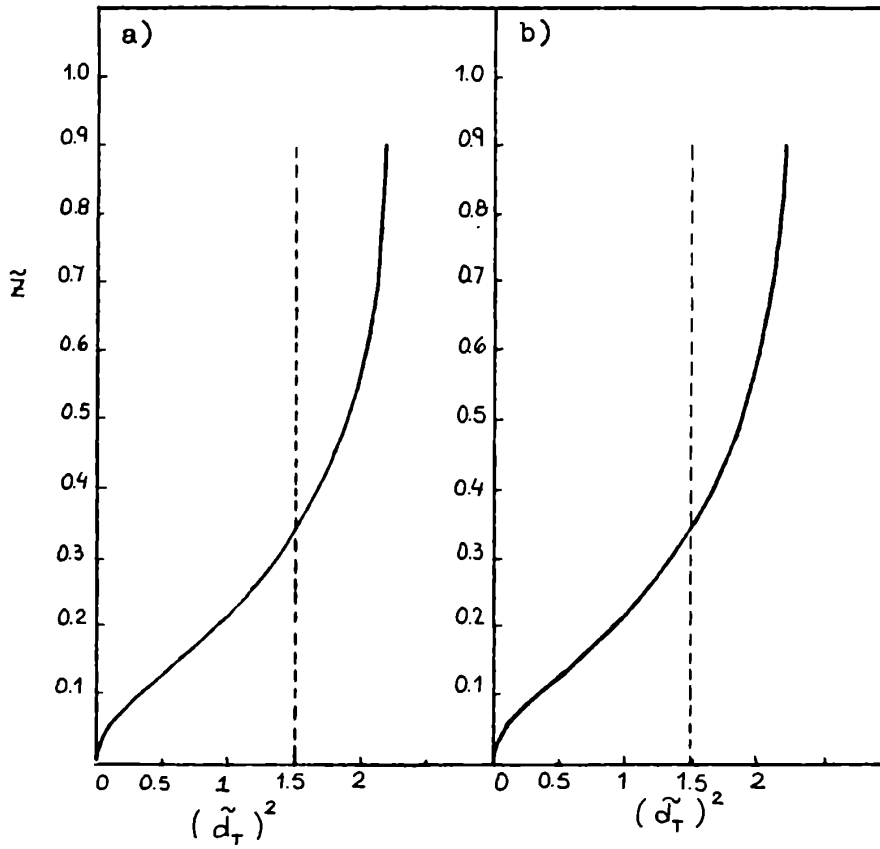


Figura 9.5 Variación de $(\tilde{d}_T)^2$ con la altura (\tilde{z}) para diferentes condiciones de estabilidad $|z_i/L|$. Se señala el valor de (\tilde{d}_T^2) obtenido analíticamente.

a) $|z_i/L| = 10$

b) $|z_i/L| = 50, 100, 500.$

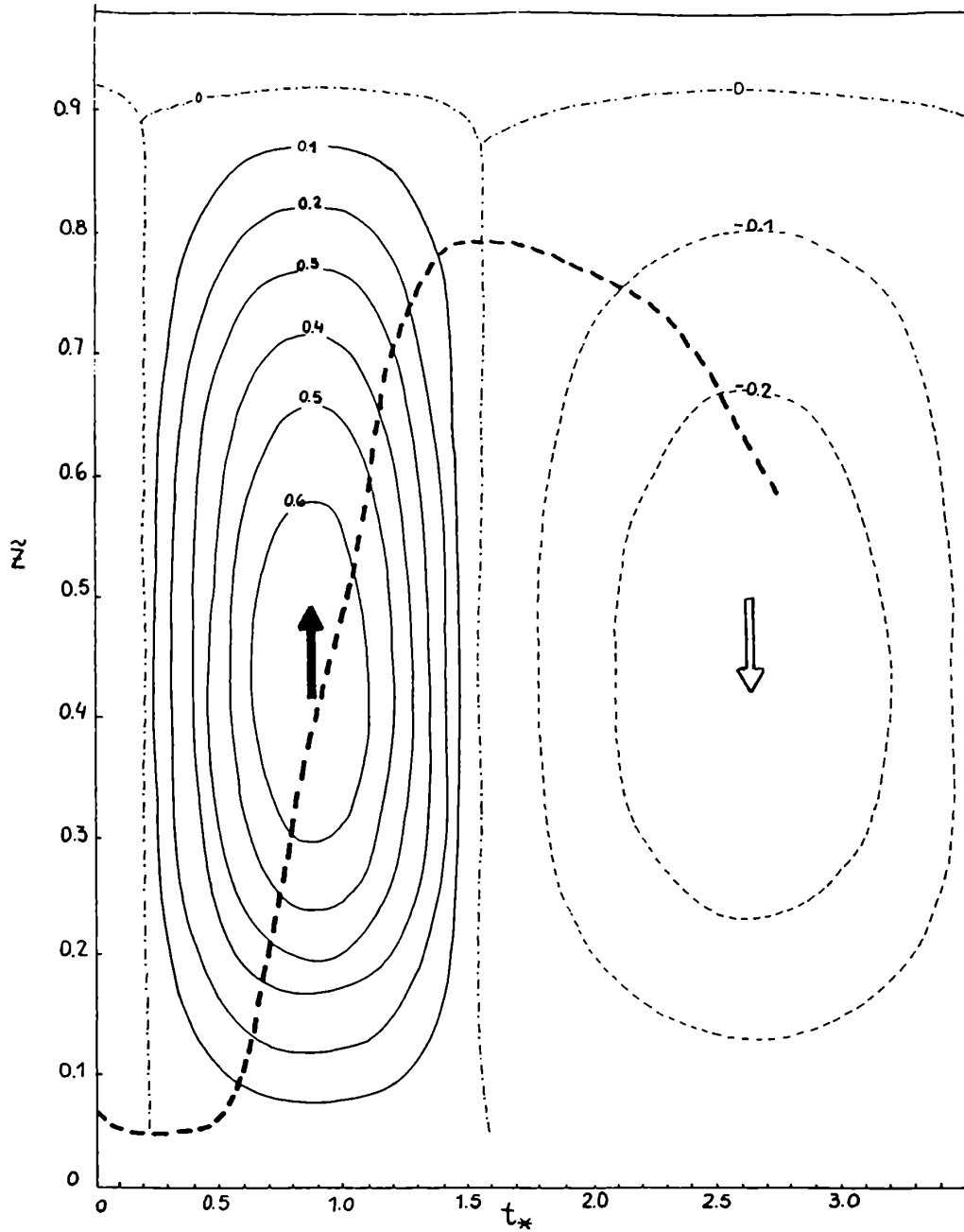


Figura 9.6 Valores de la velocidad vertical adimensional (\tilde{w}) en el plano (\tilde{z}, \tilde{t}) generados a partir de la expresión (9.31), para una altura de emisión $Z_s = 0.067 Z_i$. (----- eje central de la pluma de contaminantes)

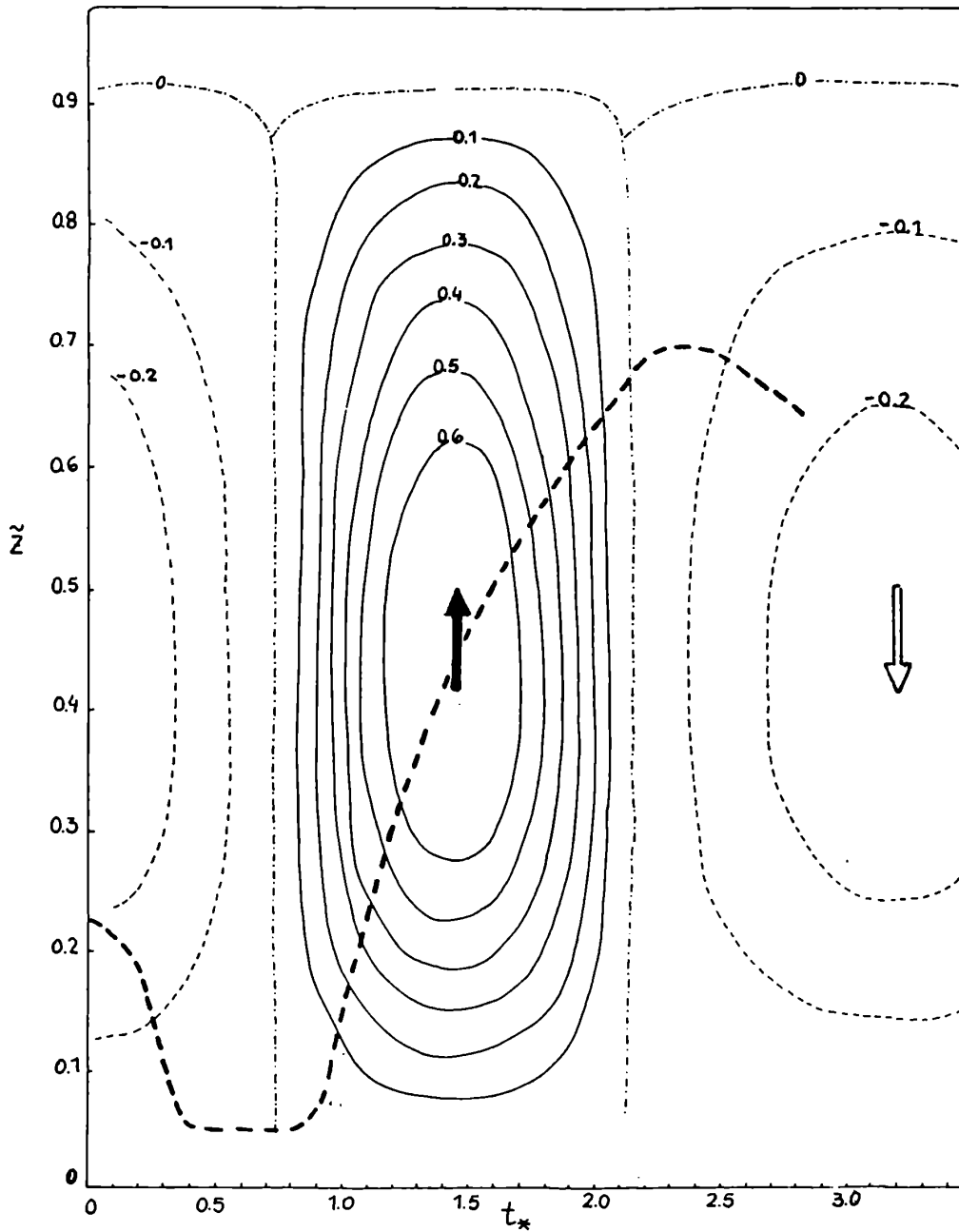


Figura 9.7 Valores de la velocidad vertical adimensional (\tilde{w}) en el plano ($\tilde{z} - \tilde{t}_*$) generados a partir de la expresión (9.31) para una altura de emisión $Z_s = 0.24 Z_i$. (----- eje central de la pluma de contaminantes)

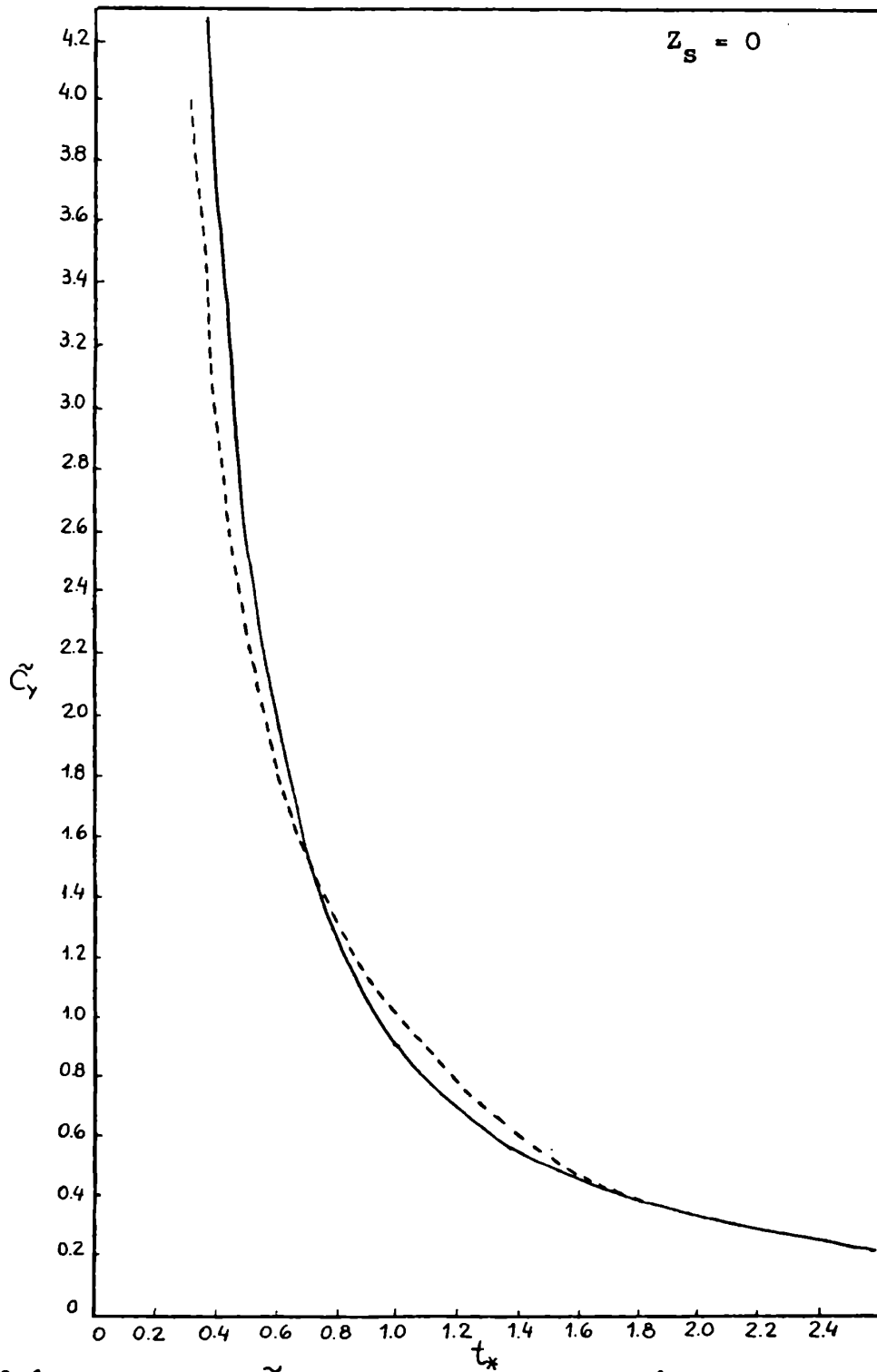


Figura 10.1 Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_* .
 — (Mazzeo y Venegas, 1985c)
 - - - estimación del modelo (expresiones (9.46) y (9.47))

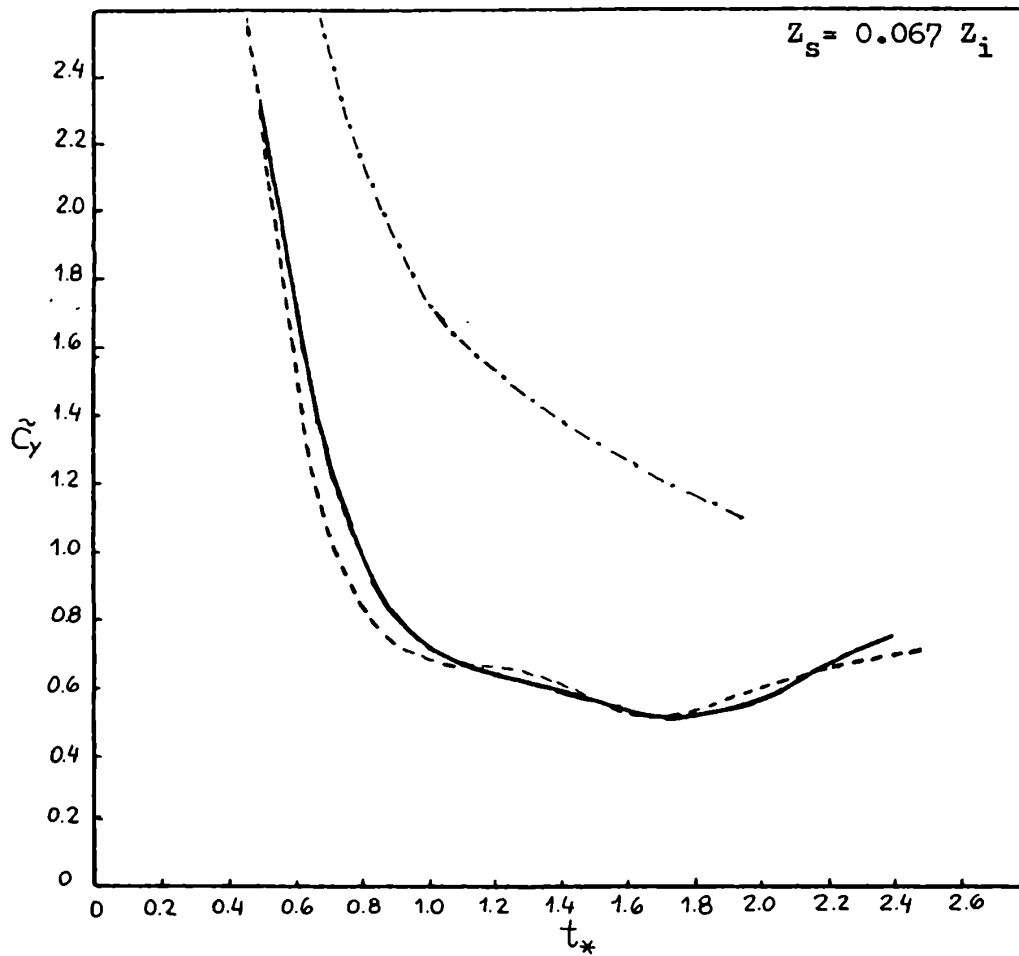


Figura 10.2 Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_* .

- valores observados (Willis y Deardorff, 1976)
- - - valores estimados por el modelo (expresiones (9.46) y (9.47))
- · - · - valores estimados por el modelo de Misra (1982)

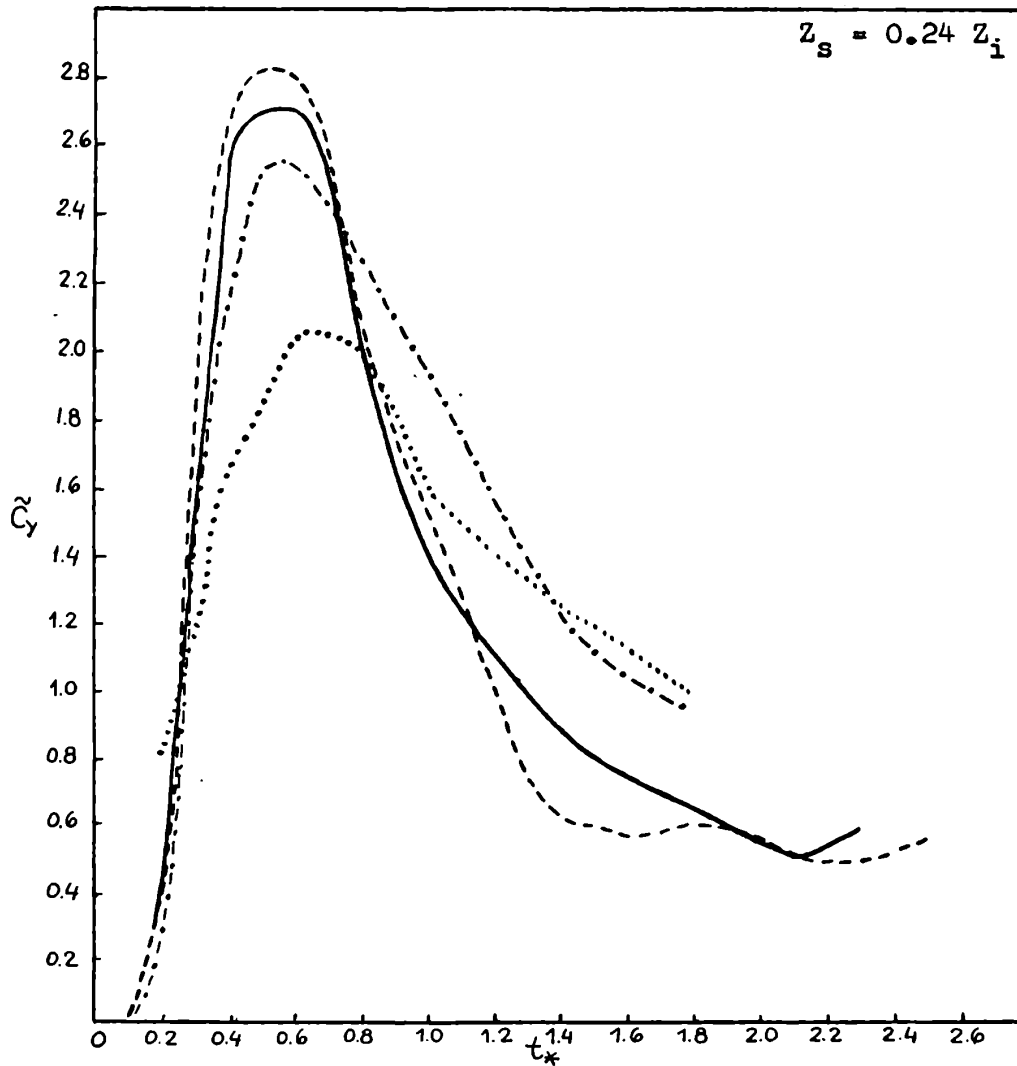


Figura 10.3 Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_* .

