

UNIVERSIDAD DE SANTANDER

**ESCUELA TECNICA SUPERIOR DE INGENIEROS
DE CAMINOS, CANALES Y PUERTOS**

TESIS DOCTORAL

**"SIMULACION DEL COMPORTAMIENTO TERMICO DE
TABLEROS DE PUENTE Y SU INFLUENCIA
EN EL ESTADO TENSIONAL"**

Presentada por: **PEDRO SERRANO BRAVO**

Dirigida por: **JOAQUIN CRUCES DE ABIA**

Santander, Junio 1985

A MI HIJO DAVID

AGRADECIMIENTOS

Quiero dar las gracias a cuantas personas hayan hecho posible que este trabajo haya llegado a término.

Especialmente al profesor Joaquín Cruces, Director de esta Tesis Doctoral.

A mis padres por los sacrificios de tantos años durante mis estudios.

A los profesores Agustín Ascorbe y Arturo Santamaría por su colaboración.

A Carlos Serrano y Agustín Manrique por los trabajos de delineación y a Joaquín San Román por los de mecanografía.

A Fernando García, por sus aportaciones en los trabajos de diseño gráfico.

I N D I C E

Pág.

DEDICATORIA

AGRADECIMIENTOS

NOTACIONES

CAPITULO I.- BASES TEORICAS

1.1. TRANSMISION DE CALOR.	1.1
1.1.1. Conducción de calor.	1.1
1.1.1.1. Ley de Fourier. Conductividad térmica.	1.1
1.1.1.2. La conducción de calor en una dimensión.	1.9
1.1.1.3. Ecuación de conducción de calor en tres dimensiones.	1.13
1.1.1.4. Propiedades de la ecuación de conducción.	1.17
1.1.1.5. Condiciones iniciales y de contorno.	1.17
1.1.1.6. Propiedades térmicas del hormigón.	1.22
1.1.1.6.1. Conductividad.	1.22
1.1.1.6.2. Difusividad.	1.26
1.1.1.6.3. Coeficiente de dilatación térmico.	1.27
1.1.2. Radiación.	1.31
1.1.2.1. Radiación térmica.	1.31
1.1.2.2. Radiación del cuerpo negro.	1.32
1.1.2.2.1. Absorción, reflexión y transmi sión de la radiación.	1.35
1.1.2.3. Radiación de cuerpos reales.	1.37
1.1.2.4. Radiación solar sobre la superficie terres tre.	1.40
1.1.3. Convección.	1.53

	Pág.
1.1.3.1. Ley de Newton de la convección.	1.53
1.1.3.2. Coeficiente de convección.	1.55
1.1.3.3. Coeficiente de convección entre superficies.	1.59
1.1.3.4. Coeficiente conjunto de radiación-convección.	1.61
1.2. TERMOELASTICIDAD.	1.65
1.2.1. Termoelasticidad tridimensional.	1.65
1.2.1.1. Relaciones tensión-deformación.	1.65
1.2.1.2. Ecuaciones de equilibrio.	1.68
1.2.1.3. Relaciones deformación-desplazamiento.	1.69
1.2.1.4. Relaciones de contorno.	1.70
1.2.1.5. Separación de tensiones debido a temperaturas y a cargas térmicas.	1.72
1.2.1.6. Formulación matemática del problema de termoelasticidad.	1.74
1.2.2. Termoelasticidad bidimensional.	1.76
1.2.2.1. Función de Airy en términos de tensiones.	1.77
REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS	1.80

CAPITULO 2.- ESTADO DEL CONOCIMIENTO

2.1. EVOLUCION HISTORICA DEL ESTUDIO DE LOS EFECTOS TERMICOS EN PUENTES.	2.1
2.2. TRANSMISION DE CALOR EN PUENTES.	2.8
2.3. CALCULO DE LAS TENSIONES TERMICAS A NIVEL SECCION (AUTOTENSION).	2.13
2.3.1. Introducción.	2.13
2.3.2. Gradiente de temperaturas constante.	2.14
2.3.3. Gradiente térmico real.	2.17
2.4. NORMAS EUROPEAS RELATIVAS A EFECTOS TERMICOS EN PUENTES.	2.24
2.4.1. Introducción.	2.24
2.4.2. Gran Bretaña (Norma BS-5400).	2.24
2.4.3. España.	2.29
2.4.4. Francia.	2.31
2.4.5. Alemania.	2.33
2.4.6. Austria.	2.34
REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS.	2.36