- valores observados (Willis y Deardorff, 1978)
- - - valores estimados por el modelo (expresiones (9.46) y (9.47))
- valores obtenidos por Lamb (1978)
- · - · valores obtenidos por Misra (1982)

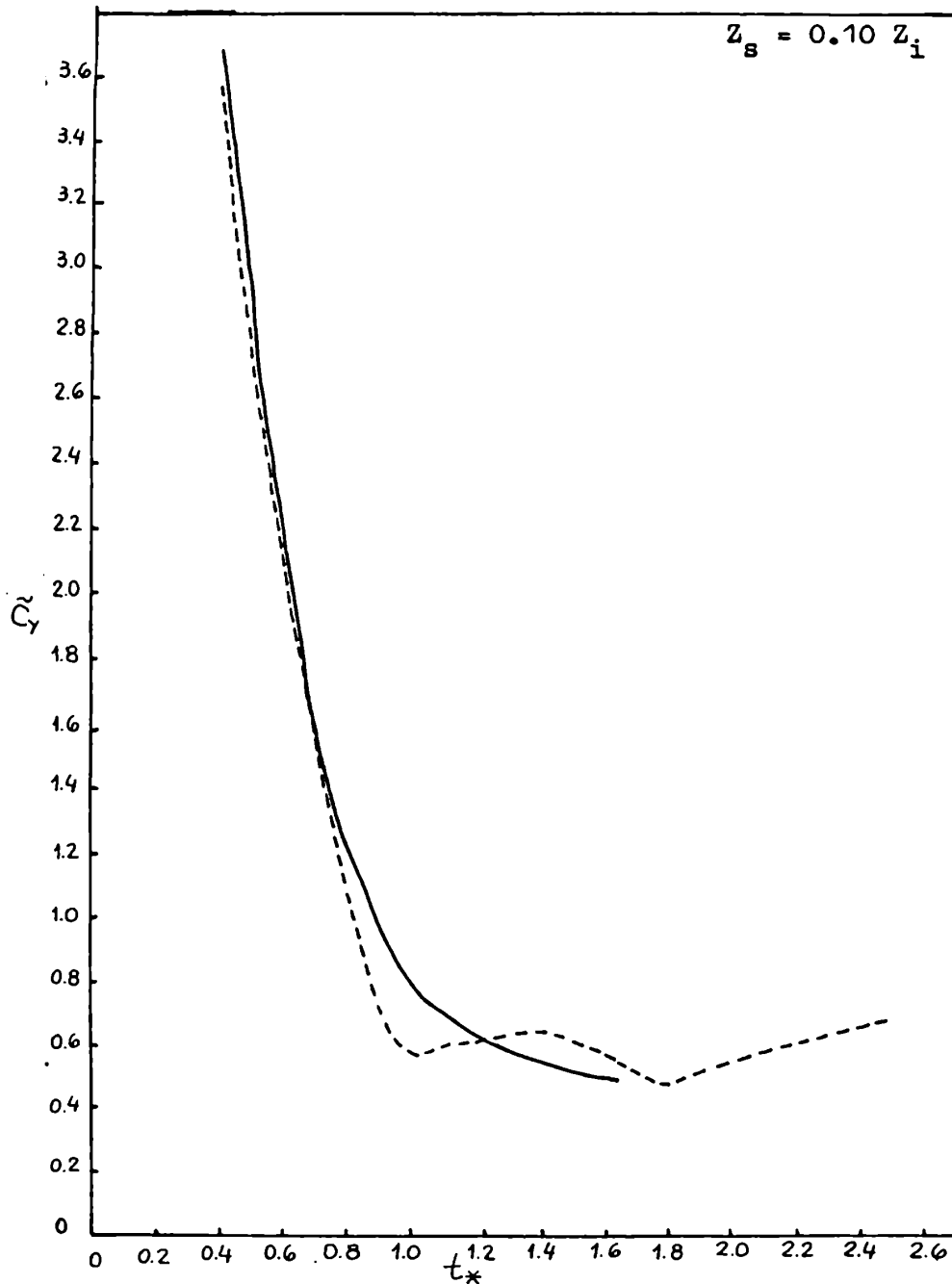


Figura 10.4 Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_* .

- valores "observados" (interpolados a partir de las observaciones obtenidas en el laboratorio)
- - - valores estimados por el modelo (expresiones (9.46) y (9.47))

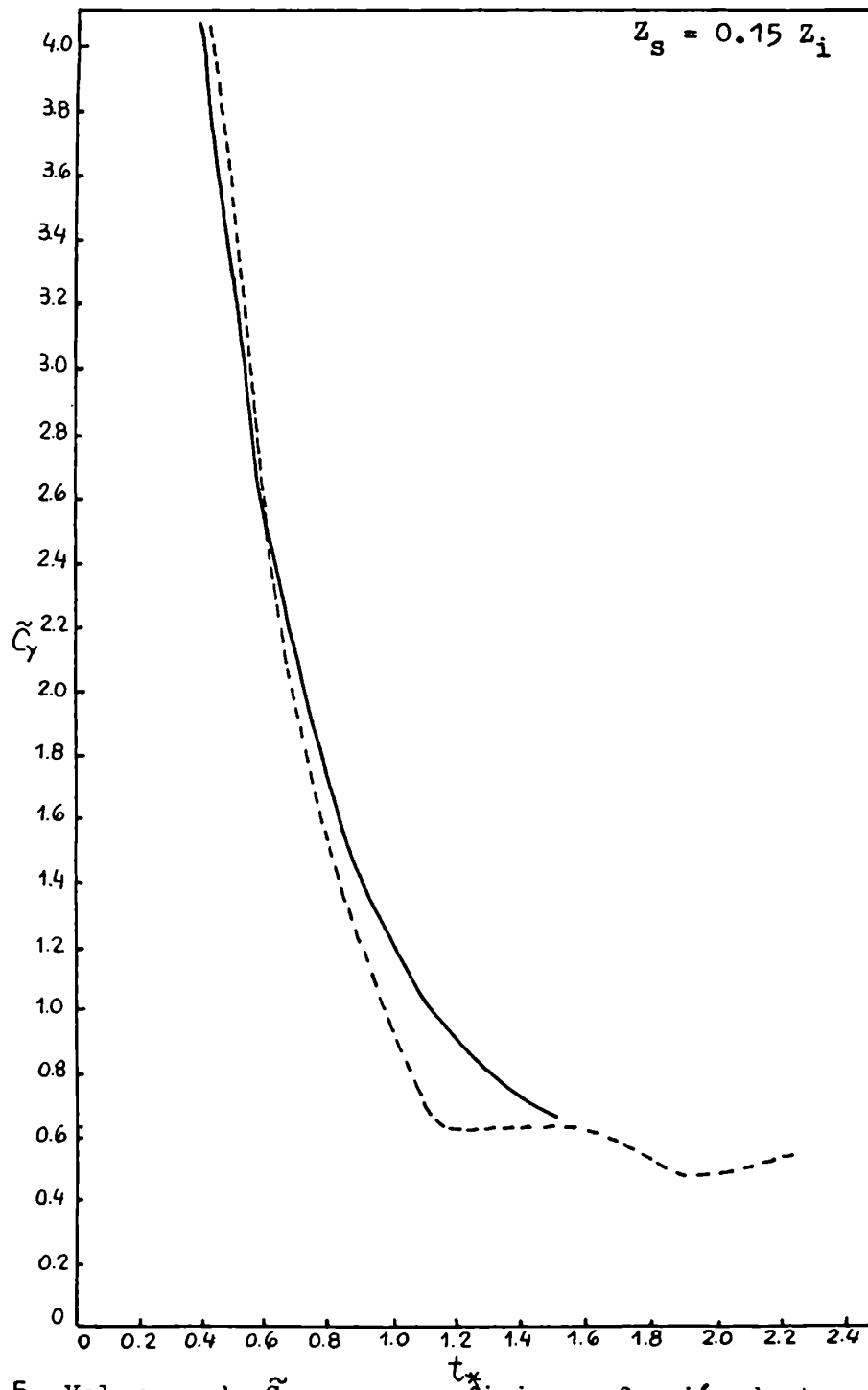


Figura 10.5 Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_x .

- valores "observados" (interpolados a partir de las observaciones obtenidas en el laboratorio)
- - - - valores estimados por el modelo (expresiones (9.46) y (9.47))

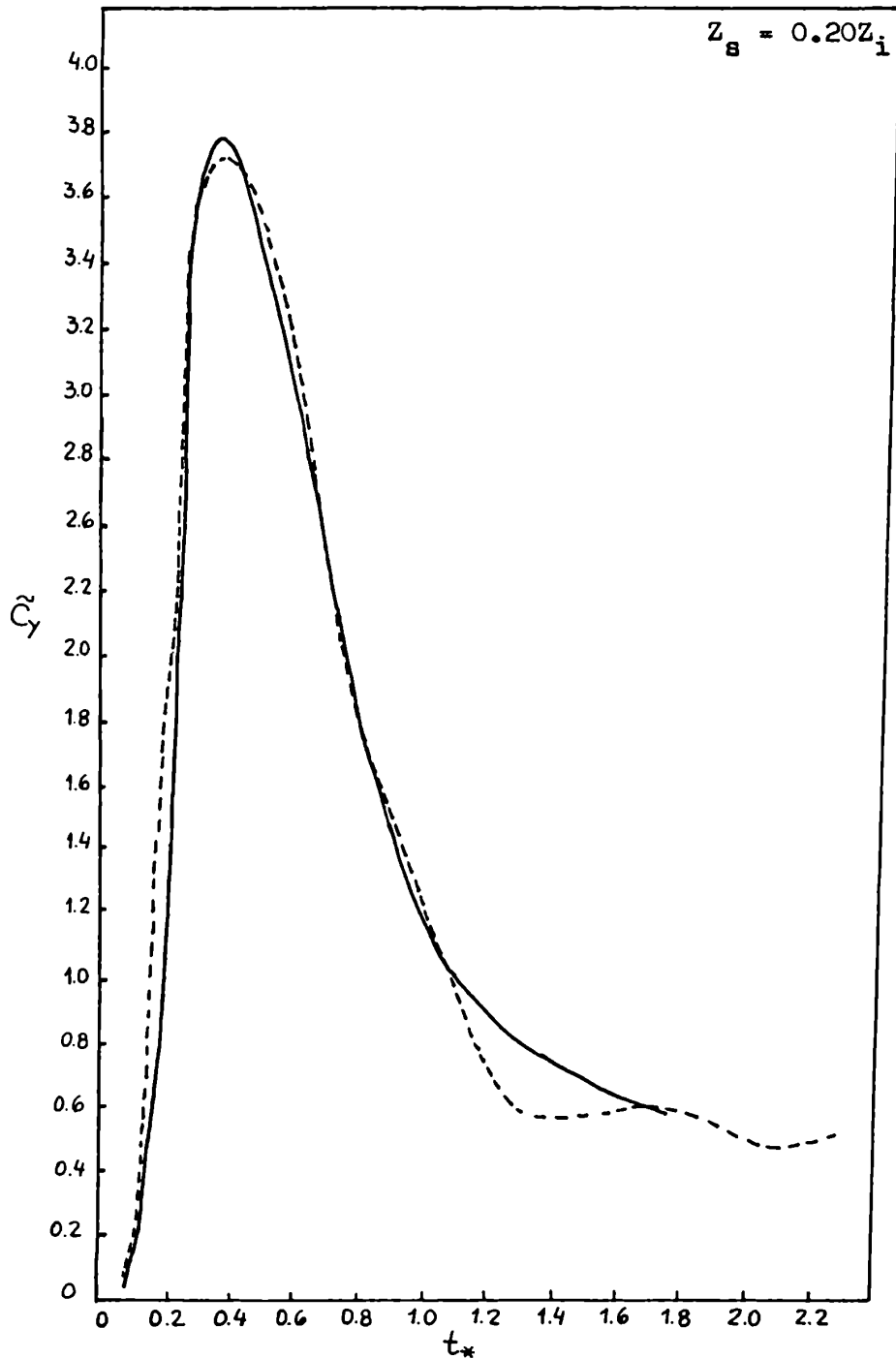


Figura 10.6 Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_* .

- valores "observados" (interpolados a partir de las observaciones obtenidas en el laboratorio)
- - - valores estimados por el modelo (expresiones (9.46) y (9.47))

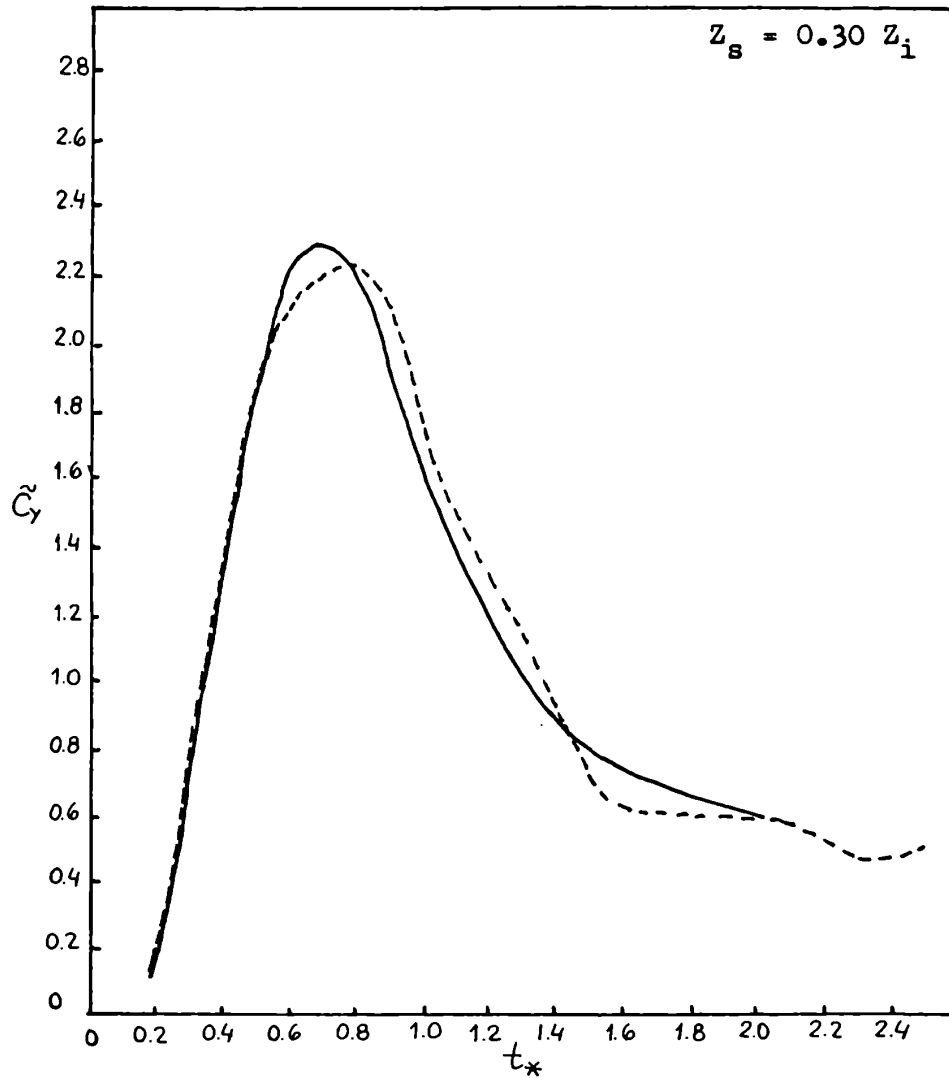


Figura 10.7 Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_* .

- valores "observados" (interpolados a partir de las observaciones obtenidas en el laboratorio)
- - - - valores estimados por el modelo (expresiones (9.46) y (9.47))

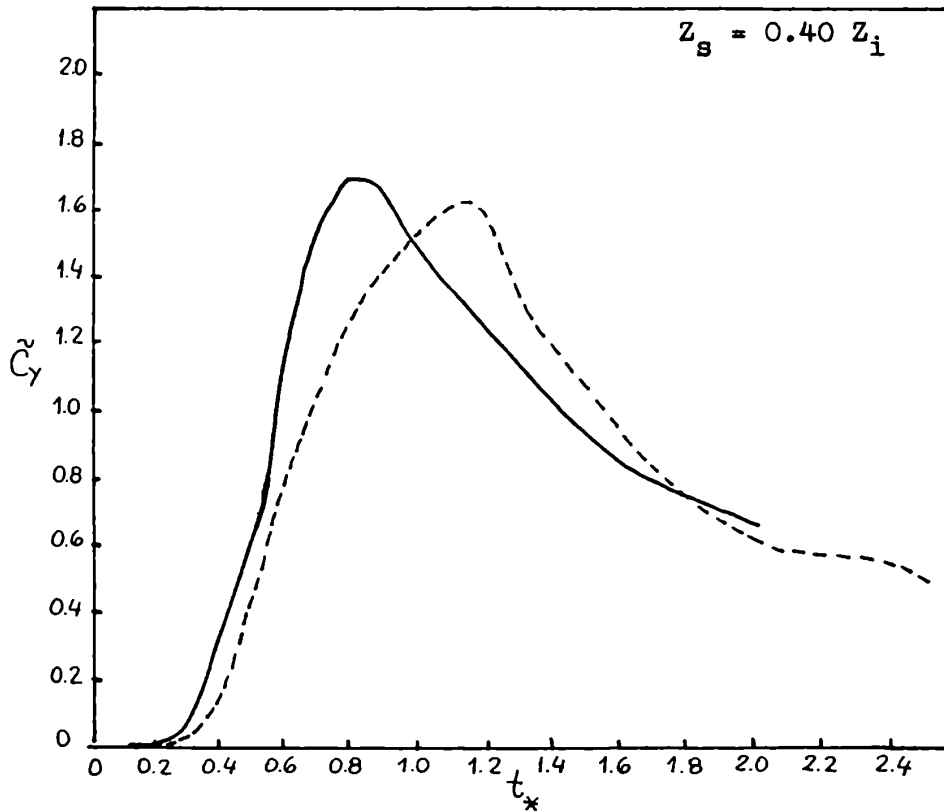


Figura 10.8 Valores de \tilde{C}_y en superficie en función de t_* .

- valores "observados" (interpolados a partir de las observaciones obtenidas en el laboratorio)
- - - valores estimados por el modelo (expresiones (9.46) y (9.47))

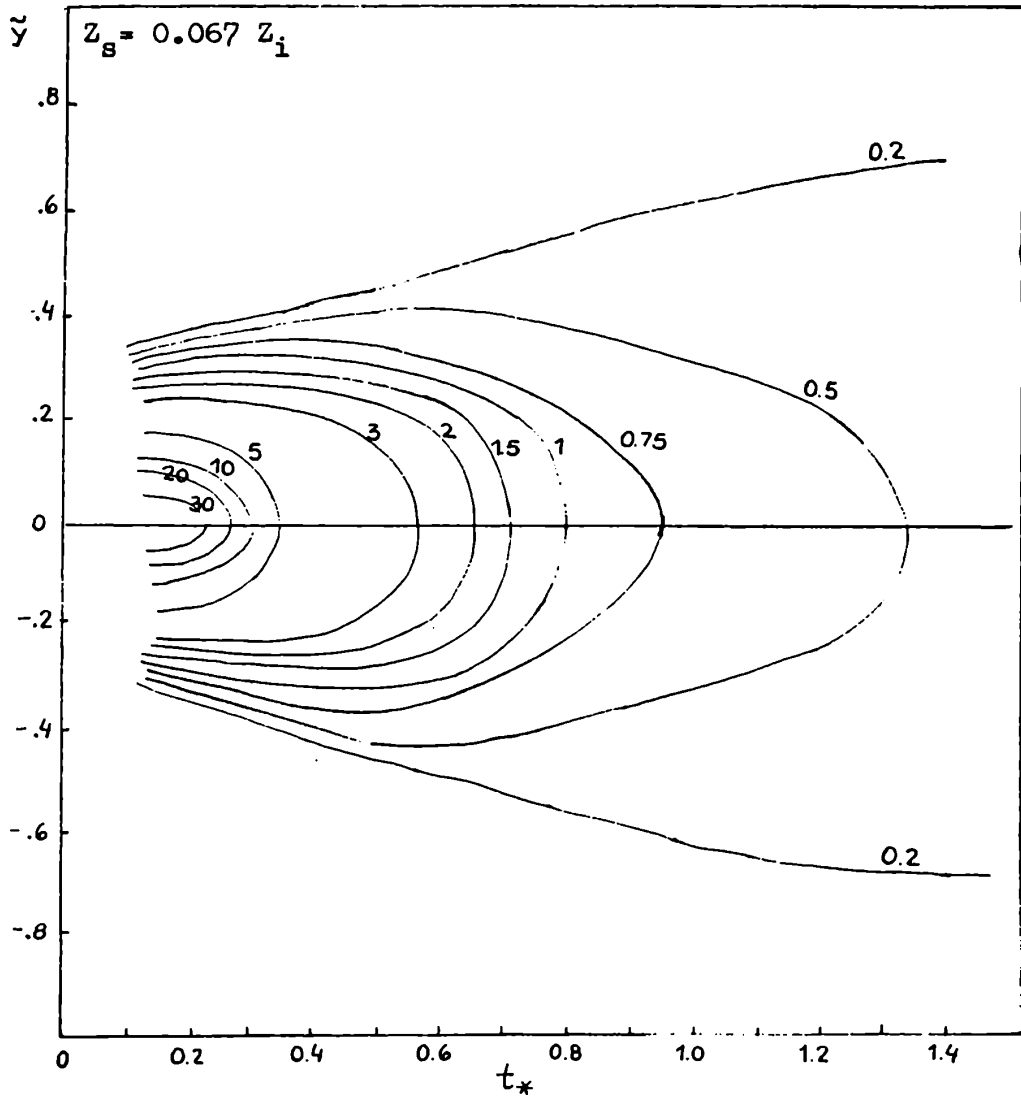


Figura 10.9 Valores de la concentración adimensional en superficie ($\tilde{C}(t_*, \tilde{Y}, 0)$), en función de la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_* .(expresiones (9.44) y (9.45)).

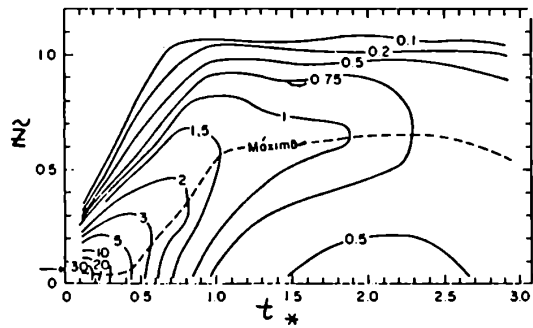


Figura 10.10 Valores de la concentración adimensional en el plano (t_*, z_*) , de una pluma de contaminantes emitida desde $Z_g = 0.067 Z_i$ en condiciones convectivas. (Willis y Deardorff, 1976).

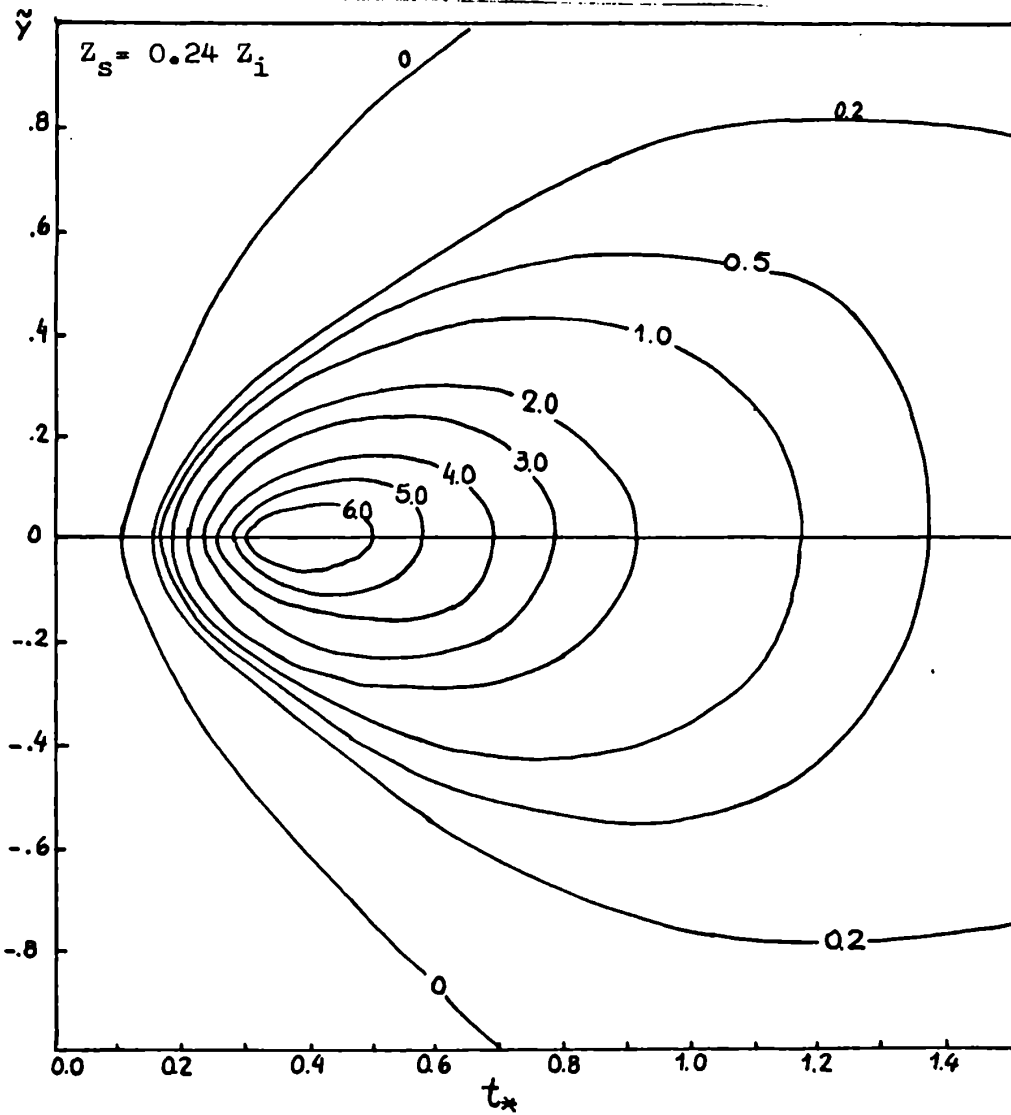


Figura 10.11 Valores de la concentración adimensional en superficie ($\tilde{C}(t_*, \tilde{Y}, 0)$) en función de la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_* . (expresiones (9.44) y (9.45))

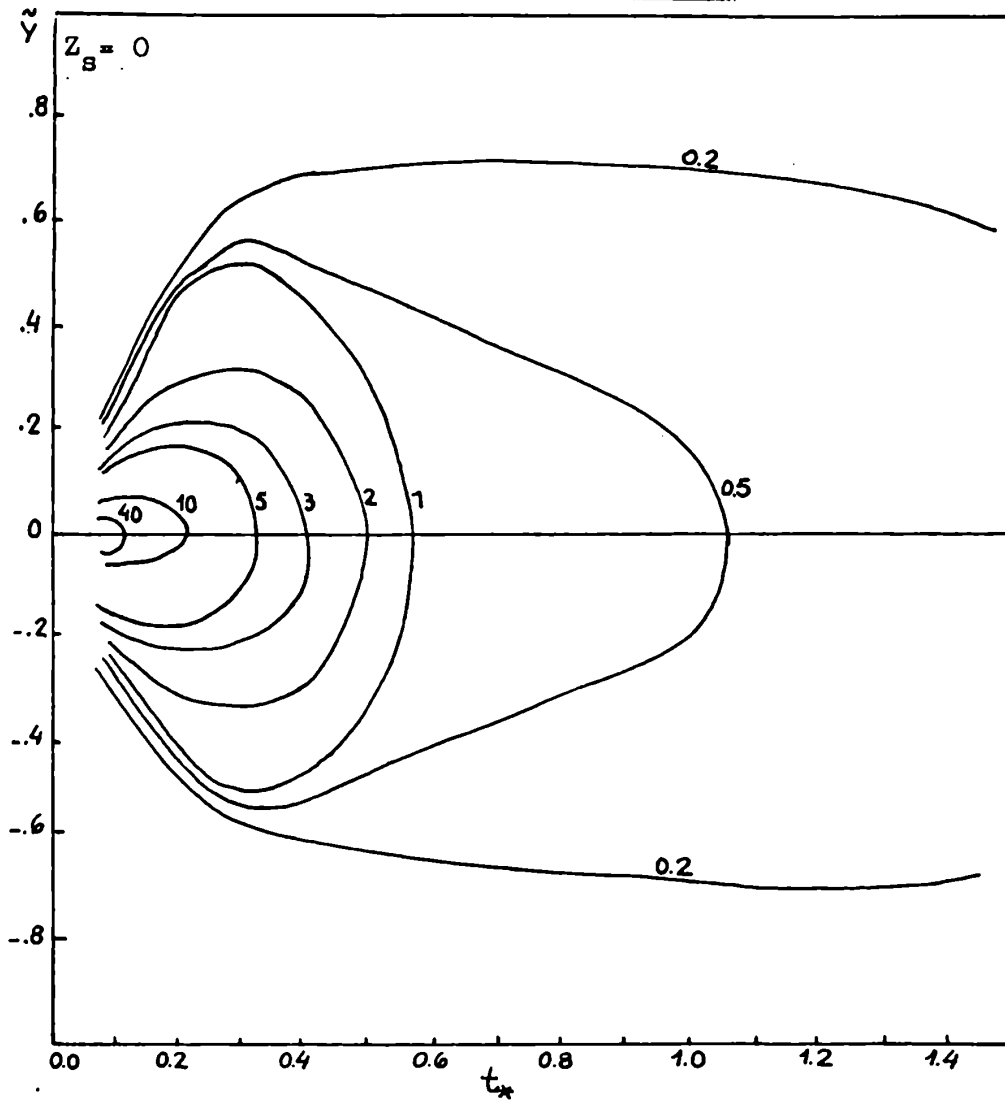


Figura 10.12 Valores de la concentración adimensional en superficie ($\tilde{C}(t_*, \tilde{Y}, 0)$) en función de la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_* . (expresiones (9.44) y (9.45))

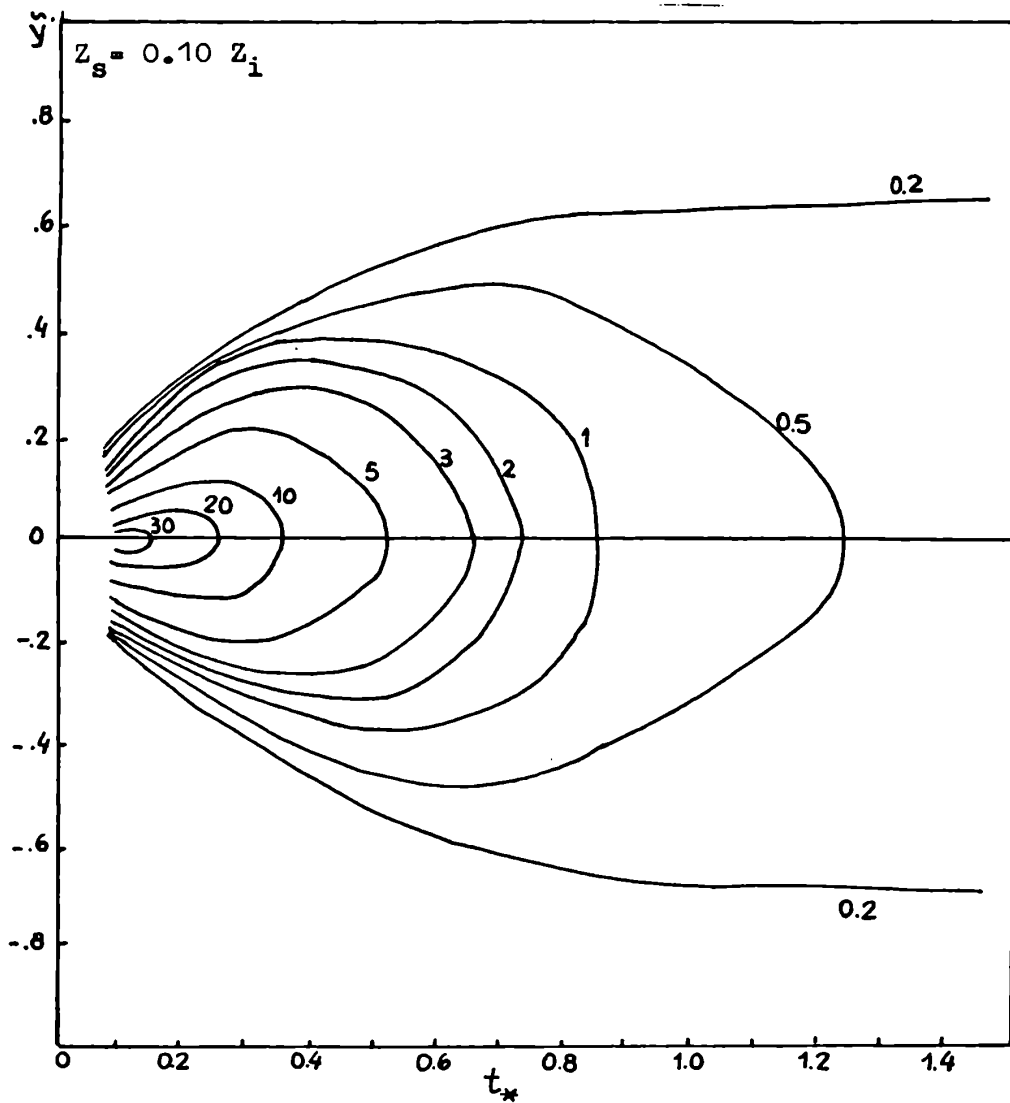


Figura 10.13 Valores de la concentración adimensional en superficie ($\tilde{C}(t_*, \tilde{Y}, 0)$) en función de la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_* . (expresiones (9.44) y (9.45))

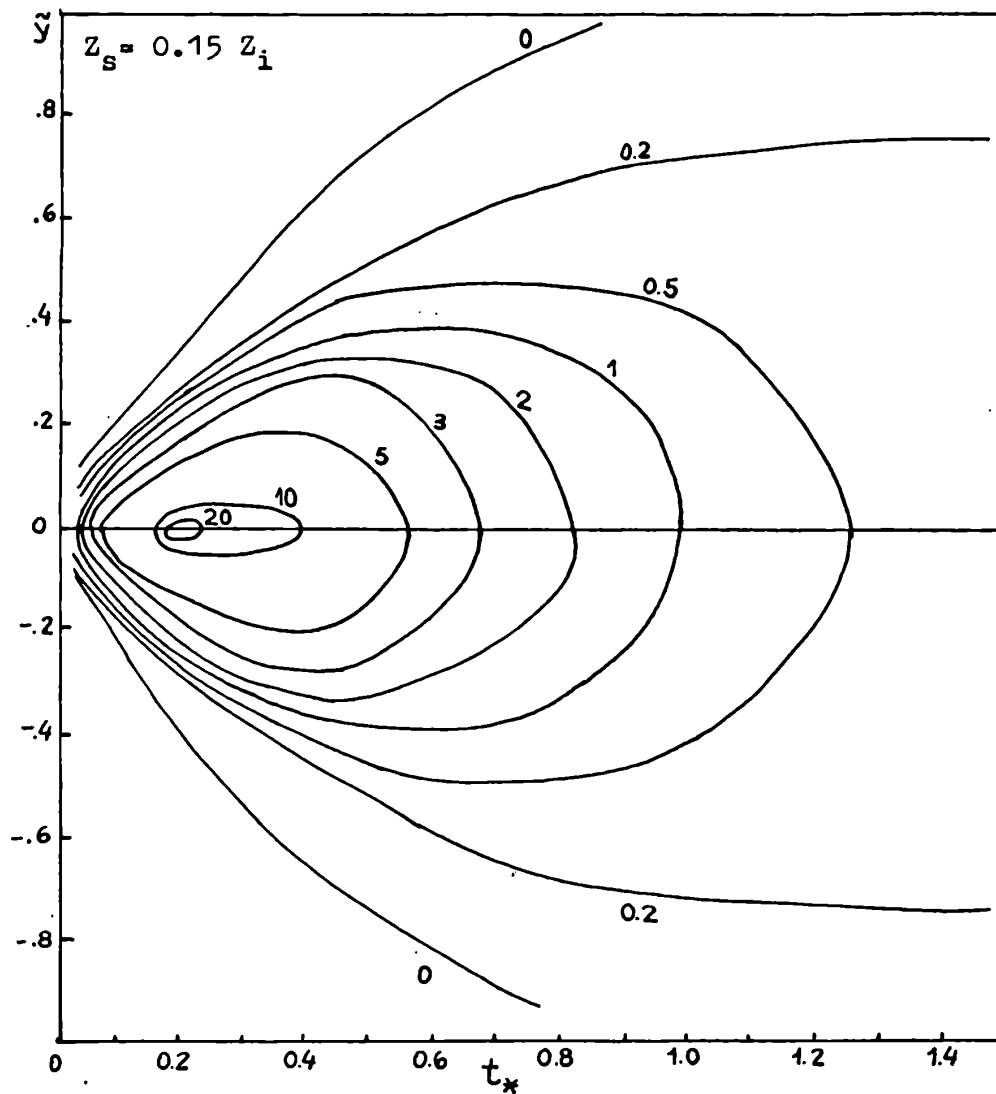


Figura 10.14 Valores de la concentración adimensional en superficie ($\tilde{C}(t_*, \tilde{Y}, 0)$) en función de la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_* . (expresiones (9.44) y (9.45))

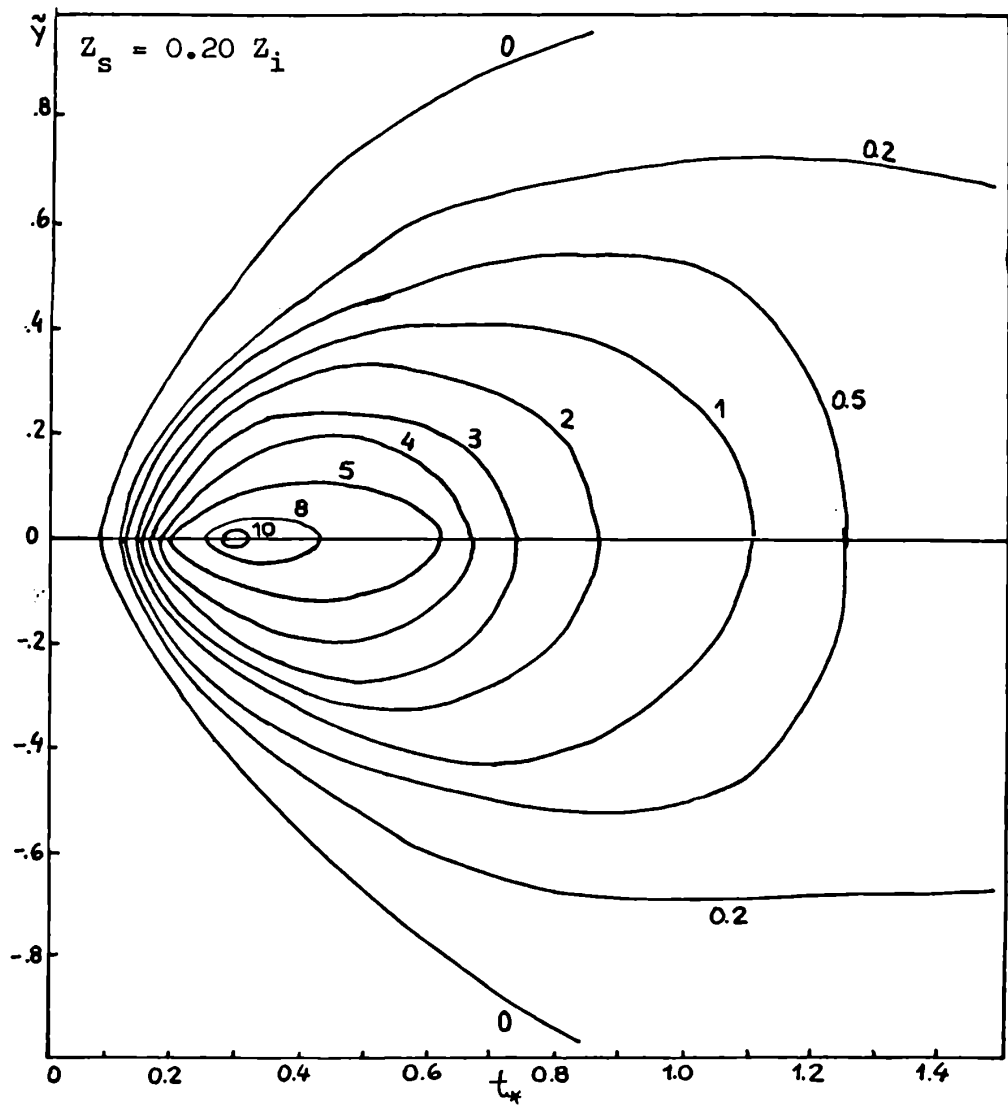


Figura 10.15 Valores de la concentración adimensional en superficie ($\tilde{C}(t_*, \tilde{Y}, 0)$) en función de la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_* . (expresiones (9.44) y (9.45))