CAPITULO 3.- OBJETIVOS

	<u>Pág.</u>
<u>CAPITULO 4.- ANALISIS DE LAS CONDICIONES TERMICAS DE CONTORNO</u>	
4.1. INTRODUCCION.	4.1
4.2. RADIACION SOLAR EN ESPAÑA.	4.4
4.2.1. La red radiométrica.	4.4
4.2.2. Mapas de irradiación.	4.5
4.2.3. Irradiación global diaria.	4.9
4.2.4. Irradiación global horaria.	4.10
4.2.5. Distribución instantánea de la radiación solar.	4.10
4.2.6. Conclusiones relativas a radiación solar.	4.15
4.3. ESTUDIO DE LAS TEMPERATURAS AMBIENTALES.	4.17
4.3.1. Conclusiones relativas a temperaturas ambientales.	4.32
REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS.	4.34

CAPITULO 5.- INFLUENCIA DE LAS ARMADURAS EN LA CONDUCTIVIDAD
DEL HORMIGON

5.1. INTRODUCCION.	5.1
5.2. INFLUENCIA DE LAS ARMADURAS EN REGIMEN PERMANENTE.	5.3
5.3. INFLUENCIA DE LAS ARMADURAS EN REGIMEN TRANSITORIO.	5.6
REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS.	5.12

CAPITULO 6.- CLASIFICACION DE LOS TABLEROS DE PUENTE A EFECTOS
TERMICOS

6.1. INTRODUCCION.	6.1
6.2. TIPOLOGIA ACTUAL.	6.4
6.3. CLASIFICACION DE TABLEROS SEGUN SU COMPORTAMIENTO TERMICO.	6.6
REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS.	6.9

	<u>Pág.</u>
CAPITULO 7.- <u>ESTUDIO DE LAS DIVERSAS VARIABLES QUE INFLUYEN EN EL FENOMENO TERMICO</u>	
7.1. ESTUDIO UNIDIMENSIONAL DEL ESTADO TERMICO DE TABLEROS DE PUENTE.	7.1
7.1.1. Introducción.	7.1
7.1.2. Estudio del estado térmico de diversos tipos de tablero.	7.4
7.1.2.1. Puentes losa.	7.5
7.1.2.2. Puentes de sección cajón.	7.24
7.1.3. Influencia de la conductividad del hormigón en el estado térmico de un puente.	7.39
7.1.4. Curvas de energía.	7.42
7.1.5. Relación entre energía y temperatura eficaz.	7.47
7.1.6. Influencia de la radiación en la energía.	7.50
7.1.7. Influencia de la temperatura.	7.52
7.1.8. Influencia del coeficiente de convección.	7.65
7.1.9. Estudio de la temperatura eficaz.	7.75
7.1.10. Estudio de la dilatación térmica.	7.77
7.1.11. Estudio de la curvatura.	7.80
7.1.12. Estudio del estado de autotensión.	7.84
7.2. ESTUDIO BIDIMENSIONAL DEL ESTADO TERMICO DE TABLERO DE PUENTE.	7.88
7.2.1. Introducción.	7.88
7.2.2. Estado térmico de tableros de puente.	7.90
7.2.3. Evolución de la temperatura en puntos característicos.	7.118
7.3. ANALISIS DE COMPARATIVO.	7.126
7.3.1. Introducción.	7.126
7.3.2. Puente losa.	7.126
7.3.3. Puente de sección cajón.	7.134
REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS.	7.136