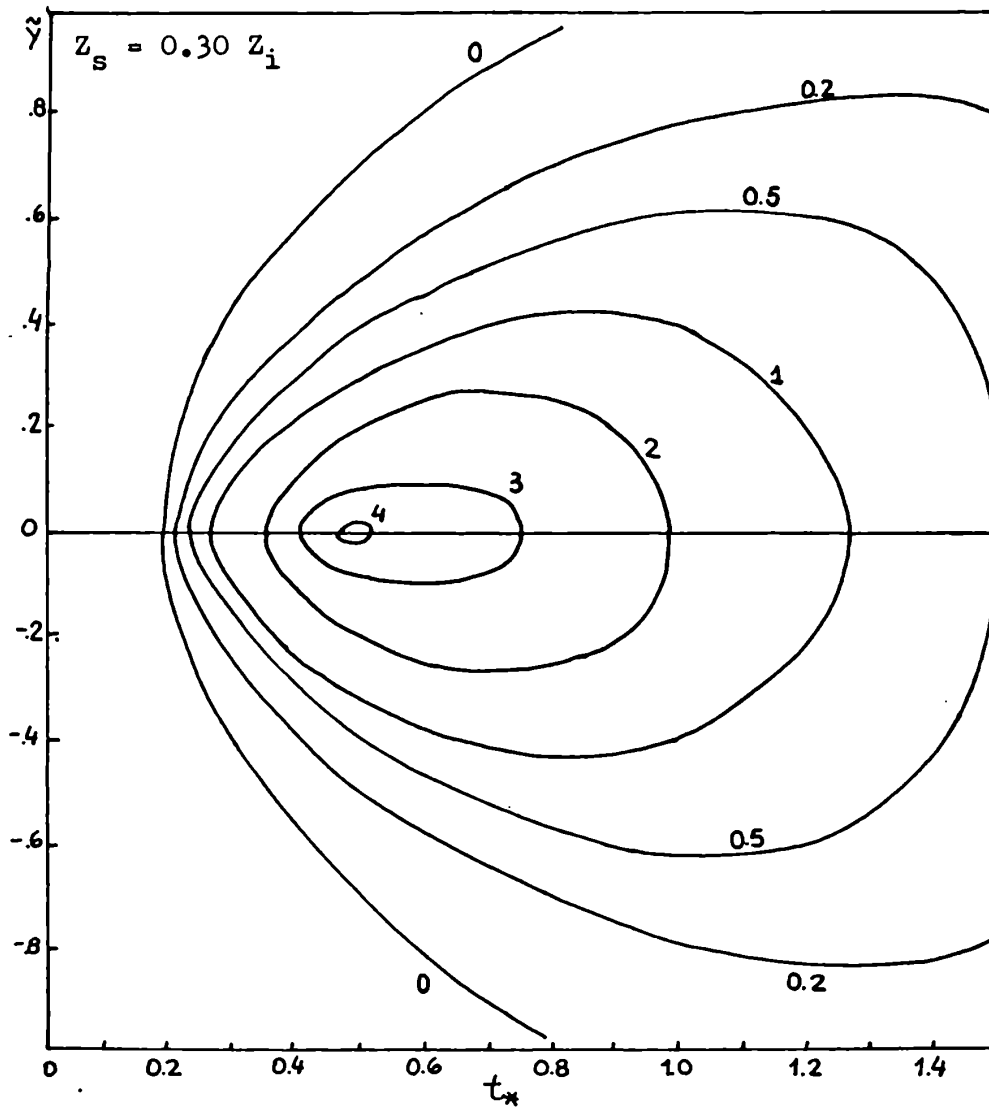


Figura 10.16 Valores de la concentración adimensional en superficie ($\tilde{C}(t_*, \tilde{Y}, 0)$) en función de la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_* . (expresiones (9.44) y (9.45))

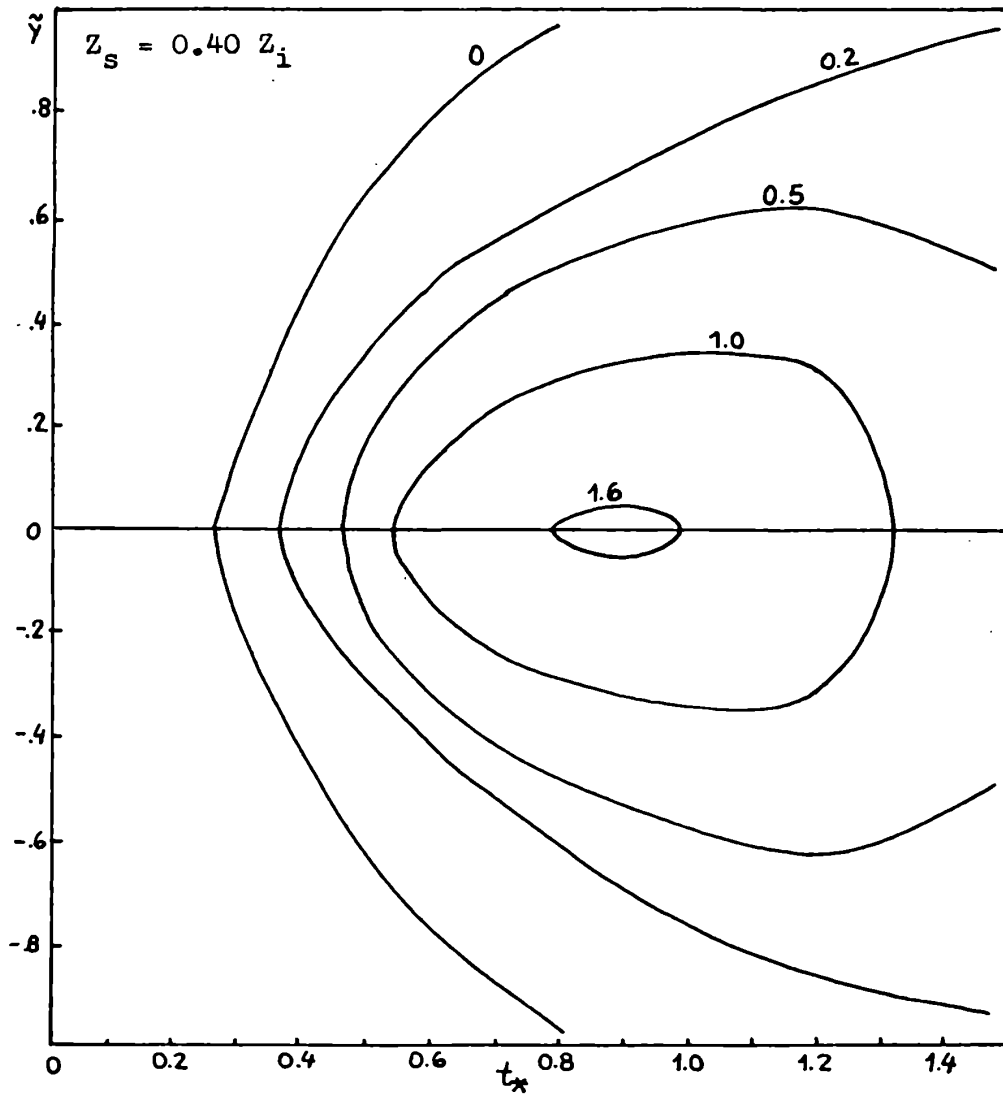


Figura 10.17 Valores de la concentración adimensional en superficie ($\tilde{C}(t_*, \tilde{Y}, 0)$) en función de la distancia lateral (\tilde{Y}) y de t_* . (expresiones (9.44) y (9.45))

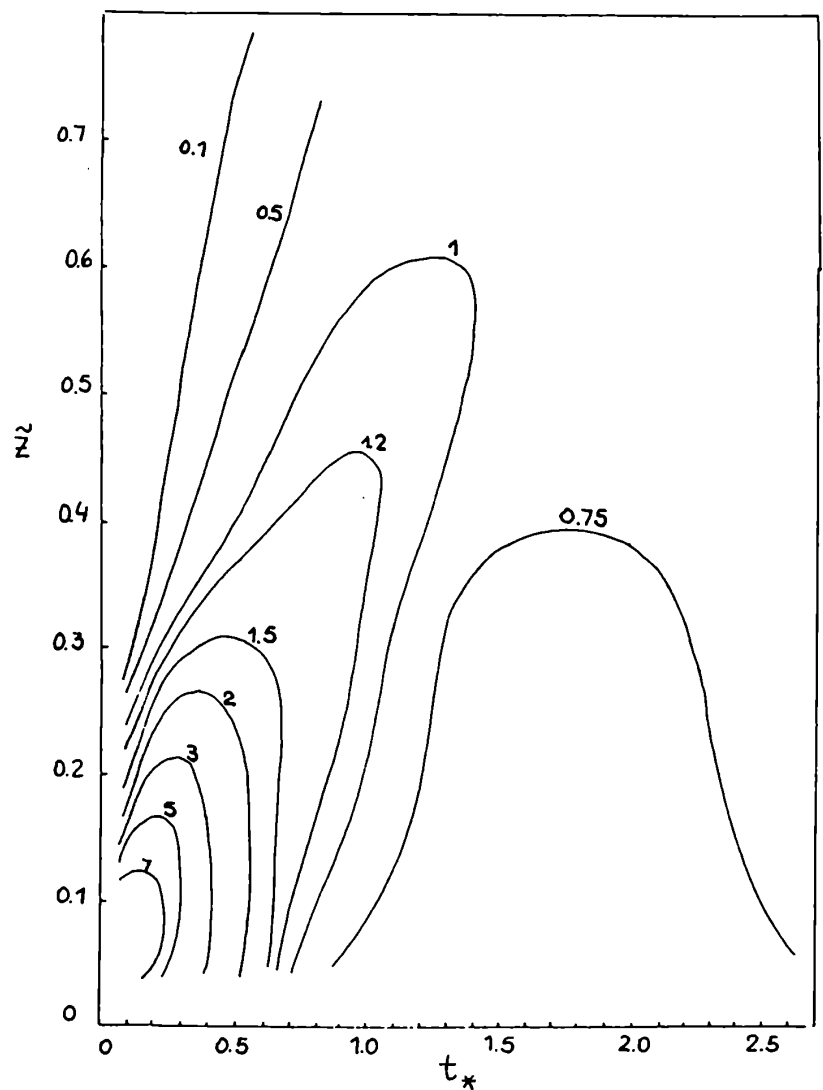


Figura 10.18 Valores "suavizados" de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\tilde{z}) y de t_* , estimados por el modelo propuesto (expresiones (9.46) y (9.47)).
 Altura de emisión $Z_s = 0.067 Z_i$.

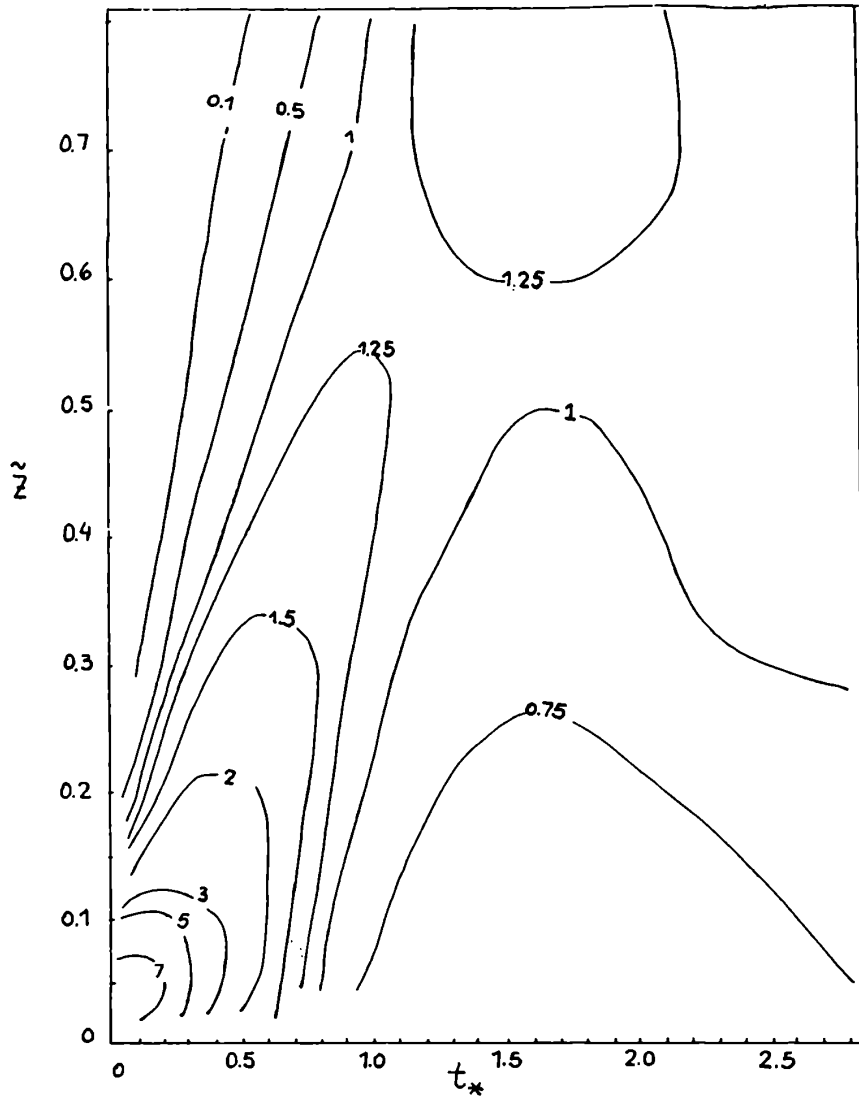


Figura 10.19 Valores "suavizados" de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\tilde{z}) y de t_* , observados en el laboratorio (Willis y Deardorff, 1976).
 Altura de emisión $Z_s = 0.067 Z_i$.

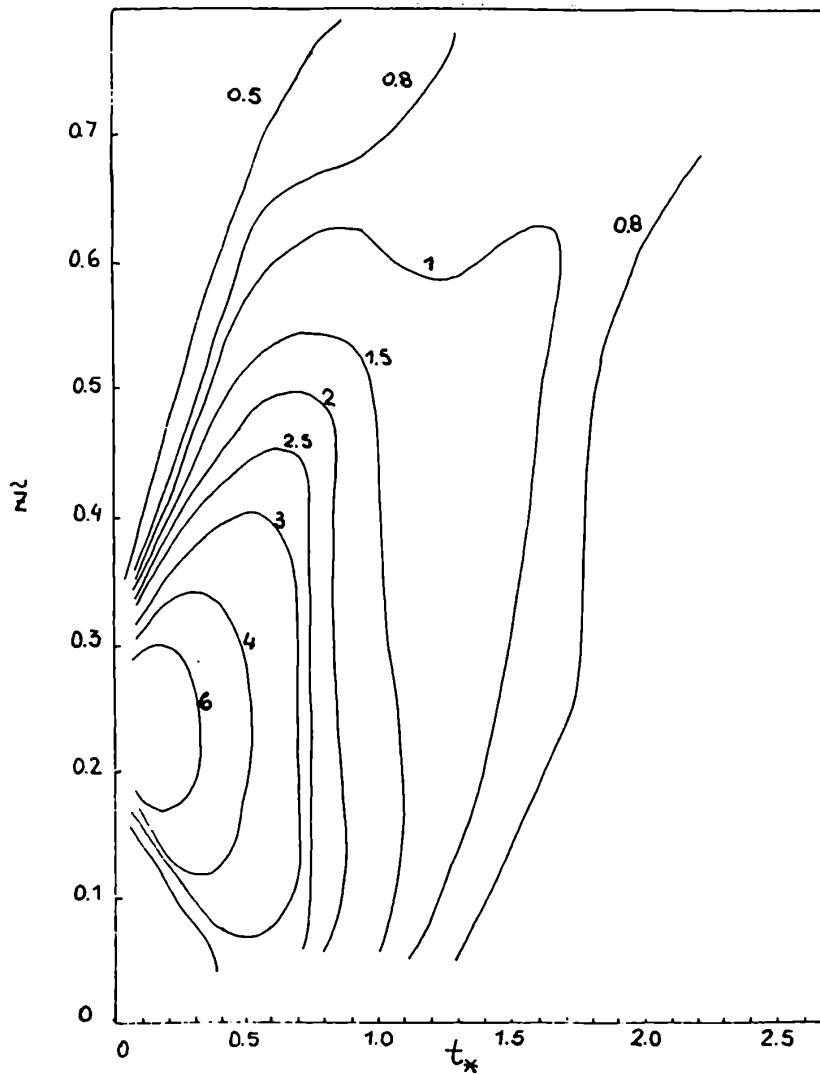


Figura 10.20 Valores "suavizados" de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura ($\frac{z}{z_i}$) y de t_* , estimados por el modelo propuesto (expresiones (9.46) y (9.47)).
 Altura de emisión $Z_s = 0.24 Z_i$.

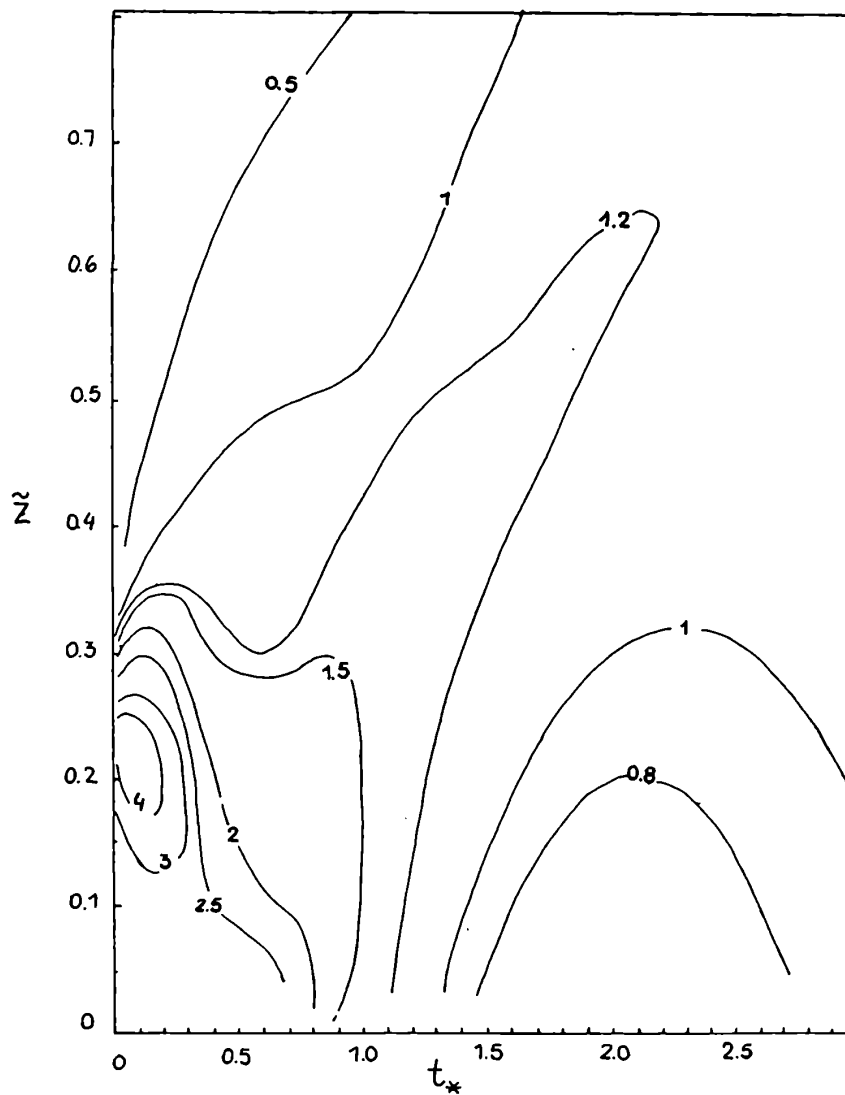


Figura 10.21 Valores "suavizados" de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\tilde{z}) y de t_* , observados en el laboratorio (Willis y Deardorff, 1978).
 Altura de emisión $Z_s = 0.24 Z_i$.

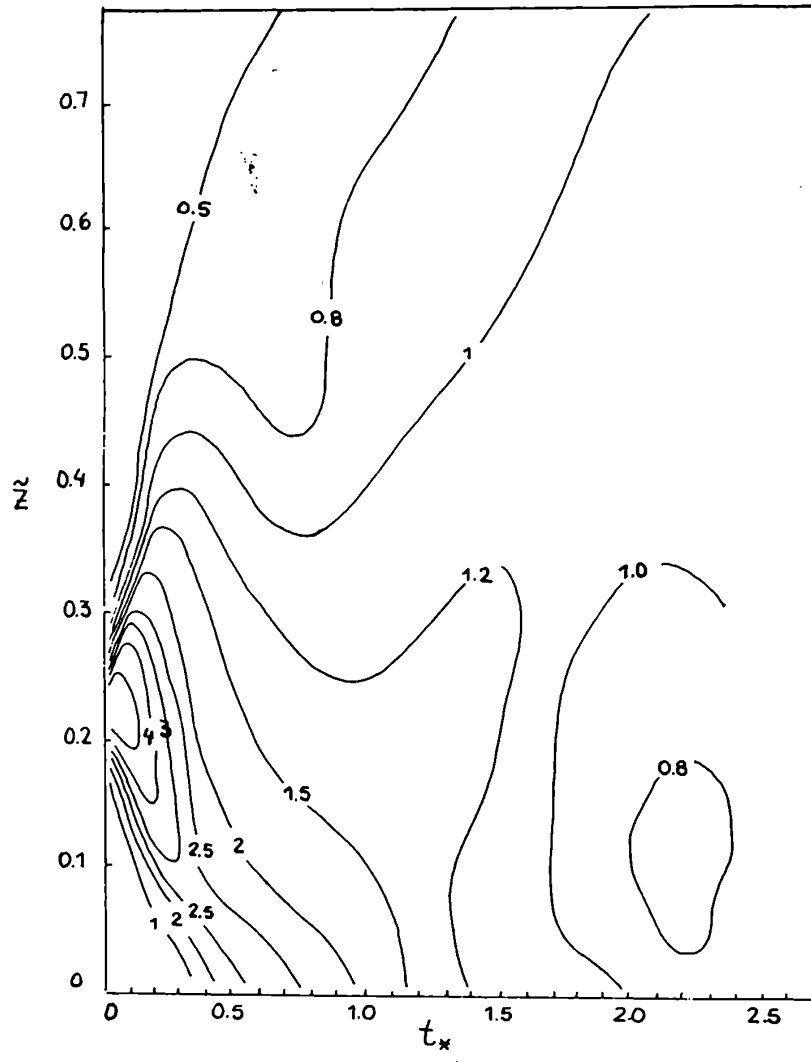
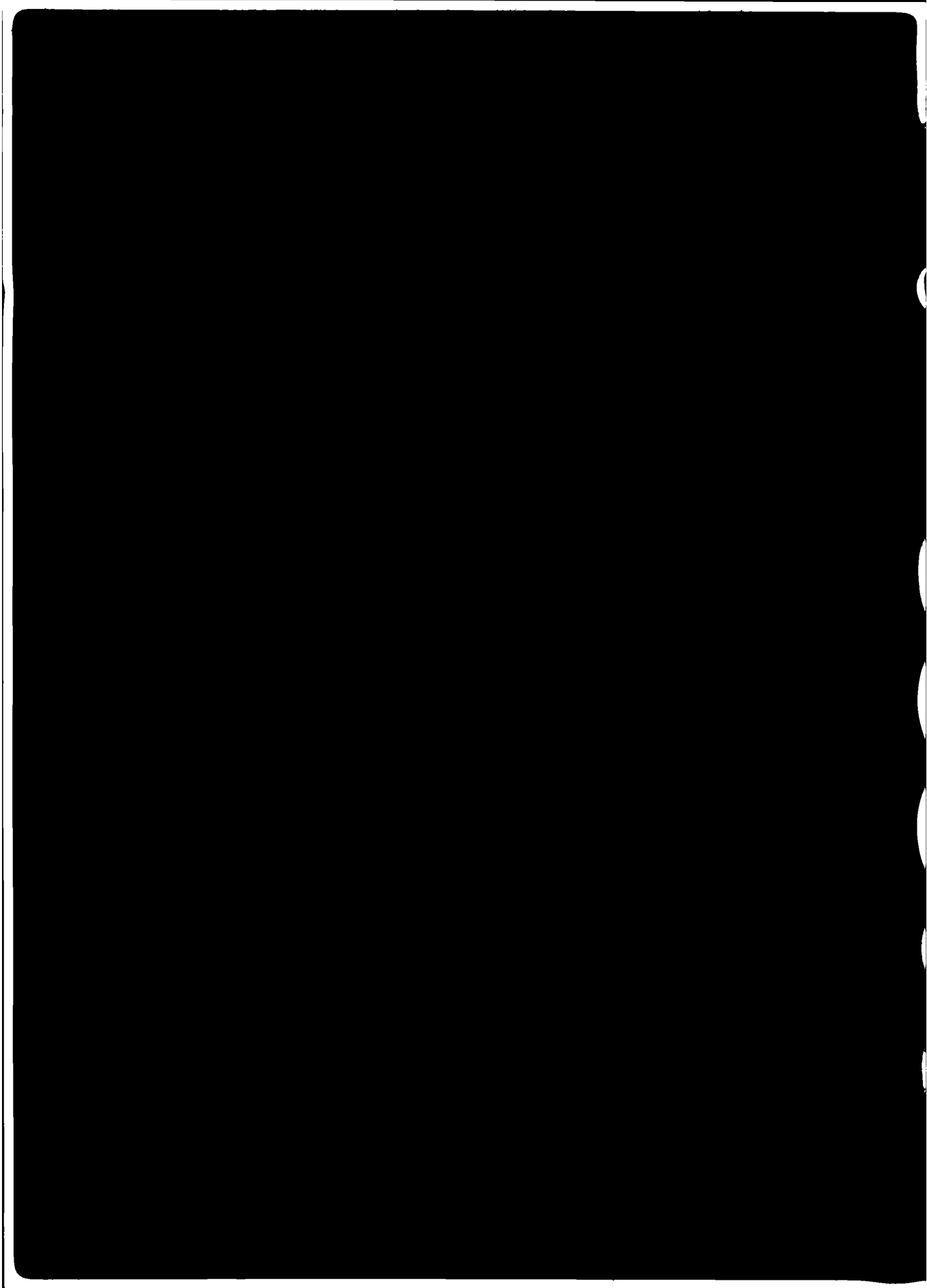


Figura 10.22 Valores "suavizados" de la concentración lateral integrada adimensional en función de la altura (\tilde{z}) y de t_x , obtenidos por Lamb (1978).
 Altura de emisión $Z_s = 0.26 Z_i$.



ANEXO I. ESTIMACION CUANTITATIVA DE PARAMETROS UTILIZADOS

I.1 Datos experimentales

Los valores observacionales atmosféricos utilizados en el texto principal del trabajo pertenecen al Proyecto Prairie Grass (Barad, 1958) realizado en Nebraska (EE.UU.), bajo diferentes condiciones meteorológicas, durante los meses de julio y agosto de 1956. Este proyecto está constituido por 70 experimentos de difusión en los que se emitió un gas trazador durante aproximadamente 30 minutos, desde una fuente ubicada cerca de la superficie (~ 50 cm).

Los muestreadores fueron distribuidos a lo largo de arcos concéntricos con el punto de emisión, cuyos radios eran de 50, 100, 200, 400 y 800 m. Asimismo, en el arco ubicado a 100 m se efectuaron mediciones de la concentración de contaminantes en aire a distintas alturas.

Complementando las mediciones de las concentraciones de contaminantes en aire, se realizaron, entre otras, mediciones de la velocidad del viento y de la temperatura a 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0 y 16.0 m de altura.

Los experimentos considerados en este trabajo corresponden sólo a los realizados bajo condiciones de inestabilidad atmosférica (29 experimentos) de los que se seleccionaron los realizados en condiciones convectivas (15 experimentos).

La longitud de rugosidad del terreno (z_0) es de 0.008 m.

I.2 Parámetros característicos de la capa límite convectiva.

I.2.1 Cálculo de Z_i

Como parámetro característico de la estabilidad atmosférica se computó el número de Richardson, de acuerdo con la expresión (3.2):

$$R_i = \frac{g}{T_m} \frac{\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2} \quad (I.1)$$

donde T_m es la temperatura absoluta media de la atmósfera.

Se calculó R_i a 2 m, considerando la temperatura y la velocidad del viento a 1 m y 4 m y la temperatura (T_m) a 2m, de acuerdo con la siguiente aproximación de la expresión (I.1):

$$R_i \approx \frac{g}{T(2m)} \frac{[T(4m) - T(1m)]}{[\bar{u}(4m) - \bar{u}(1m)]} \quad 3m$$

A partir del R_i se estimó el valor de la longitud de Monin-Obukhov (L) utilizando las relaciones (3.8):

$$\frac{1}{L} : \left\{ \begin{array}{l} \frac{0.74 - 9.4 R_i \pm \sqrt{0.55 + 4.9 R_i}}{z (44.18 R_i - 9.4)} \\ \frac{R_i}{z} \end{array} \right. \quad (I.2)$$

Para determinar los casos en los que se verificaron condiciones de convección libre, se analizaron los sondeos correspondientes a los experimentos realizados cuando la estratificación térmica de la atmósfera era inestable. Se encontró que los experimentos 31, 33, 46 y 62 no presentaban las características típicas de convección libre, y se estimó la altura de la capa mezclada (z_i), de los experimentos restantes.

Para ello, se utilizaron los datos de la temperatura potencial (θ) y de la humedad relativa (HR), obtenidos de observaciones realizadas utilizando un avión.

El método empleado en la estimación de z_i fue el siguiente: en un gráfico de $\theta = f(z)$, se trazaron dos líneas rectas: una correspondiente al valor de θ aproximadamente constante y la otra donde $\partial\theta/\partial z \neq 0$. Se determinó el valor de $z_{i(\theta)}$, como la altura de la intersección de ambas rectas. Utilizando el mismo procedimiento, se estimó $z_{i(HR)}$, para los valores de humedad relativa.

En las Figuras I.1 y I.2 se presentan, a modo de ejemplo, los esquemas correspondientes para el cálculo de z_i en los experimentos 19 y 26 respectivamente. El valor final de z_i , para cada experimento, se calculó como el promedio entre $z_{i(\theta)}$ y $z_{i(HR)}$.

Se analizó luego la existencia de la capa de superposición en cada experimento, y se eliminaron aquéllos donde no se verificaba la desigualdad $z_i/|L| < 10$ (Panofsky, 1978).

En la Tabla I.I se presentan los valores de Ri , $1/|L|$, z_i y $z_i/|L|$ correspondientes a los experimentos considerados como representativos de los casos de convección.

I.2.2 Cálculo de w_* .

Como la longitud de Monin-Obukhov se expresa (relación (3.5)):

$$L = - \frac{u_*^3}{k g / T_m (\overline{w'T'})} \quad (I.3)$$

donde k es la constante de von Kármán y $(\overline{w'T'}) = H_0 / \rho c_p$, la velocidad convectiva (expresión (5.3)) puede escribirse:

$$w_* = u_* \left| \frac{z_i}{k L} \right|^{1/3} \quad (I.4)$$

El valor de u_{*0} para cada experimento fue calculado considerando el perfil logarítmico de la velocidad del viento, para condiciones inestables, expresado por la relación (3.19):

$$\bar{u}(z) = \frac{u_{*0}}{k} \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi\left(\frac{z}{L}\right) \right] \quad (I.5)$$

con
$$\Psi\left(\frac{z}{L}\right) = 2 \ln\left(\frac{1+\Phi_M^{-1}}{2}\right) + \ln\left(\frac{1+\Phi_M^{-2}}{2}\right) - 2 \operatorname{arctg} \Phi_M^{-1} + \frac{\pi}{2}. \quad (I.6)$$

y
$$\Phi_M = \left(1 - 15 \frac{z}{L}\right)^{-1/4}$$

La relación (I.5) puede expresarse también de la siguiente forma:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_{*0}}{k} I(z) \quad (I.7)$$

donde

$$I(z) = \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi\left(\frac{z}{L}\right) \right]$$

A partir de las mediciones del viento a diferentes niveles (corregidas en un 10 %, debido a los instrumentos utilizados (Izumi y Barad, 1970)) se calculó el valor de $I(z)$ para estas alturas y por el método de cuadrados mínimos, se estimó la pendiente de la recta (I.7). La constante de von Kármán se consideró igual a 0.35 (Businger, 1973).

Los valores de w_* se incluyen en la Tabla I.I.

I.3 Clases de estabilidad de Pasquill-Gifford

Por otra parte, se estimó la clase de estabilidad atmosférica para cada experimento de acuerdo con la clasificación de Pasquill-Gifford (Turner, 1969). Para ello, se utilizaron los resultados obtenidos por Golder (1972) a partir de los cuales, conociendo la longitud de rugosidad (z_0) y la longitud (L) fue posible evaluar la categoría a la que pertenecía cada uno de los experimentos. Las mismas se encuentran en la Tabla I.I.

I.4 Parámetros característicos de la pluma de contaminantes

Para determinar a qué distancias la pluma de contaminantes se encontraba sobre la capa de superficie, se comparó la altura de la coordenada vertical del centro de masa (\bar{z}) de la pluma, con la escala de longitud (L). El valor de \bar{z} correspondiente a cada uno de los arcos fue estimado a partir de la longitud de dispersión vertical (σ_z) de acuerdo con la siguiente relación (Pasquill, 1966):

$$\bar{z} = \sigma_z \frac{\Gamma(z/s)}{\Gamma(1/s)} \left[\frac{\Gamma(1/s)}{\Gamma(3/s)} \right]^{1/2} \quad (I.8)$$

donde s es el factor de forma de la distribución vertical de los contaminantes y $\Gamma(x)$ es la función Gamma de x , los valores de σ_z se calcularon para los diferentes arcos, según la siguiente expresión (Pasquill, 1974):

$$\sigma_z = \frac{s Q}{u_T C_y} \frac{[\Gamma(3/s)]^{1/2}}{[\Gamma(1/s)]^{3/2}} \quad (I.9)$$

donde Q es la intensidad de la fuente de emisión, incluidos en

la Tabla I.I,

u_T es la velocidad de transporte de los contaminantes (Mazzeo y Venegas, 1983e; Mazzeo y Ulke, 1984),

C_y es la concentración lateral integrada en la dirección perpendicular a la dirección del viento (γ).

Los parámetros incluidos en estas expresiones se estimaron de la siguiente forma:

I.4.1 Cálculo de s

La distribución vertical de contaminantes en la atmósfera puede expresarse mediante una función de tipo exponencial general de la forma (Pasquill, 1974):

$$C(x, z) = C_0(x, 0) \exp(-P_1 z^s) \quad (I.10)$$

donde

$$C_0(x, 0) = \frac{Q^* s}{\bar{u}_1 \Gamma\left(\frac{m+1}{s}\right)} \left[\frac{\bar{u}_1}{s^2 K_1 x} \right]^{\frac{m+1}{s}}$$

y corresponde a la concentración en un nivel de referencia $z_1 = 0.5$ m y $P_1 = \bar{u}_1 / s^2 K_1 x$ con $K_1 =$ constante.

Para cada experimento, fue calculado el valor de s , aplicando el método de cuadrados mínimos a la siguiente expresión, donde s es la pendiente:

$$\ln \left[\ln \left(\frac{C(0.5)}{C(z)} \right) \right] = \ln P_1 + s \ln (z - 0.5) \quad (I.11)$$

deducida a partir de la ecuación (I.10) y los valores de la concentración registrados en las torres ubicadas a 100m de la fuente (Mazzeo y Venegas, 1982).

Estos valores están incluidos en la Tabla I.I.

I.4.2 Cálculo de C_y

La concentración lateral integrada (C_y) de los contaminantes se define como:

$$C_y(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} C(x, y, z) dy \quad (I.12)$$

Los valores de C_y utilizados son los calculados por Mazzeo y Foppiano (1982) mediante una aproximación de la expresión (I.12) (incluidos en las Tablas I.II a I.VI):

$$C_y \approx \left(\sum_i C_i \right) \Delta y$$

donde C_i es la concentración de contaminantes en el intervalo horizontal i y

$$\Delta y = \frac{\pi \times \Delta \varphi_1}{180}$$

donde $\Delta \varphi_1$ es la separación entre los muestreadores de un arco (expresada en grados sexagesimales) que es constante.

I.4.3 Cálculo de \bar{C}_z y de \bar{z}

De acuerdo con la expresión hallada por Mazzeo y Ulke (1984), en la capa de superficie, la velocidad de transporte (u_T) puede estimarse de la siguiente manera:

$$u_T(z) = u(z_1) \frac{\Gamma\left(\frac{m+1}{s}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{s}\right) \left(\frac{m}{s} + 1\right)} \left[\left[\frac{\Gamma\left(\frac{1}{s}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{s}\right)} \right]^{1/2} \frac{\sigma_z}{z_1} \right]^m \quad (\text{I.13})$$

donde z_1 es una altura de referencia, m es el exponente del perfil potencial del viento, calculado mediante una correlación logarítmica entre la velocidad del viento y la altura (Tabla I.I).

Como de acuerdo con la expresión (I.13), u_T depende de σ_z , se reemplazó la expresión (I.13) en la (I.9) y se despejó σ_z , obteniéndose:

$$\sigma_z = \left[\frac{s Q \left(\frac{m}{s} + 1\right)}{z_1^m \bar{u}(z_1) C_y \Gamma\left(\frac{m+1}{s}\right)} \right]^{1/m+1} \left[\frac{\Gamma\left(\frac{3}{s}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{s}\right)} \right]^{1/2} \quad (\text{I.14})$$

Los valores de σ_z se estimaron para diferentes distancias, considerando que $z_1 = 8$ m en la relación (I.14) y que s permanecía constante con la distancia.

Por otra parte, el valor de σ_z puede estimarse por su definición:

$$\sigma_z^2 = \frac{\int_0^{\infty} z^2 C(x,z) dz}{\int_0^{\infty} C(x,z) dz} \quad (\text{I.15})$$

Si en esta fórmula se reemplaza $C(x,z)$ por la expresión (I.10) y se integra, se obtiene la igualdad:

$$\sigma_z = p_1^{-1/5} \left[\frac{\Gamma(3/5)}{\Gamma(1/5)} \right]^{1/2} \quad (\text{I.16})$$

Los valores de σ_z fueron estimados mediante esta relación utilizando los datos de concentración muestreados en las torres (a 100 m), a partir de los cuales se estimó p_1 , procediendo de la misma manera que para calcular el valor de S . En este caso, el $\ln(p_1)$ corresponde a la ordenada al origen de la recta obtenida mediante la expresión (I.11). Estos valores se incluyen en la Tabla I.I.

A continuación se graficaron los valores de σ_z (teóricos) calculados mediante la expresión (I.14) y los obtenidos a partir de los datos de concentración (σ_z (observados)) (expresión (I.16)), obteniéndose la siguiente relación (Figura I.3):

$$\sigma_z (\text{teórico}) = 1.368 \sigma_z (\text{observado}) \quad (\text{I.17})$$

Todos los valores de σ_z (teórico) para las diferentes distancias se dividieron por 1.368 a fin de obtener una mejor estimación del valor real.

A partir de los valores de σ_z (teórico) y de acuerdo con la relación (I.8) se estimaron los valores de \bar{z} a los que se les sumó la altura de referencia z_1 introducida en la expresión (I.10).

Cuando el valor de \bar{z} se encontraba entre $|L|$ y $0.1 z_i$, la pluma de contaminantes se hallaba en la capa de superposición, pero si $\bar{z} > 0.1 z_i$ los contaminantes estaban en la capa mezclada. En este último caso, fue necesario modificar los valores de σ_z y de \bar{z} que se habían calculado, debido a que en esta capa la velocidad del viento es constante con la altura.

Se calculó la velocidad del viento a $z = 0.1 z_i$ de acuerdo

con la expresión (4.7):

$$u(0.1 z_i) = u(8 m) \left(\frac{0.1 z_i}{8 m} \right)^{m} \quad (\text{I.18})$$

y se recalculó σ_z mediante la relación (I.9). A estos valores también se los dividió por el factor de corrección 1.368 y luego se estimaron los valores de \bar{z} mediante el procedimiento descrito anteriormente.

Los valores de σ_z y de \bar{z} se presentan en las Tablas I.II a I.VI, correspondientes a cada uno de los arcos. En la Tabla I.III, se incluyen además, los valores de σ_z (observados) obtenidos mediante la ecuación (I.16).