	<u>Pág.</u>
CAPITULO 8.- <u>ESTUDIO TENSIONAL DEL FENOMENO TERMICO</u>	
8.1. INTRODUCCION.	8.1
8.2. INFLUENCIA DEL ESTADO TERMICO DE UN TABLERO EN LOS ESTADOS LIMITES ULTIMOS.	8.4
8.2.1. Introducción.	8.4
8.2.2. Influencia del gradiente constante de temperaturas en la respuesta última del puente.	8.6
8.2.3. Influencia de un estado de autotensión debido a cargas térmicas en la respuesta última del puente.	8.14
8.3. INFLUENCIA DEL ESTADO TERMICO DE UN TABLERO EN LOS ESTADOS LIMITES EN SERVICIO.	8.20
8.3.1. Introducción.	8.20
8.3.2. Esfuerzos térmicos en servicios.	8.21
8.4. EJEMPLOS.	8.30
REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS.	8.34

CAPITULO 9.- PROGRAMAS DE ORDENADOR

9.1. DESCRIPCION DEL PROGRAMA DE ORDENADOR BRIDGE.	9.1
9.1.1. Objeto del programa.	9.1
9.1.2. Estudio matemático de la ecuación de calor en una dimensión.	9.2
9.1.2.1. Condición de radiación solar.	9.4
9.1.2.2. Condición de irradiación nocturna.	9.5
9.1.2.3. Condiciones en borde inferior de tablero.	9.6
9.1.2.4. Condiciones entre superficies.	9.7
9.1.3. Descripción de programas y subrutinas.	9.9
9.1.3.1. Programa BRIDGE.	9.11
9.1.3.2. Subrutina RAD.	9.12
9.1.3.3. Subrutina NRAD.	9.12
9.1.3.4. Subrutina TEMP.	9.15
9.1.3.5. Subrutina NTEMP.	9.15
9.1.3.6. Subrutina PROF.	9.15
9.1.3.7. Subrutina MEAN.	9.15
9.1.3.8. Subrutina PROFB.	9.17
9.1.3.9. Subrutina MEANB.	9.17
9.1.3.10. Fichero DATOS.	9.18
9.1.3.11. Fichero RES.BRIDGE.	9.23

	<u>Pág.</u>
9.2. DESCRIPCION DEL PROGRAMA DE ORDENADOR CAL2D.	9.25
9.2.1. Objeto	9.25
9.2.2. Estudio matemático de la ecuación de conducción de calor en dos dimensiones.	9.25
9.2.3. Cálculo de las temperaturas con las matrices G y B.	9.33
9.2.4. Estudio de la radiación solar.	9.36
9.2.5. Conductividad equivalente en la unión de dos medios.	9.37
9.2.6. Estudio de la convección.	9.38
9.2.7. Programa CAL2D.	9.40
9.2.7.1. Introducción.	9.40
9.2.7.2. Programa CAL2D.	9.41
9.2.7.3. Subrutina PRED.	9.43
9.2.7.4. Subrutina ATMOS.	9.43
9.2.7.5. Subrutina TEMPE.	9.43
9.2.7.6. Subrutina RADIA.	9.45
9.2.7.7. Subrutina COLUM.	9.45
9.2.7.8. Subrutina FILAS.	9.45
9.2.7.9. Subrutina PRINT.	9.45
9.2.7.10. Subrutina INPUT.	9.45
9.2.7.11. Subrutina INP1.	9.46
9.2.7.12. Subrutina INP2.	9.46
9.2.7.13. Subrutina INP3.	9.46
9.2.7.14. Fichero D.CAL.	9.46
REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS.	9.51

CAPITULO 10.- CONCLUSIONES

10.1. CONCLUSIONES.	10.1
10.2. SUGERENCIAS.	10.10

ANEJO 1.- Listado del programa BRIDGE.

ANEJO 2.- Listado del programa CAL2D.

ANEJO 3.- Listado de un fichero de datos del programa BRIDGE.
Listado de un fichero de resultados del programa
BRIDGE..

ANEJO 4.- Listado de un fichero de datos del programa CAL2D.
Listado de un fichero de resultados del programa
CAL2D.