I.4.4 Cálculo de la velocidad de transporte

Los valores de la velocidad de transporte correspondientes a cada una de las distancias donde se hallaba la pluma de contaminantes en la capa de superposición, se estimaron mediante la siguiente relación:

$$u_T = \frac{s Q}{\sigma_z C_y} \frac{[\Gamma(3/s)]^{1/2}}{[\Gamma(1/s)]^{3/2}} \quad (\text{I.19})$$

donde σ_z es el estimado aplicando el factor de corrección.

Los valores de u_T están incluidos en las Tablas I.II a I.VI.

I.4.5 Cálculo de σ_y

Se incluyen los valores de la dispersión lateral (σ_y) calculados por Mazzeo y Foppiano (1982) a partir de los datos de concentración, mediante la siguiente expresión (Panofsky y Brier,

1963):

$$\sigma_y = \left(\frac{\pi}{180} \right) \left[\frac{\sum_i c_i \left(\sum_i c_i I_i^2 \right) - \left(\sum_i c_i I_i \right)^2}{\left(\sum_i c_i \right)^2} \right]^{1/2} \times \Delta \varphi_1 \quad (\text{I.20})$$

donde I_i es la desviación a partir del intervalo de clase i . Los valores de σ_y se presentan en las Tablas I.II a I.VI.

I.5 Cálculo de t_* .

Para estimar el tiempo adimensional dado por la expresión (6.2):

$$t_* = \frac{w_*}{z_i} \cdot \frac{x}{\bar{u}}$$

se consideraron los valores de:

- z_i , estimados mediante el método descrito en I.2.1,
- w_* , estimados mediante el método descrito en I.2.2,
- x , es la distancia a cada arco,
- \bar{u} , como la velocidad de transporte (u_T) estimada mediante el método descrito en I.4.4.

Los valores de t_* para cada una de las distancias (x) se presentan en las Tablas I.II a I.VI.

Asimismo, la ubicación de la pluma de contaminantes respecto de cada una de las subcapas de la capa convectiva, está especificada en las Tablas I.II a I.VI de la siguiente manera:

- en la capa de superficie ($\bar{z} < |L|$): el valor de \bar{z} no está subrayado,
- en la capa de superposición (o de convección libre) ($|L| < \bar{z} < 0.1 z_i$): el valor de \bar{z} está subrayado una vez,

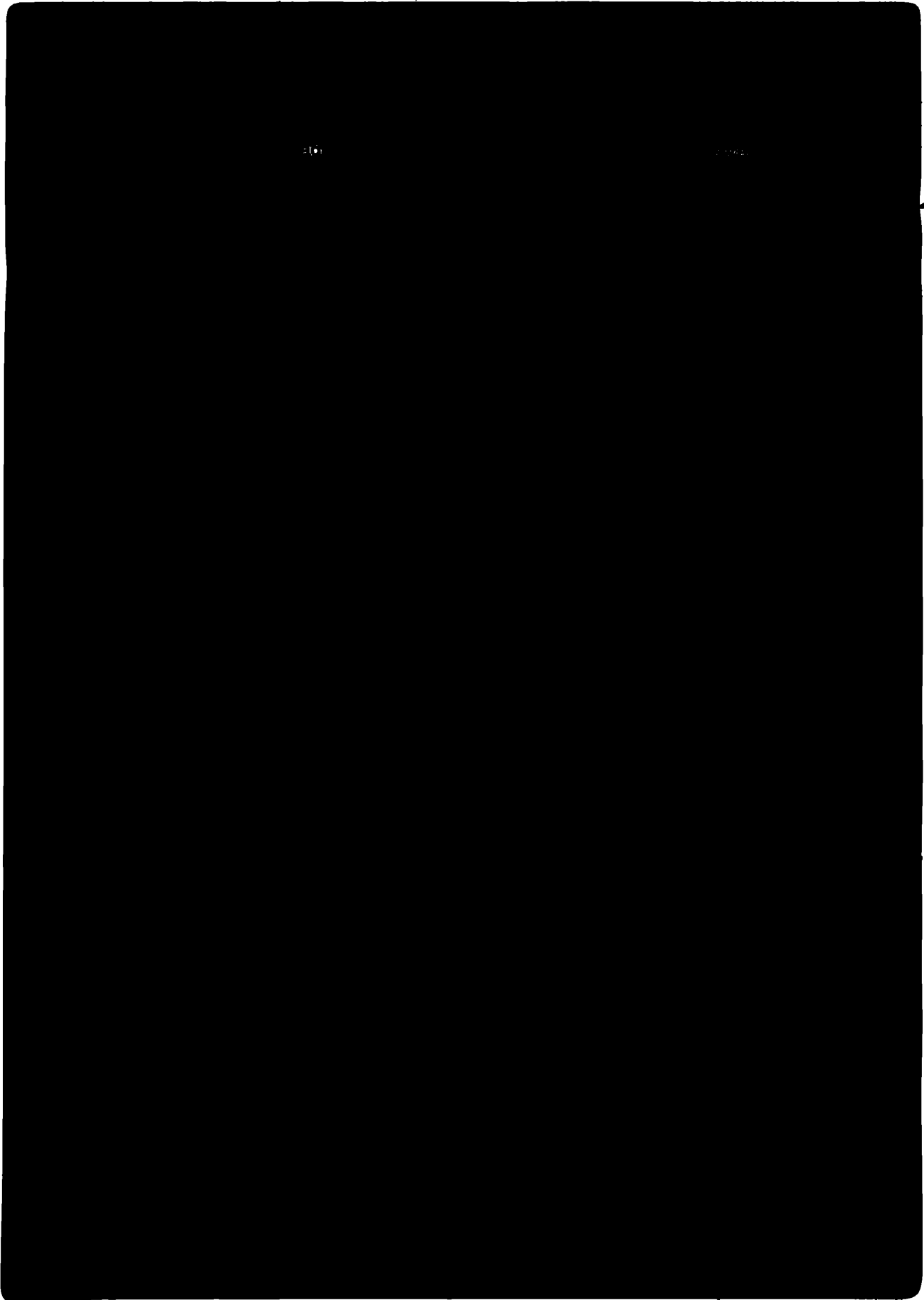


Tabla I.I

Ronda	Ri	1/ L (m ⁻¹)	Z _i (m)	Z _i / L	Q (g/seg.)	S	m	P _i (m ⁻⁵)	w* (m/seg)	ū(10m) (m/seg)	clases de estab lidad (Pasquill (Gifford))
15	-0.377	0.189	900	170.13	95.5	0.850	0.143	0.227	1.65	3.8	A
16	-0.798	0.399	942	375.00	93.0	0.910	0.116	0.123	2.28	3.3	A
19	-0.168	0.084	582	49.00	101.8	1.460	0.159	0.075	1.91	5.7	B
20	-0.048	0.024	789	19.00	101.2	1.355	0.167	0.074	2.07	10.5	C
25	-0.425	0.213	600	128.00	101.4	0.887	0.145	0.158	1.27	2.9	A
26	-0.068	0.034	858	29.20	97.6	1.100	0.159	0.180	1.69	7.2	C
27	-0.056	0.028	1184	33.20	98.8	1.210	0.169	0.162	1.69	7.0	C
30	-0.057	0.029	1349	39.12	98.4	1.240	0.165	0.161	1.98	7.8	C
34	-0.037	0.019	690	13.11	97.4	1.200	0.169	0.143	1.82	10.5	C - D
43	-0.199	0.100	1000	100.00	98.9	1.220	0.144	0.076	2.12	5.6	B
44	-0.079	0.040	1470	58.80	100.7	1.120	0.166	0.138	1.99	6.6	C
45	-0.025	0.013	1130	14.69	100.8	1.340	0.174	0.149	1.21	6.8	D
49	-0.059	0.030	480	14.40	102.0	1.240	0.155	0.146	1.37	7.4	C
50	-0.062	0.031	710	22.01	102.8	1.320	0.148	0.100	1.57	7.3	C
57	-0.010	0.005	1050	5.25	101.5	1.300	0.167	0.124	-	-	D

Tabla I.II

X = 50 m

Ronda	C_y (g/m ²)	σ_z (m)	\bar{z} (m)	u_T (m/s)	σ_y (m)	t_*
15	7.508	5.14	4.30	3.53	8.50	0.033
16	5.255	6.75	<u>5.30</u>	3.68	13.68	
19	4.875	3.10	2.37	6.54	8.73	
20	3.746	2.69	2.03	10.36	7.91	
25	8.370	5.68	4.57	3.01	16.23	
26	4.074	4.30	3.11	7.04	10.35	
27	4.569	3.69	2.72	6.70	8.48	
30	4.426	1.57	1.16	6.17	9.60	
34	3.149	3.59	2.64	9.93	6.24	
43	5.495	3.64	2.69	5.61	10.46	
44	4.933	3.96	2.87	6.38	11.43	
45	5.695	2.91	2.19	6.33	6.63	
49	4.480	2.60	2.60	7.26	8.94	
50	4.581	3.25	2.44	7.28	8.16	

ubicación de la pluma de contaminantes	especificación
en la capa de superficie	\bar{z} no está subrayado
en la capa de superposición	\bar{z} está subrayado una vez

Tabla I.III

X = 100 m

Ronda	C_y (g/m ²)	\bar{U}_z (m)	\bar{z} (m)	u_T (m/s)	\bar{U}_y (m)	t_*	$\bar{U}_{z(obs)}$ (m)
15	3.523	9.97	<u>8.34</u>	3.89	15.60	0.047	11.03
16	1.832	17.37	<u>13.64</u>	4.11	26.32	0.059	16.76
19	2.400	5.72	4.37	7.20	16.26		5.85
20	1.939	4.99	3.76	10.79	14.35		6.43
25	2.818	14.69	<u>11.83</u>	4.35	35.89	0.049	14.12
26	2.323	6.98	5.04	7.60	20.18		5.79
27	2.476	6.23	4.60	7.32	15.95		4.83
30	2.433	2.62	1.95	6.73	17.26		4.54
34	1.829	5.71	4.21	10.75	10.44		5.48
43	2.708	6.75	4.99	6.14	20.70		8.78
44	2.519	7.04	5.12	7.03	21.81		6.96
45	3.388	4.53	3.40	6.84	11.09		3.94
49	2.483	5.83	4.33	7.87	17.13		4.91
50	2.432	5.82	4.37	7.66	14.62		5.54

ubicación de la pluma
de contaminantes

especificación

en la capa de superficie

\bar{z} no está subrayado

en la capa de superposición

\bar{z} está subrayado una vez

Tabla I.IV

X = 200 m

Ronda	c_y (g/m ²)	σ_z (m)	\bar{z} (m)	u_T (m/s)	σ_y (m)	t_*
15	1.417	22.14	<u>18.52</u>	4.36	26.20	0.084
16	0.512	54.48	<u>42.79</u>	4.69	49.08	0.103
19	0.975	12.44	9.50	8.15	32.72	
20	0.957	9.66	7.29	11.29	27.07	
25	0.791	44.55	<u>35.87</u>	4.06	71.88	0.105
26	1.116	13.13	9.50	8.42	37.65	
27	1.260	11.11	8.12	8.07	29.03	
30	1.162	4.95	3.67	7.46	32.12	
34	0.999	9.58	7.06	11.74	18.09	
43	1.247	13.30	9.83	6.76	39.55	
44	1.248	12.86	9.34	7.77	42.71	
45	1.878	7.49	5.64	7.46	19.50	
49	1.231	10.70	7.94	8.65	34.67	
50	0.941	12.88	9.67	8.95	25.88	

ubicación de la pluma de contaminantes	especificación
en la capa de superficie	\bar{z} no está subrayado
en la capa de superposición	\bar{z} está subrayado una vez

Tabla I.V

X = 400 m

Ronda	C_y ($\mu\text{g}/\text{m}^3$)	G_z^- (m)	\bar{z} (m)	u_T (m/s)	G_y^- (m)	t_*
15	0.392	68.13	<u>56.99</u>	5.12	45.50	0.144
16	0.108	203.33	<u>160.20</u>	5.93	73.41	0.163
19	0.291	35.30	<u>26.97</u>	9.62	55.57	0.137
20	0.386	22.63	17.06	11.95	49.18	
25	0.299	91.55	<u>74.21</u>	5.24	125.59	0.163
26	0.423	30.31	<u>21.92</u>	9.61	68.13	0.082
27	0.494	24.74	18.27	9.25	48.68	
30	0.418	11.89	8.82	8.62	61.44	
34	0.437	19.43	14.32	13.23	31.00	
43	0.429	33.75	<u>24.96</u>	7.74	89.06	0.110
44	0.500	28.19	20.47	8.85	73.01	
45	0.834	14.96	11.26	8.41	34.57	
49	0.478	24.27	18.00	9.81	71.43	
50	0.423	25.85	19.41	9.92	54.74	

ubicación de la pluma
de contaminantes

especificación

en la capa de superficie

\bar{z} no está subrayado

en la capa de superposición

\bar{z} está subrayado una vez

en la capa mezclada

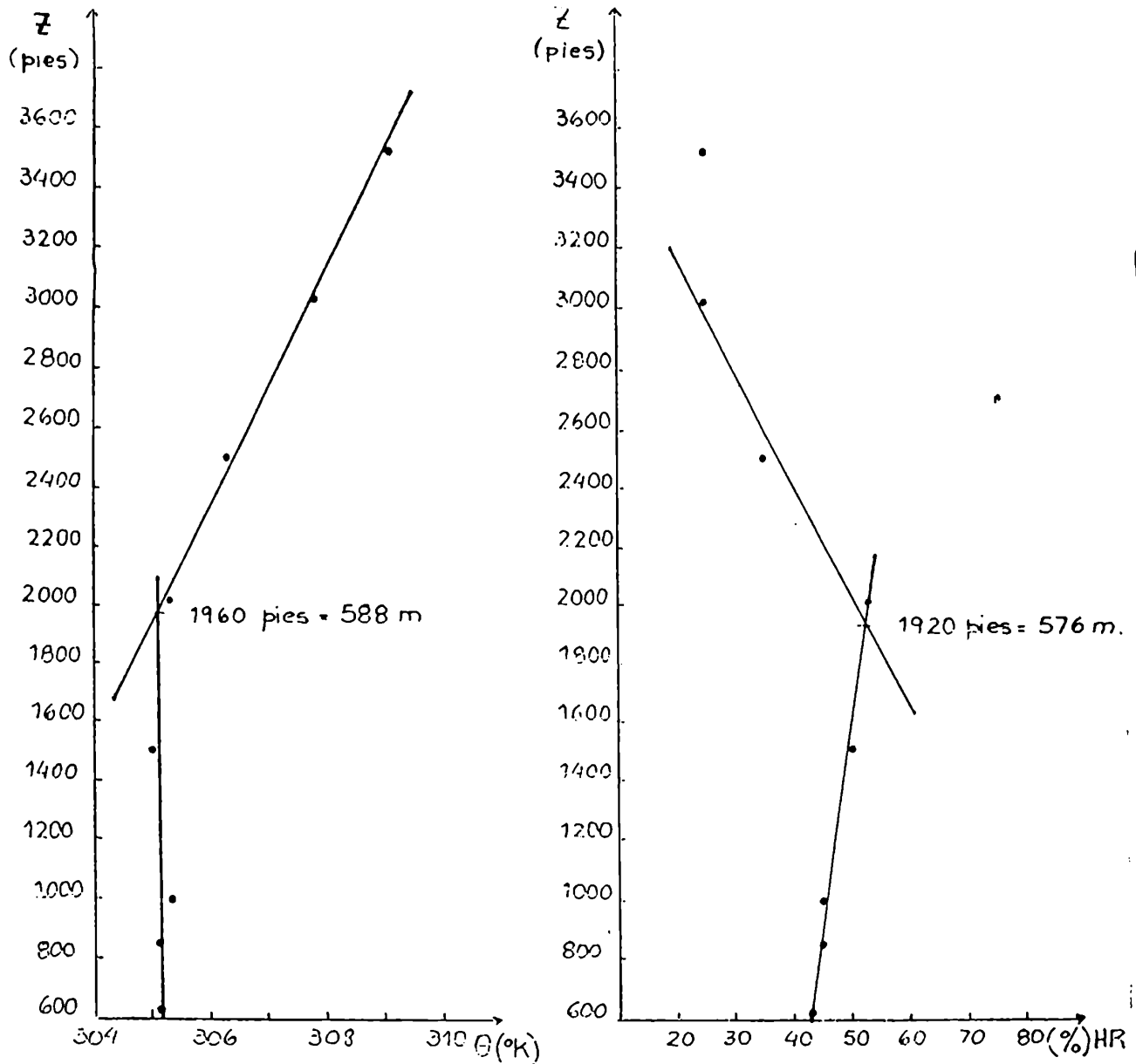
\bar{z} está subrayado dos veces

Tabla I.VI

X = 800 m

Ronda	c_y (g/m ²)	σ_z (m)	\bar{z} (m)	u_{1P} (m/s)	σ_y (m)	t_*
15	0.1176	176.85	<u>148.43</u>	6.575	90.70	0.224
16	0.0176	—	—	—	115.74	—
19	0.0640	126.97	<u>97.49</u>	12.17	86.44	0.217
20	0.1432	57.32	<u>43.22</u>	12.72	91.36	0.165
25	0.0648	422.13	<u>339.90</u>	5.24	196.34	0.325
26	0.1360	80.72	<u>58.38</u>	11.23	116.97	0.140
27	0.1912	55.73	<u>41.14</u>	10.61	92.31	0.108
30	0.2352	19.50	14.46	9.35	81.11	
34	0.1832	40.88	30.12	15.00	51.59	
43	0.1352	92.73	<u>68.57</u>	8.95	201.92	0.190
44	0.1552	76.88	<u>55.83</u>	10.46	127.21	0.104
45	0.4016	27.87	20.98	9.38	56.97	
49	0.1648	61.07	<u>45.30</u>	11.32	119.00	0.203
50	0.1232	75.71	<u>56.83</u>	11.63	116.51	0.152

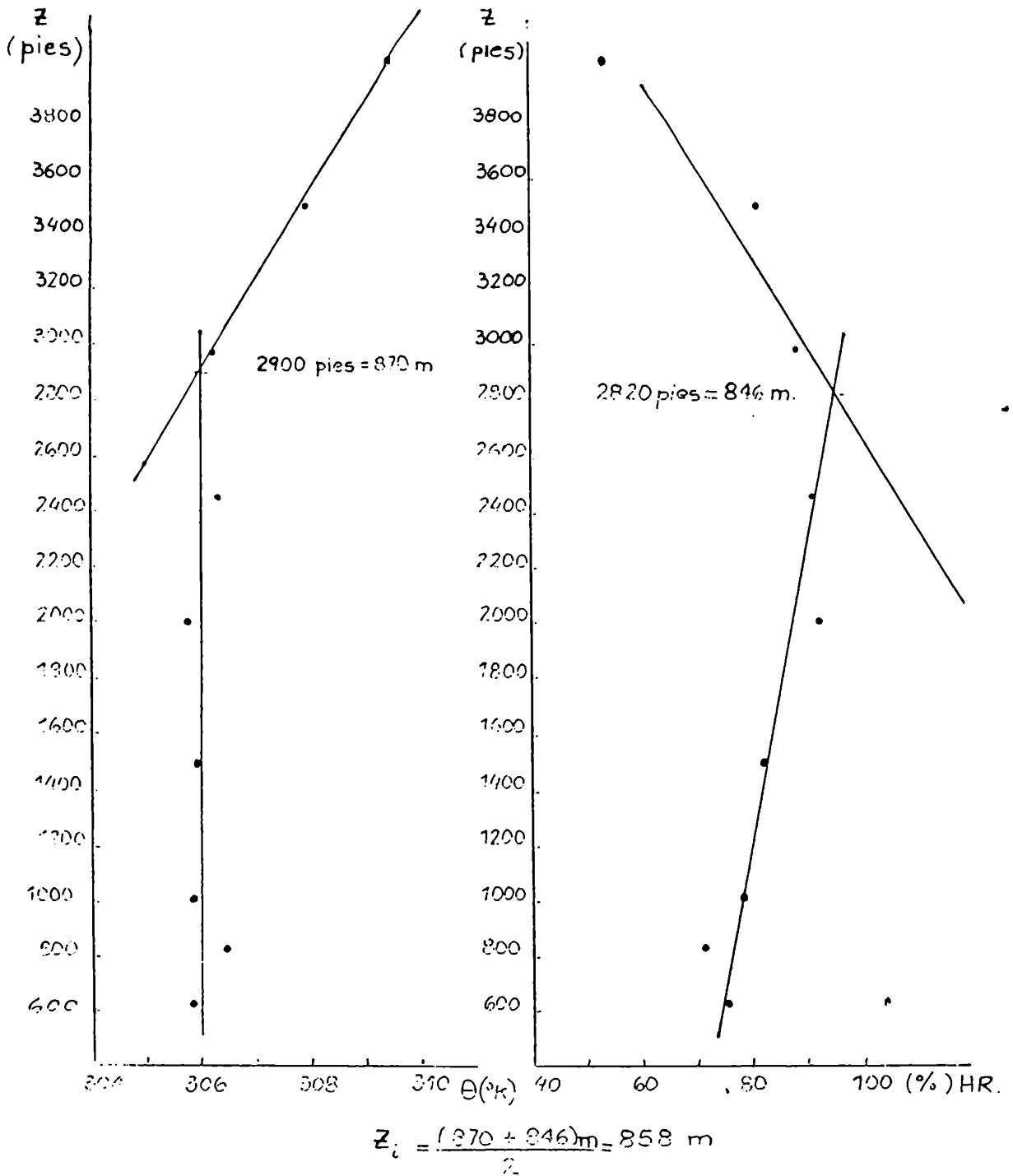
ubicación de la pluma de contaminantes	especificación
en la capa de superficie	\bar{z} no está subrayado
en la capa de superposición	\bar{z} está subrayado una vez
en la capa mezclada	\bar{z} está subrayado dos veces



$$Z_i = \frac{(588 + 576)}{2} \text{ m} = 582 \text{ m}$$

1 pie = 0.3 m

Figura I.1 Esquema que ilustra el cálculo de la altura de la capa límite convectiva (Z_i) (Proyecto Prairie Grass, experimento N°19).