NOTACIONES

MAYUSCULAS ROMANAS

A	Area o superficie.
C	Calor específico (J/Kg.K)
E	Energía emitidas. (W/m^2). Módulo de elasticidad (Nw/m^2).
E^0	Energía emitida por el cuerpo negro (W/m^2).
E_λ	Energía emitida por unidad de longitud de onda ($W/m^2.m$).
E_g	Energía emitida por cuerpo gris (W/m^2).
E_λ^0	Energía emitida por el cuerpo negro por unidad de longitud de onda.
G	Centro de gravedad.
K	Grados de temperatura absoluta \equiv Kelvin.
I	Momento de inercia. Intensidad de radiación solar.
I_0	Constante solar = $1353 W/m^2$.
I_N	Radiación solar en la superficie terrestre, normal a los rayos.
I_D	Radiación solar sobre una superficie cualquiera.
I_H	Radiación solar sobre una superficie horizontal.
M	Momento flector.
M_u	Momento flector último.
M_i	Momento flector actuante.
$M^{\Delta T}$	Momento flector hiperestático debido a gradiente térmico.
P	Punto de coordenadas (x,y,z).
Q	Calor (Julios).
R	Radio de curvatura.
S	Superficie (m^2).

T	Temperatura absoluta. (Kelvin). Duración de insolación en horas.
T _c	Temperatura absoluta de cielo. (Kelvin).
T _a	Temperatura del ambiente (°C).
T _m	Temperatura media de un tablero (°C). Temperatura <u>mí</u> ni ma del día (°C).
T _M	Temperatura máxima del día (°C).
T ₀	Oscilación de la temperatura.
T _e	Temperatura eficaz.
U	Corrimiento.
V	Volumen. Velocidad del viento.
V(Z)	Velocidad del viento a la cota Z.
W	Watios.
X	Fuerza másica.
Y	Fuerza másica.
Z	Fuerza másica.
\bar{X}	Fuerzas en el contorno.
\bar{Y}	Fuerzas en el contorno.
\bar{Z}	Fuerzas en el contorno.

MINUSCULAS ROMANAS

b	Ancho de una pieza o viga.
d	Declinación solar. Canto de una pieza.
e	Deformaciones totales. Espesor de la losa.
f	Función
f _{cd}	Resistencia de cálculo del hormigón a compresión.

f_{yd}	Resistencia de cálculo del acero pasivo.
f_{pd}	Resistencia de cálculo del acero activo.
h	Angulo horario. Canto de la pieza.
h_c	Coefficiente de convección.
h_{ss}	Coefficiente de convección entre superficies.
h_{cr}	Coefficiente conjunto de radiación convección.
h_{cs}	Coefficiente de convección en parte superior de tablero.
h_{ci}	Coefficiente de convección en parte inferior de tablero.
i	Notación indicial. Columna de la malla.
j	Notación indicial. Fila de la malla.
k	Conductividad.
l	Longitud (m). Angulo de latitud.
m	Metros. Masa de aire relativo.
n	Normal a la superficie. Altura del centro de gravedad.
q	Densidad de flujo de calor (W/m^2).
\dot{q}	Calor generado por unidad de volumen (W/m^3).
q_c	Densidad de flujo de calor transmitido por convección (W/m^2).
q_r	Densidad de flujo de calor transmitido por radiación (W/m^2).
t	Temperatura en grados centígrados ($^{\circ}C$).
t_a	Temperatura ambiente.
t_s	Temperatura de la superficie.
u	Desplazamiento en eje x.
v	Desplazamiento en eje y.
w	Desplazamiento en eje z.

x	Coordenada
y	Coordenada. Cota.
z	Coordenada.

GRIEGAS

α	Coefficiente de dilatación. Absortividad. Difusividad (m^2/seg). Angulo genérico.
β	Altitud solar. Angulo genérico.
γ	Acimut. Ponderación de la carga.
γ_f	Coefficientes de seguridad (Código Modelo).
ϵ	Emisividad. Deformación unitaria.
ϵ_λ	Emisividad monocromática.
ϵ_g	Emisividad del cuerpo gris.
ϵ'	Deformación unitaria térmica.
ϵ''	Deformación unitaria elástica.
ϵ_G	Deformación geométrica.
ϵ_T	Deformación unitaria térmica.
ϵ_σ	Deformación unitaria elástica.
ϵ_c	Deformación unitaria del hormigón.
ϵ_{cl}	Deformación de rotura del hormigón por compresión centrada.
ϵ_{cu}	Deformación de rotura por flexión del hormigón.
θ	Angulo entre vertical de lugar y la superficie. Angulo genérico. Giro de la sección.
ϕ	Flujo de calor (W).
ψ	Angulo cenital solar. Función de Airy.

- λ Longitud de onda (m).
- μ Micra.
- ρ Densidad. Reflectividad.
- σ Constante de Stefan Boltzman ($\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$).
Tensión.
- τ Transmitividad. Tiempo (segundos). Coeficiente de
transmisión por unidad de masa de aire.
- χ Curvatura.

CAPITULO I

BASES TEORICAS

To climb steep hills requires
a slow pace at first.

Shakespeare.

1.1: TRANSMISION DE CALOR

1.1.1. CONDUCCION

1.1.1.1. LEY DE FOURIER. CONDUCTIVIDAD TERMICA

La conducción es un proceso en el cual existe un flujo de calor de un punto que posee una determinada temperatura hacia otro de temperatura inferior a través de un medio (sólido, líquido o gaseoso), o entre diferentes medios en contacto físico directo. En el flujo de calor por conducción, la energía es transmitida por contacto molecular directo sin desplazamiento apreciable de las moléculas.

La conducción es el único mecanismo en el que puede haber flujo de calor en sólidos opacos. Es también importante en flui

dos, pero en medios no sólidos está combinada con la convección y en algunos casos también con la radiación.

La relación básica para la transferencia de calor por conducción, fue propuesta por Fourier en 1822 "Theorie analytique de la chaleur". Estableció, basado en operaciones experimentales, que el flujo de calor por conducción en un material, es proporcional al área normal a la dirección del flujo de calor y al gradiente de temperaturas en esa dirección.

$$\phi_x = -k S \frac{dt}{dx} \quad (1.1)$$

cuyas condiciones corresponderán al caso ideal de tener una placa delgada de material conductor cuyas caras se encuentran a diferentes temperaturas próximas entre sí y cuya superficie es muy grande comparada con su espesor (problema unidimensional) y una vez establecido el régimen permanente. El coeficiente de proporcionalidad que aparece es la conductividad térmica.

Dicho coeficiente no es constante en general, sino que depende de muchos factores, en especial:

- a) De la temperatura: $k = k(t)$. Para intervalos no muy grandes de temperatura se puede suponer constante o bien aproximada mediante una función lineal $k = k_0(1+at)$ donde $a \ll 1$ y negativa en la mayoría de los materiales sólidos. Esta dependencia de la temperatura, si es apreciable, puede tener imn

portancia por su influencia en las propiedades de la solución de la ecuación de conducción.

- b) Del punto $k = k(P)$. En estos casos se dice que el medio es heterogéneo. En caso contrario, homogéneo.
- c) De la dirección de propagación: $k = k(\vec{e})$. En estos casos se dice que el medio es anisótropo. Es el caso de los cristales y materiales laminados o sometidos a estados tensionales no uniformes.
- d) Del tiempo, debido a procesos que modifiquen las características del medio y que puedan influir en su capacidad de transmisión del calor. Modificaciones cristalinas, cambios de fase, envejecimiento, etc.

La generalización de la Ley de Fourier a un medio cualquiera y su formulación tensorial puede hacerse razonablemente en varias etapas.

a) Forma vectorial de la ley de Fourier

Para pasar de la fórmula de Fourier a una expresión diferencial es preciso hacer una hipótesis fundamental para la Teoría Matemática de la Conducción del calor: "El flujo térmico que atraviesa una superficie isoterma por unidad de área en un punto es igual a:

$$-k \frac{\partial t}{\partial n} \quad (1.2)$$

Intuitivamente correspondería a la aplicación de la Fórmula de Fourier a una placa de espesor infinitesimal situada sobre la isoterma. Según la definición de densidad escalar de flujo en una dirección correspondería a q_n :

$$q_n = -k \frac{\partial t}{\partial n}$$

En cualquier otra dirección \vec{e}

$$q_e = \vec{q} \cdot \vec{e} = |\vec{q}| \cdot |\vec{e}| \cdot \cos \theta = q_n \cos \theta = -k \frac{\partial t}{\partial n} \cos \theta = k (\text{grad } t \cdot \vec{e}) \quad (1.3)$$