1 pie = 0.3 m

Figura I.2 Esquema que ilustra el cálculo de la altura de la capa límite convectiva (Z_i) (Proyecto Prairie Grass, experimento N°26).

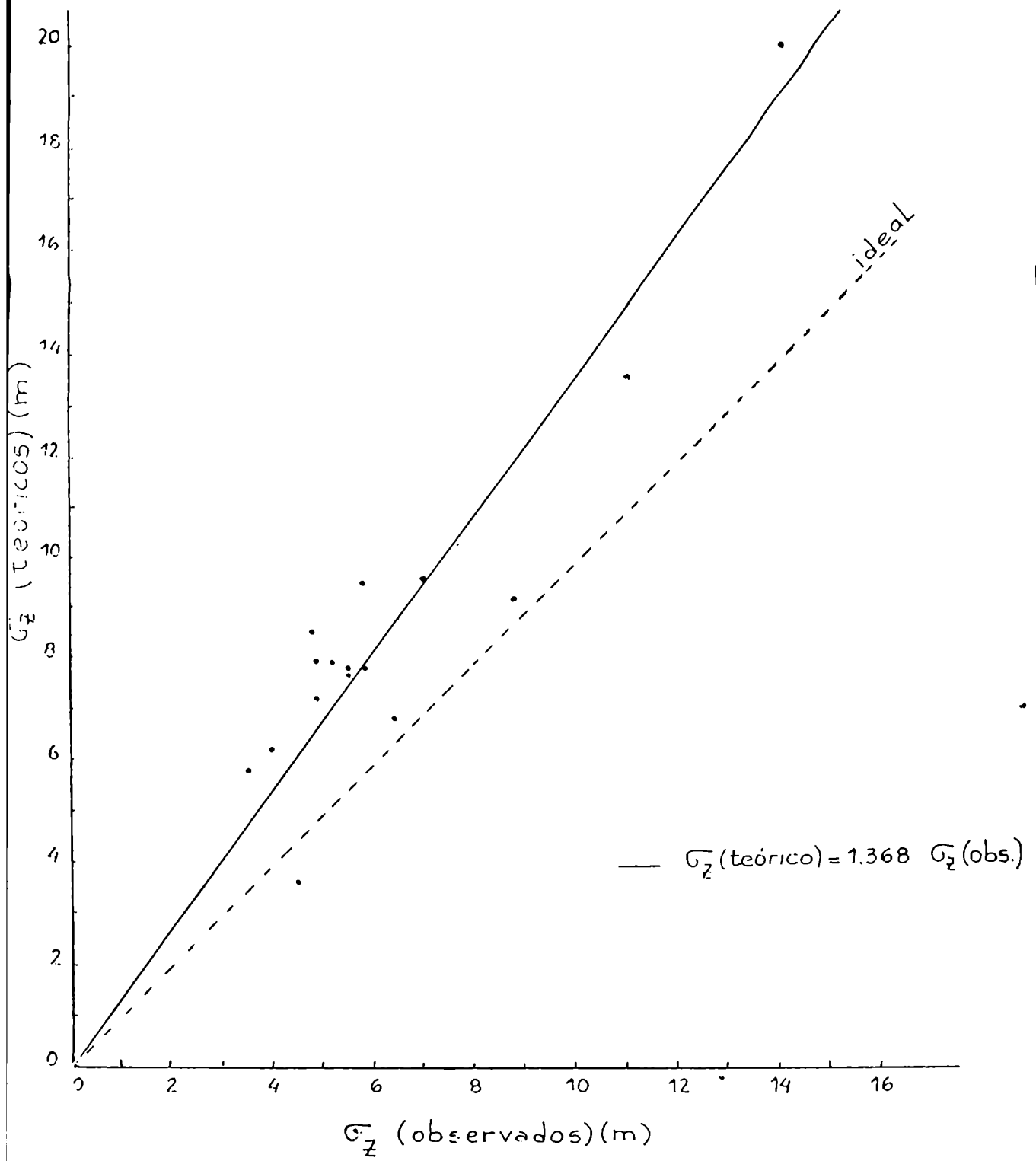


Figura I.3 Correlación entre σ_z (teórico) y σ_z (observado), para 100 m de distancia a la fuente de emisión. ($r = 0.96$)

ANEXO II. ESTIMACION DEL EXPONENTE s PARA CONDICIONES CONVECTIVAS

Una solución posible de la ecuación de difusión (expresión (4.6)) fue desarrollada por Roberts (Sutton, 1953) suponiendo variaciones verticales potenciales de $K_z(z)$ y de la velocidad del viento $[u(z)]$. La expresión de la distribución de la concentración de contaminantes en aire tiene la siguiente forma (Mazzeo y Venegas, 1984c, 1985c; Mazio, 1985):

$$C_y(x,z) = \frac{Q^* s}{\bar{u}_1 \Gamma\left(\frac{m+1}{s}\right)} \left[\frac{\bar{u}_1}{s^2 k_1 x} \right]^{\frac{m+1}{s}} \exp \left[- \frac{\bar{u}_1 z^s}{s^2 k_1 x} \right] \quad (\text{II.1})$$

donde Q^* es la intensidad de emisión de contaminantes para una línea de fuentes continua en la dirección Y ubicada en $x = z = 0$, m es el exponente de la distribución vertical del viento, $\Gamma(x)$ es la función Gamma de x , s es el parámetro de forma, \bar{u}_1 es la velocidad media del viento a una altura de referencia z_1 y k_1 es el coeficiente de difusividad a z_1 .

Esta solución es válida cuando se verifica la siguiente igualdad (Sutton, 1953):

$$s = m - n + 2 \quad (\text{II.2})$$

donde n es el exponente del perfil potencial de la difusividad turbulenta $K_z(z)$. Los valores de n y de m pueden expresarse en función de la estabilidad de la atmósfera, las características del terreno y la distancia a la fuente de emisión (Mazzeo y Venegas, 1984c).

Para poder estimar el valor de s mediante la igualdad (II.2) es necesario suponer que la teoría del transporte gradiente o teoría "K" (sección 4), es aplicable para simular la dispersión de

los contaminantes en una atmósfera convectiva, a pesar de sus limitaciones. Una de las dificultades para su aplicación es que la longitud de mezcla o transporte gradiente, hipótesis sobre la que se basa esta teoría, no es consistente con las características observadas de la difusión turbulenta en una atmósfera estratificada convectivamente. En la parte superior de la capa mezclada, ocurren flujos de contaminantes "contra-gradiente", lo que implica la existencia de difusividades turbulentas negativas. Asimismo, Lamb y Durran (1978) encontraron que en estas condiciones atmosféricas, K depende fuertemente de la altura de la fuente de emisión.

Sin embargo, varios autores (Carl y otros, 1973; Deardorff y Willis, 1975; Crane y otros, 1977; Lamb y Durran, 1978) han estudiado la variación de K con la altura en condiciones de convección libre. Sostienen que en estas condiciones, se verifica la hipótesis de la semejanza, de acuerdo con la siguiente relación:

$$K^* = \frac{K}{w_* z_i} = F^*(z/z_i) \quad (\text{II.3})$$

donde $F^*(z/z_i)$ puede ser considerada como una función universal si se verifican las siguientes condiciones (Crane y otros, 1977):

- i) la estructura de la turbulencia en la capa mezclada es semejante y está en equilibrio con las condiciones del entorno,
- ii) el coeficiente normalizado K^* , es independiente de la naturaleza de la distribución de las fuentes de contaminantes.

La primera se verifica frecuentemente en la práctica. Para ello, se requiere que la capa mezclada varíe lentamente ($\partial z_i / \partial t \ll w_*$) (Deardorff y Willis, 1976).

La segunda condición, no se cumple en flujos con empuje, sin embargo, es posible considerar valores de K^* para distribuciones de fuentes semejantes.

- a) capa de convección libre ($|L| < z < 0.1 z_i$): en esta capa los gradientes adimensionales de temperatura y de la velocidad

del viento, pueden ser expresadas de la siguiente forma (sección 5):

$$\frac{z}{T_f} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = a_3 \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{z}{u_f} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = b_3 \quad (\text{II.5})$$

donde

a_3 y b_3 son constantes y u_f y T_f son las escalas de velocidad y temperatura de esta capa, definidas por las expresiones (5.1) y (5.2):

$$u_f = \left[z \frac{g}{T_m} \frac{H_0}{\rho C_p} \right]^{1/3} \quad (\text{II.6})$$

$$T_f = \frac{T_m}{g z} \left(\frac{H_0}{\rho C_p} \right)^2 = \frac{\overline{w'T'}}{u_f} \quad (\text{II.7})$$

Combinando la definición de T_* , expresión (3.4):

$$T_* = - \frac{H_0}{\rho C_p u_{*0}} = - \frac{\overline{w'T'}}{u_{*0}} \quad (\text{II.8})$$

con la relación (II.7), en la igualdad (II.4) se obtiene:

$$\frac{z}{T_*} \left[- z \frac{g}{T_m} \frac{\overline{w'T'}}{u_{*0}^3} \right]^{1/3} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = a_3 \quad (\text{II.9})$$

De acuerdo con la definición de la longitud de Monin-Obukhov (L) (expresión (3.5)):

$$L = - \frac{u_{*o}^3}{k \frac{g}{T_m} \left(\frac{H_o}{\rho c_p} \right)} \quad (\text{II.10})$$

la igualdad (II.9) se escribe:

$$\frac{z}{T_*} \left| \frac{z}{L} \right|^{1/3} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = a_3 k^{1/3} = a'_3 \quad (\text{II.11})$$

Por lo tanto, el perfil adimensional de temperatura (ϕ_H) (expresión (3.12)) será proporcional a $|z/L|^{-1/3}$. Anteriormente, Prandtl (1932) había llegado a un resultado similar. Asimismo, si bien los datos de Kansas muestran que ϕ_H se ajusta a una ley potencial con exponente $(-1/2)$ (Businger y otros, 1971), la dificultad de medir los débiles gradientes de temperatura y el rango limitado de z/L (> -2) correspondiente a las observaciones, permiten suponer que este resultado empírico no puede ser considerado rigurosamente válido.

De esta forma, el coeficiente de difusividad turbulenta se expresa:

$$K = \frac{k u_{*o} z}{a'_3} \left| \frac{z}{L} \right|^{1/3} \quad (\text{II.12})$$

siendo $n = 4/3$.

En forma similar, combinando la definición de u_f (expresión (II.7)) y L (expresión (II.10)) con la igualdad (II.6), integrando el perfil de la velocidad del viento entre z_o y z y considerando que $z_o \ll z$ se obtiene:

$$\frac{u(z)}{u(z_i)} = \left(\frac{z}{z_i} \right)^{1/3} \quad (\text{II.13})$$

y por lo tanto, el exponente $m = 1/3$.

De esta forma, puede obtenerse, que el coeficiente s de acuerdo con la relación (II.3) estará cercano a la unidad en la capa de convección libre.

Asimismo, los experimentos del Proyecto Prairie Grass presentan los siguientes valores de s para los perfiles observados dentro de la capa de convección libre, con las torres ubicadas a 100 m (Mazzeo y Venegas, 1982) (Anexo I):

experimento	S
15	0.85
16	0.91
25	0.89

b) capa mezclada ($0.1 z_i \leq z \leq z_i$): varios autores (Carl y otros, 1973; Zeman y Lumley, 1976; Crane y otros, 1977) estudiaron la forma funcional de $F^*(z/z_i)$ incluida en la expresión (II.3). Para valores pequeños de z , ($z/z_i < 0.2$) las estimaciones de $F^*(z/z_i)$ permanecen acotadas, pero tienden a ser muy grandes cerca de la mitad de la capa mezclada, debido a que en esa zona las concentraciones de los contaminantes son independientes de la altura.

Crane y otros (1977) encontraron la siguiente forma para K^* ,

$$K^* = C_1 \left(\frac{z}{z_i} \right)^{4/3}$$

por lo tanto $m = 4/3$.

Por otra parte, debido a que la velocidad del viento es cons-

tante con la altura dentro de esta capa (Deardorff, 1972) (sección 5), α_m es nulo. Como consecuencia, de acuerdo con la expresión (II.2), el valor del exponente α será aproximadamente 0.67 en la capa mezclada.

ANEXO III. CALCULO DEL VALOR MEDIO DEL CUADRADO DEL DIAMETRO
ADIMENSIONAL ($\overline{d_{\tau}^2}$) DE LAS TERMICAS.

Para estudiar el valor de ($\overline{d_{\tau}^2}$), incluido en el cálculo del perfil de la velocidad del viento (expresión (9.19)):

$$\tilde{w}_{\tau}(\tilde{z}) = \frac{\tilde{w}_{o_{\tau}}(\tilde{z}) [\tilde{d}_{\tau}(\tilde{z})]^2}{(\overline{d_{\tau}^2})}$$

se promedió $[\tilde{d}_{\tau}(\tilde{z})]^2$ en el intervalo $0 - 0.9 z_i$, debido a que la expresión del perfil de la velocidad vertical $\tilde{w}_{o_{\tau}}(\tilde{z})$ considerada (Lenschow, 1980), presenta la condición de velocidad nula en el tope de la capa convectiva, en $z \approx 0.9 z_i$.

Por lo tanto, se evaluó la siguiente integral:

$$(\overline{d_{\tau}^2}) = \frac{1}{\Delta} \int_0^{0.9} d_{\tau}^2(\tilde{z}) d\tilde{z} \quad (\text{III.1})$$

donde Δ es el intervalo de integración y la función de \tilde{d}_{τ}^2 se obtiene a partir de las expresiones de Kaimal y otros (1976) (expresiones (9.18) adimensionalizadas):

$$\tilde{d}_{\tau} \begin{cases} \tilde{z} (0.55 - 0.38 |z/L|)^{-1} & 0 \leq \tilde{z} \leq |L|/z_i \\ 5.9 \tilde{z} & |L|/z_i < \tilde{z} < 0.1 \\ 1.5 (1 - \exp(-5 \tilde{z})) & 0.1 \leq \tilde{z} \leq 1 \end{cases} \quad (\text{III.2})$$

Reemplazando \tilde{d}_{τ}^2 en la expresión (III.1) y con $\eta = \tilde{z}$ se tiene:

$$\begin{aligned}
 (\overline{d_r^2}) = \frac{1}{0.9} & \left[\int_0^{L/z_i} \frac{\eta^2}{(0.55 - 0.38 |z_i/L \eta|)^2} d\eta + \int_{L/z_i}^{0.1} 34.81 \eta^2 d\eta + \right. \\
 & \left. + \int_{0.1}^{0.9} (1.5)^2 (1 - 2e^{-5\eta} + e^{-10\eta}) d\eta \right] \quad \text{(III.3)}
 \end{aligned}$$

La primera integral, puede reescribirse de la siguiente manera:

$$\int_0^{L/z_i} \frac{\eta^2}{(0.55 - 0.38 |z_i/L \eta|)^2} d\eta = \int_0^{L/z_i} \frac{\eta^2}{(b^* - a^* \eta)^2} d\eta \quad \text{(III.4)}$$

con $b^* = 0.55$ y $a^* = 0.38 |z_i/L|$, y de acuerdo con la Tabla de integrales (Korn, 1976):

$$\int \frac{\eta^2 d\eta}{(a^* \eta + b^*)^2} = \frac{a^* \eta + b^*}{a^{*3}} - \frac{b^{*2}}{a^{*3} (a^* \eta + b^*)} - \frac{2 b^*}{a^{*3}} \ln(a^* \eta + b^*)$$

por lo tanto la integral (III.4) se puede expresar:

$$\begin{aligned}
 \int_0^{L/z_i} \frac{\eta^2 d\eta}{(b^* - a^* \eta)^2} = \frac{1}{(-a^*)^3} & \left[-a^* \left| \frac{L}{z_i} \right| + b^* - b^* \right] - \frac{b^{*2}}{(-a^*)^3} \left[\frac{1}{(-a^* |L/z_i| + b^*)} - \frac{1}{b^*} \right] - \\
 & - \frac{2 b^*}{(-a^*)^3} \left[\ln \left(\frac{-a^* |L/z_i| + b^*}{b^*} \right) \right]
 \end{aligned}$$

reemplazando por los valores de a^* y b^* y operando, se tiene:

$$\int_0^{|L|/z_i} \frac{\eta^2}{(0.55 - 0.38 |z_i/L \eta|)^2} d\eta = 5.79 \left| \frac{L}{z_i} \right|^3 \quad (\text{III.5})$$

La segunda integral se evalúa de la siguiente forma:

$$\int_{|L|/z_i}^{0.1} 34.81 \eta^2 d\eta = \frac{34.81}{3} \eta^3 \Big|_{|L|/z_i}^{0.1} = 11.603 (0.001 - (|L|/z_i)^3) \quad (\text{III.6})$$

y la tercera integral es igual a la siguiente expresión:

$$\int_{0.1}^{0.9} (1.5)^2 (1 - 2e^{-5\eta} + e^{-10\eta}) d\eta = (1.5)^2 \left[0.8 + \frac{2}{5} (e^{-4.5} - e^{-0.5}) - 0.1(e^{-9} - e^{-1}) \right]$$

$$\int_{0.1}^{0.9} (1.5)^2 (1 - 2e^{-5\eta} + e^{-10\eta}) d\eta = 1.3469 \quad (\text{III.7})$$

Reemplazando los resultados obtenidos para cada integral (expresiones (III.5), (III.6) y (III.7)) en la igualdad (III.3) y operando se tiene finalmente:

$$\overline{(\tilde{d}_r^2)} = - 6.459 \left| \frac{z_i}{L} \right|^{-3} + 1.509 \quad (\text{III.8})$$

Los valores de $\overline{(\tilde{d}_r^2)}$ obtenidos para diferentes condiciones de estabilidad se incluyen en la siguiente Tabla:

d^2

500

500

10

500

50

500

100

500

500

REFERENCIAS

- Arnold, A.: A lapse rate depiction for clear air convection, J. Appl. Met., 15, 1976.
- Barad, M.L.: Project Prairie Grass, A field program in diffusion Geoph. Res. Paper, Vol.I and II, 1958.
- Barth, D.S.: Federal motor vehicle emission goals for CO, HC and NO_x based on desired air quality levels, J. Air Poll. Cont. Assoc., 20, 1971.
- Batchelor, G.K.: Diffusion from sources in a turbulent boundary layer, Archiv. Mechaniki Stosowanej, 3, 1964.
- Beryland, M.Y.: Contemporary problems of atmospheric diffusion and pollution of the atmosphere, Gichometeoizat, Leningrad, (Translate by EPA), 1975.
- Bezuglaya, E.Y.: Statistical determination of mean and maximum values of pollution concentration, Trudy N^o 254, 1971.
- Blackadar, A.K. and Tennekes, H.: Asymptotic similarity in neutral barotropic planetary boundary layers, J. Atm. Sci., 25, 1968.
- Bruntz, S.M.; Cleveland, W.S.; Kleimer, B. and Warner, J.L.: The dependence of ambient ozone on solar radiation, wind, temperature and mixing height, Proc. Symp. on Atm. Turb. and Diffusion, A.M.S., 1974.
- Businger, J.A.: Transfer of momentum and heat in the planetary boundary layer, Proc. Symp. on Arctic Heat Budget and Atmospheric Circulation (The Rand Corporation), 1966.
- Businger, J.A.: Turbulent transfer in the atmospheric surface, Workshop on Micrometeorology, Am. Met. Soc., 1973.
- Businger, J.A.; Wyngaard, J.C.; Izumi, Y. and Bradley, E.F.: Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer, J. Atm. Sci., 28, 1971.
- Calder, K.L.: Eddy diffusion and evaporation in flow over aerodynamically smooth and rough surfaces: a treatment based on la-

- boratory laws of turbulent flow with special reference to conditions in the lower atmosphere, *Quart. J. Mech. and Applied Math.*, II, 1949.
- Calder, K.L.: On the equation of atmospheric diffusion, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 95, 1965.
- Caontic, M. and Seguin, B.: On the interaction of turbulent and radiative transfer in the surface layer, *Bound, Layer Met.*, 1, 1971.
- Carl, D.M.; Tarbell, T.C. and Panofsky, H.A.: Profiles of wind and temperature from towers over homogeneous terrain, *J. Atm. Sci.* 30, 1973.
- Caughey, S.J. and Palmer, S.G.: Some aspects of turbulence structure through the depth of the convective boundary layer, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 105, 1979.
- Cermak, J.E.: Lagrangian similarity hypothesis applied to diffusion in turbulent sheara flow, *J. Fluid Mech.*, 15, 1963.
- Clarke, R.H. and Hess, G.D.: On the appropriate scaling for velocity and temperature in the planetary boundary layer, *J. Atm. Sci.*, 30, 1973.
- Corrsin, S.: Limitations of gradient transport models in random walks and in turbulence, *Adv. in Geoph.*, 18A, Acad. Press, London, 1974.
- Coulman, C.E.: Boundary-layer evolution and nocturnal inversion dispersal. Part II, *Bound, Layer Met.*, 14, 1978.
- Crane, G.; Panofsky, H.A. and Zeman, O.: A model for dispersion from area sources in convective turbulence, *Atm. Env.*, vol.11, 1977.
- Chatwin, P.C.: The dispersion of a puff of passive contaminant in the constant stress region, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 94, 1968.
- Davidson, B. and Herbach, L.: The diffusion of polydisperse particulate clouds, U.S. Army Chemical Corps Dep. Defense, 1962.