Como la ecuación (1.3) debe verificarse cualquiera que sea \vec{e}

$$\vec{q} = -k \text{ grad } t \quad (1.4)$$

que se conoce como ecuación vectorial de la ley de Fourier. En un sistema cartesiano ortonormal la ecuación (1.4) se expresará mediante las tres ecuaciones escalares:

$$q_x = -k \frac{\partial t}{\partial x} ; \quad q_y = -k \frac{\partial t}{\partial y} ; \quad q_z = -k \frac{\partial t}{\partial z} \quad (1.5)$$

b) Formulación tensorial. Medios anisótropos

Muchos medios de gran importancia práctica son anisótropos. Al ser la conductividad distinta según las direcciones, el vector densidad de flujo no es normal a la superficie isoterma.

La hipótesis fundamental más simple en este caso, generalización de las ecuaciones (1.5), es que cada componente del vector densidad de flujo sea función lineal de cada una de las componentes del gradiente de temperaturas. En un sistema cartesiano ortonormal.

$$q_x = -k_{xx} \frac{\partial t}{\partial x} - k_{xy} \frac{\partial t}{\partial y} - k_{xz} \frac{\partial t}{\partial z}$$

$$q_y = -k_{yx} \frac{\partial t}{\partial x} - k_{yy} \frac{\partial t}{\partial y} - k_{yz} \frac{\partial t}{\partial z} \quad (1.6)$$

$$q_z = -k_{zx} \frac{\partial t}{\partial x} - k_{zy} \frac{\partial t}{\partial y} - k_{zz} \frac{\partial t}{\partial z}$$

que con la notación indicial habitual en cálculo tensorial quedaría:

$$q_i = -k_{ij} \frac{\partial t}{\partial x_j} \quad (1.7)$$

donde k_{ij} son las componentes de un tensor de segundo orden que representa la conductividad térmica del medio. Desde un punto de vista algebraico sería un tensor euclídeo de segun-

do orden. La ecuación (1.7) expresa que el vector densidad de corriente es igual y de signo contrario al producto contraído del tensor de conductividad por el gradiente de temperaturas. Expresado con carácter intrínseco, válido en cualquier sistema de referencia, cartesiano o de coordenadas curvilíneas:

$$\vec{q} = -\kappa \otimes \text{grad } t \quad (1.8)$$

De la propia hipótesis fundamental se deduce que la conductividad en direcciones opuestas es la misma. Si se sustituye las componentes del gradiente de temperatura por sus opuestas las componentes de \vec{q} resultarían cambiadas de signo. En cristales con centro de simetría este resultado es consecuencia de la simetría. En las 11 clases que no tienen centro la forma de las ecuaciones (1.6) debe entenderse justificada experimentalmente. Se ha demostrado que la diferencia, si existe, es pequeña.

Por otra parte, el tensor de conductividad es simétrico. En el caso de cristales, no es posible obtener, mediante la ecuación termodinámica clásica, una prueba general de dicha simetría. A mediados de siglo, no obstante, se ha logrado probar basándose en el principio de reversibilidad microscópica de Onsager. Es preciso señalar que los coeficientes del tensor de conductividad intervienen en la ecuación de conducción en la forma $(R_{ij} + R_{ji})$ por lo que su simetría solo afectaría a la dirección del vector densidad de flujo, pero no a la solución de la ecuación.

Dada esta simetría, es posible encontrar en cada punto tres direcciones llamadas principales, respecto a las cuales las componentes del tensor de conductividad adoptaría una forma diagonal:

$$\mathcal{K} = \begin{vmatrix} k_x & 0 & 0 \\ 0 & k_y & 0 \\ 0 & 0 & k_z \end{vmatrix} \quad (1.9.a)$$

Los valores de la diagonal, denominados conductividades principales, serían los autovalores de la matriz $\|k_{ij}\|$ de (1.7) y las direcciones principales sus autovectores asociados. La obtención de las mismas se reduce a la diagonalización por semejanza ortogonal de una matriz simétrica. Consecuencia de ello es que las tres direcciones principales deben ser a su vez ortogonales.