- Deacon, E.L.: Vertical diffusion in the lowest layers of the atmosphere, Quart. J. Roy. Met. Soc., 75, 1949.
- Deardorff, J.W.: Preliminary results from numerical integrations of the unstable planetary boundary layer, J. Atm. Sci., 27(8), 1970a.
- Deardorff, J.W.: A three-dimensional numerical investigation of the idealized planetary boundary layer, Geoph. Fluid Dyn., 1, 1970b.
- Deardorff, J.W.: Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for Rayleigh convection, J. Atm. Sci., 27, 1970c.
- Deardorff, J.W.: Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers, J. Atm. Sci., 29, 1972.
- Deardorff, J.W.: Three-dimensional numerical study of turbulence in an entraining mixed layer, Bound. Layer Met., 7, 1974.
- Deardorff, J.W. and Willis, G.E.: Investigation of turbulent thermal convection between horizontal plates, J. Fluid Mech. Vol. 22, part 4, 1967.
- Deardorff, J.W. and Willis, G.E.: Computer and laboratory modeling of the vertical diffusion of nonbuoyant particles in the mixed layer, Adv. in Geoph. , 18B, Ac. Press, 1973.
- Deardorff, J.W. and Willis, G.E.: A parametrization of diffusion into the mixed layer, J. Applied Met., Vol. 14, 1975.
- Deardorff, J.W. and Willis, G.E.: Neglect of downstream diffusion -how good an assumption for the daytime mixed layer? Third Symposium on Atmospheric Turbulence and Diffusion, Raleigh, N.C., 1976.
- Ellison, T.H.: Meteorology, Sci. Progress, 47, 1959.
- Frisch, A.S. and Businger, J.A.: A study of convective elements in the atmospheric surface layer, Boundary Layer Met., 3, 1973.

- Frisch, A.S.; Chadwick, R.B.; Moninger, W.R. and Young, J.M.:
Observations of boundary layer convection cells measured by
dual-doppler radar and echosonde, and by microbarograph array,
Bound. Layer Met., 10, 1976.
- Frost, R.: Wind measurement on a tall tower in rough and inhomogeneous terrain, Lab. Note N^o RD/L/N60/ 49, 1949.
- Funk, J.P.: Measured radiative flux divergence near the ground at night, Quart. J. Roy. Met. Soc., 86, 1960.
- Gavrilov, A.S. and Laikhtman, D.L.: Influence of radiative heat transfer on the conditions in the atmospheric surface layer, Izv. Atm. and Oceanic Phys, 9, 1973.
- Gent, P.R. and Taylor, P.A.: A numerical model of the air flow above water waves, J. Fluid. Mech., 77, 1976.
- Gifford, F.A.: Diffusion in the diabatic surface layer, J. Geoph. Res., 67, 1962.
- Gifford, F.A. and Hanna, S.R.: Urban Air Pollution Modeling, Meeting Int. Union of Air Poll. Prev. Assoc., 1970.
- Golder, D: Relations among stability parameters in the surface layer, Bound. Layer Met., 3, 1972.
- Haugen, D.A. (ed.): Workshop on Micrometeorology, AMS, Boston, Ma., 1973.
- Hupfer, P.; Foken, T. and Parrin, G.: Existence and structure of the lamninar boundary layer of the atmosphere in the near-shore zone of the sea, Zeitschrift für Meteorologie, 25, 1975.
- Izumi, Y. and Barad, M.L.: Wind speeds as measured by cup and sonic anemometers and influenced by tower structure, J. Appl. Met. 9, 1970.
- Jensen, N.O. and Lenschow, D.A.: An observational investigation of penetrative convection, J. Atm. Sci., 35, 1978.
- Kaimal, J.C.; Wyngaard, J.C.; Izumi, Y. and Coté, O.R.: Spectral characteristics of surface layer turbulence, Quart. J. Roy.

- Met. Soc., 98, 1972.
- Kaimal, J.C.; Haugen, D.A.; Coté, O.R.; Izumi, Y.; Caughey, S.J. and Readings, C.J.: Turbulence structure in the convective boundary layer, *J. Atm. Sci.*, 33, 1976.
- Kampé de Fériet, J.: Les fonctions aléatoires stationnaires et la théorie statistique de la turbulence homogène, *Ann. Soc., Bruxelles, Ser.*, 1, 59, 1939.
- Kasanskii, A.B. and Monin, A.S.: Dynamic interaction between the atmospheric and the earth's surface, *Isv. ANSSSR Ser. Geofiz.* 5, 1961.
- Khalsa, S.J.S. and Businger, J.A.: The drag coefficient as determined by the dissipation method and its relation to intermittent convection in the surface layer, *Bound. Layer Met.*, 12, 1977.
- Klug, W.: Diffusion in the atmospheric surface layer: comparison of similarity theory with observations, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 94, 1968.
- Korn, A.: *Tabla de derivadas e integrales*, Ed. Olympia, 1976.
- Lamb, R.G. : A numerical simulation of dispersion from an elevated source in the convective planetary boundary layer, *Atm. Env.*, vol. 12, 1978.
- Lamb, R.G.: The effects of release height on material dispersion in the convective planetary boundary layer, *Proc. 4th Symp. Turb. Diff. and Air Poll.*, Reno, Nevada, *Am. Met. Soc.*, 1979.
- Lamb, R.G. and Durrán, D.R.: Eddy diffusivities derived from a numerical model of the convective planetary boundary layer, *Il Nuovo Cimento*, vol. 10, 1, 1978.
- Lamb, R.G. and Seinfeld, J.H.: Mathematical modeling of urban air pollution: general theory, *Envir. Sci. Tech.*, 7, 1973.
- Lamb, R.G.; Chen, W.H. and Seinfeld, J.H.: Numericoempirical analyses of atmospheric theories, *J. Atm. Sci.*, 32, 1975.
- Lamb, R.G.; Shu, W.R.; Durrán, D.; Seinfeld, J.H. and Reid, L.R.:

- Continued research in air pollution simulation modeling, Vol. VI- Further studies of the modeling of microscale phenomena. EPA contract N°68-02-2216, 1977.
- Landau, L.D. and Lifshitz, E.M.: Fluid Mechanics, Addison-Wesley, 1959.
- Lenschow, D.H.: Air-plane measurements of planetary boundary layer structure, J. Appl. Met., vol.9, 1970.
- Lenschow, D.H. and Agee, E.M.: Preliminary results from the Air Mass Transformation Experiment (AMTEX), Bull. Am. Met. Soc., 57, 1976.
- Lenschow, D.H. and Stephens, P.L.: The role of thermals in the convective boundary layer, Bound. Layer Met., 19, 1980.
- Lenschow, D.H. and Stephens, P.L.: Mean vertical velocity and turbulence intensity inside and outside thermals, Atm. Env., vol. 16, 4, 1982.
- Lenschow, D.H.; Wyngaard, J.C. and Pennell, W.T.: Mean-field and second-moment budgets in a baroclinic convective boundary layer, J. Atm. Sci., 37, 1980.
- Lettau, H.: On eddy diffusion in shear zones, Geophys. Res. Paper, N°19, 1952.
- Lettau, H.: Physical and meteorological basis for mathematical models of urban diffusion, U.S. EPA, APCO, Pub. N°AP86, 1970.
- Lewellen, W.S. and Teske, M.E.: Second-order closure modeling of diffusion in the atmospheric boundary layer, Bound. Layer Met. 10, 1976.
- Long, P.E. and Pepper, D.W.: A comparison of six numerical schemes for calculating the advection of atmospheric pollution, Proc. Third Symp. on Atm. Turb. Diff. and Air Quality, 1976.
- Lumley, J.L. and Panosky, H.A.: The structure of atmospheric turbulence, Int. Wiley, N.Y., 1964.
- Manton, M.J.: On the structure of convection, Bound. Layer. Met. 12, 1977.

- Mazio, C.A.: Estudio de la difusión atmosférica de contaminantes emitidos cerca del suelo, Dpto. Meteorología, FCEyN. UBA, 1985.
- Mazzeo, N.A.: Desarrollo de un método de estimación de la difusión atmosférica basado en la transformación de variables, FCEyN-UBA, 1977.
- Mazzeo, N.A.: Aplicación y verificación de un modelo de difusión-depósito de contaminantes en la atmósfera de la ciudad de La Plata (Prov. de Buenos Aires), X Reunión Científica de Geofísicos y Geodestas, 1978a.
- Mazzeo, N.A.: El crecimiento de la capa límite interna de la atmósfera, Meteorologica, Vol. VIII/IX, 1978b.
- Mazzeo, N.A.: Dispersión vertical de contaminantes en terreno rugoso, Meteorologica, Vol. VIII/IX, 1978c.
- Mazzeo, N.A.: Difusión turbulenta en la capa de superficie atmosférica, Meteorologica, Vol. XI, 1980.
- Mazzeo, N.A.: Teoría de la semejanza aplicada a la capa límite planetaria de la atmósfera, Vol. XII, N°2, 1981.
- Mazzeo, N.A.: Características de la turbulencia en la capa de superficie de la atmósfera, Pub.N°2, Dpto. Meteorología, FCEyN-UBA, 1982a.
- Mazzeo, N.A.: Algunos procedimientos para la formulación de la hipótesis de Monin-Obukhov en la capa de superficie de la atmósfera, Geoacta, Vol. 12, 1982b.
- Mazzeo, N.A.: Procesos convectivos en la capa límite atmosférica, II Congreso Brasileiro de Meteorología, Pelotas, R.S., Brasil, 1982c.
- Mazzeo, N.A.: Bases físicas del clima, Micrometeorología, Curso Internacional de PostGrado en Climatología, ANEXO, Dpto. Meteorología, FCEyN - UBA, 1984a.
- Mazzeo, N.A.: Bases físicas del Clima: Micrometeorología, Curso

- Internacional de Postgrado en Climatología, Dpto. Meteorología, FCEyN - UBA, 1984b.
- Mazzeo, N.A. y Foppiano, M.C.: Coeficientes de dispersión atmosférica utilizados en el modelado de la pluma gaussiana, Meteorológica, Vol. XIV, 1 y 2, 1983.
- Mazzeo, N.A. y Ulke, A.G.: Velocidad de transporte de los contaminantes en la capa límite atmosférica, Pub. N°16, Dpto. Meteorología, FCEyN - UBA, 1984.
- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E.: Difusión vertical atmosférica en la capa límite planetaria, Meteorologica, Vol. XI, 2, 1980.
- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E.: Hipótesis de la semejanza lagrangeana y difusión vertical de los contaminantes en la capa de superficie atmosférica, Meteorologica, Vol. XII, 1, 1982.
- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E.: El coeficiente lateral de dispersión atmosférica en una capa límite convectiva, a publicar en Meteorologica, 1983a.
- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E.: Difusión vertical atmosférica en una capa límite estratificada convectivamente, Pub. N°9, Dpto. Meteorología, FCEyN - UBA, 1983b.
- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E.: Coeficientes de dispersión vertical en la capa de superficie de una atmósfera estratificada neutramente, Meteorologica, Vol. XIV, 1 y 2, 1983c.
- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E.: Parámetros que caracterizan la propagación de los contaminantes en la capa de superficie de la atmósfera, Pub. N°7, Dpto. Meteorología, FCEyN - UBA, 1983d.
- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E.: Distribución vertical de los contaminantes en la atmósfera, Meteorologica, Vol. XIV, 1 y 2, 1983e.
- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E.: Estimación cuantitativa de parámetros utilizados en el modelado de la difusión atmosférica en condiciones de convección libre, Pub. N° 21, Dpto. Meteorología, FCEyN - UBA, 1984a.

- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E.: Una discusión sobre las "constantes" b y c de la hipótesis de la semejanza lagrangeana aplicada a la dispersión vertical atmosférica de los contaminantes, *Geoacta*, Vol. 12, N° 1, 1984b.
- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E.: El perfil vertical de la concentración de contaminantes en la atmósfera, Pub. N°19, Dpto. Meteorología, FCEyN - UBA, 1984c.
- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E.: Coeficientes de difusión atmosférica en la capa límite convectiva, Pub. N° 29, Dpto. Meteorología, FCEyN - UBA, 1985a.
- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E.: Distribución superficial de contaminantes en una capa límite atmosférica convectiva, Pub. N°30, Dpto. Meteorología, FCEyN, UBA, 1985b.
- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E.: Variación horizontal de la distribución vertical de la concentración de contaminantes en la atmósfera, Pub. N°28, Dpto. Meteorología, FCEyN - UBA, 1985c.
- Mc Collister, G.M. and Wilson, K.R.: Stochastic model for forecasting diurnal maxima and hourly concentrations of air pollutants, *Atm. Env.*, 9, 1975.
- Misra, P.K.: Dispersion of non-buoyant particles inside a convective boundary layer, *Atm. Env.*, 16, 1982.
- Monin, A.S.: Smoke propagation in the surface layer of the atmosphere, *Adv. in Geophys.*, 6, Acad. Press, London, 1959.
- Monin, A.S.: *Weather Forecasting as a Problem in Physics*, The MIT Press, 1972.
- Monin, A.S. and Yaglom, A.M.: *Statistical Fluid Mechanics*, Boston, The MIT Press, 1971.
- Panofsky, H.A.: Matching in the convective planetary boundary layer, *J. Atm. Sci.*, 35, 1978.
- Panofsky, H.A. and Brier, G.W.: *Some applications of statistics*, Pennsylvania State College, 1963.

- Pasquill, F.: Lagrangian similarity and vertical diffusion from a source at ground level, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, Vol.92, 1966.
- Pasquill, F.A.: Prediction of diffusion over an urban area, *Current Practice and Future Prospect Publication*, AP-86, 1970.
- Pasquill, F.A.: *Atmospheric Diffusion*, John Wiley & Sons, Inc. New York, 1974.
- Peterson, J.T.: Distribution of sulfur dioxide over metropolitan St. Louis, as derived by empirical eigenvectors and its relation to meteorological parameters, *Atm. Env.*, 4, 1970.
- Phillips, P. and Panofsky, H.A.: A re-examination of lateral dispersion from continuous sources, *Atm. Env.*, 16, 1982.
- Plate, E.J.: Aerodynamic characteristics of atmospheric boundary layer, 1971 AEC Critical Review Series TID 25465, 1970.
- Prandtl, L.: *Meteorologische Anwendung, der Stromungslehre*, *Beitr. Phys. Atm.*, 19, 1932.
- Reynolds, O.: On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A186, 1894.
- Reynolds, S.D.; Lin, M.K.; Hecht, T.A.; Roth, P.M. and Seinfeld, J.H.: Mathematical modelling of photochemical air pollution, Part. 3, Evaluation of the model, *Atm. Env.*, 8, 1974.
- Slade, D.H. (ed.): *Meteorology and Atomic Energy*, USAEC, 1968.
- Sutton, O.G.: *Micrometeorology*, Mc.Graw-Hill, Inc., New York, 1953.
- Swinbank, W.C.: A dimensional analysis of the constant flux layer, SC-M-68-191, 1968.
- Taylor, G.I.: Diffusion by continuous movements, *Proc. London Math. Soc.*, 20, 1921.
- Tennekes, H.: Free convection in the turbulent Ekman layer of the

- atmosphere, J. Atm. Sci., 27, 1970.
- Tennekes, H. and Lumley, J.L.: A first course in turbulence, MIT Press, Cambridge, Mass., 1972.
- Turner, D.B.: Workbook of Atmospheric Dispersion Estimates, Pub. Health Pub. N°999-AP-26, 1969.
- Venegas, L.E.: Hipótesis de la semejanza lagrangeana aplicada a la difusión de contaminantes en la capa de superficie de una atmósfera diabática, Dpto. Meteorología, FCEyN - UBA, 1981.
- Warner, J. and Telford, J.W.: On measurements from an aircraft of buoyancy and vertical air velocity in cloud, J. Atm. Sci. 19, 1962.
- Warner, J. and Telford, J.W.: Some patterns of convection in the lower atmosphere, J. Atm. Sci., 20, 1963.
- Warner, J. and Telford, J.W.: Convection below cloud base, J. Atm. Sci., 24, 1967.
- Weber, A.H.: Atmospheric turbulence properties in the lowest 300 meters EPA-600/4-75-004, 1975.
- Wieringa, J.: A revaluation of the Kansas mast influence on measurements of stress and cup anemometers overspeeding, Bound. Layer Met., 18, 1980.
- Willis, G.E. and Deardorff, J.W.: A laboratory model of the unstable planetary boundary layer, J. Atm. Sci., Vol.31, 1974.
- Willis, G.E. and Deardorff, J.W.: A laboratory model of diffusion into the convective planetary boundary layer, Quart. J. Roy. Met. Soc., 102, 1976.
- Willis, G.E. and Deardorff, J.W.: A laboratory study of dispersion from an elevated source within a modeled convective planetary boundary layer, Atm. Env., Vol.12, 1978.
- Willis, G.E. and Deardorff, J.W.: A laboratory study of dispersion from a source in the middle of the convectively mixed layer, Atm. Env., Vol.15, 1981.

- Wipperman, F.: Empirical formulae for the universal functions $M_n(u)$ and $N_n(u)$ in the resistance law for a barotropic and diabatic boundary layer, Beitr. Phys. Atm. Vol.45, 1972.
- Wyngaard, J.C.; Coté, O.R. and Izumi, Y.: Local free-convection similarity and the budgets of shear stress and heat flux, J. Atm. Sci., 28, 1971.
- Wyngaard, J.C.; Coté, O.R. and Rao, K.S.: Modeling the atmospheric boundary layer, Adv. in Geoph., Vol. 18A, Acad. Press, 1974.
- Wyngaard, J.C.; Pennell, W.T.; Lenschow, D.H. and LéMone, M.A.: The temperature humidity covariansa budget in the convective boundary layer, J. Atm. Sci, 35, 1978.
- Yaglom, A.M.: Comments on wind and temperature flux-profile relationships, Bound. Layer Met., 11, 1977.
- Yamada, T.: On the similarity functions A, B and C of the Planetary Boundary Layer, J. Atm. Sci., 33, 1976.
- Zeman, O. and Lumley, J.L.: Turbulence and diffusion modeling in buoyancy driven mixed layers, Third Symposium on Atm. Turb. Diff. and Air Quality, Raleigh, N.C., A.M.S., 1976.
- Zierep, J.: Similarity laws and modeling, Maral Dekker, Inc., New York, 1971.
- Zilitinkevich, S.S.: On the determination of the height of the Ekman boundary layer, Bound. Layer Met., 3, 1972.

FE DE ERRATAS

HOJA	REGLON	DONDE DICE	DEBE DECIR
5	ante último	hasta el presenta..	hasta el presente
10	1	nubes de sulafatos	nubes de sulfatos
22	31	estructura de la trubulencia,	estructura de la turbulencia,
28	10	anormalmente estracha	anormalmente estrecha
30	ante último	Reynolds (1984)	Reynolds (1894)
36	4	al estudios de la	al estudio de la
52	31	pero incluye la	pero incluyen la
52	32	con lo cual excluye un	con lo cual excluyen un
62	16	es más altua,	es más alta,
88	16	(Anexo III).	(Anexo II).
79	último	y puede observarse	y pueden observarse
101	ante último	plificadora.	plificadoras.