Si el medio es isótropo las conductividades en todas direcciones son iguales por lo que la expresión (1.8) se reduciría a:

$$\mathcal{K} = \begin{vmatrix} k & 0 & 0 \\ 0 & k & 0 \\ 0 & 0 & k \end{vmatrix} \quad (1.9.b)$$

La ley de Fourier quedaría en este caso en un sistema ortonormal.

$$\left. \begin{aligned} q_x &= -k \frac{\partial t}{\partial x} \\ q_y &= -k \frac{\partial t}{\partial y} \\ q_z &= -k \frac{\partial t}{\partial z} \end{aligned} \right\} \vec{q} = -k \text{ grad } t \quad (1.10)$$

expresión en la que k vendría expresado por un escalar. No obstante, desde un punto de vista algebraico, es un tensor euclídeo de segundo orden. De hecho la expresión (1.9) puede interpretarse como

$$\mathcal{K} = k I \quad (1.11)$$

diendo I la matriz idéntica: $k_{ij} = k \delta_{ij}$. Dado que en base ortogonal normal las componentes del tensor métrico fundamental del espacio son las δ_{ij} , en un medio isótropo el tensor de conductividad es proporcional al tensor métrico fundamental

$$\mathcal{K} = k \mathcal{G} \quad (1.12)$$

expresión válida en cualquier sistema de referencia.

Las conductividades térmicas de los materiales utilizados en ingeniería, a presión atmosférica, oscilan entre 10^{-2} W/mk para los gases, a $5 \cdot 10^{-1}$ para los líquidos, y $5 \cdot 10^2$ para el cobre. Existen en la literatura científica gran número de ta-

blas y figuras con valores de la conductividad de muy diversos materiales. A título de ejemplo se recomienda consultar en la Bibliografía. Carslaw y Jaeger (8) , Necati (27) , Kreith (20), McAdams (25) y Wong (37).

Al final del presente capítulo se hace un estudio de las propiedades térmicas del material básico en construcción: el hormigón.

1.1.1.2. LA CONDUCCION DE CALOR EN UNA DIMENSION

El problema de conducción de calor en una dimensión puede esquematizarse mediante una barra que supondremos de sección , S , con una conductividad térmica, k , calor específico, C y densidad ρ . Tomando un origen O sobre la misma para definir los puntos de la barra, suponiendo que su superficie es adiabática y en cada punto se está generando una cantidad de calor por unidad de volumen y de tiempo, que representamos por \dot{q} , el problema se traduce en obtener una función de x y del tiempo que defina la temperatura en cada punto de la barra y en cada instante de tiempo: $t(x, \tau)$.

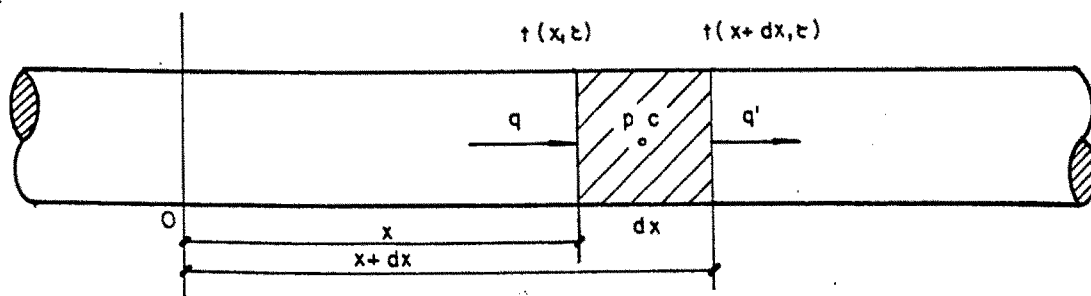


Figura 1.1.

Para obtenerla aplicaremos el primer principio de la Termodinámica o de la conservación de la energía, al volumen contenido entre dos secciones normales separadas una distancia muy pequeña, dx .

El flujo de calor que entre en el elemento de volumen por conducción será:

$$\phi_x = q(x)S - q'(x)S = \{q(x) - q(x + dx)\}S \quad (1.13)$$

desarrollando en serie la función q y tomando sólo el primer término

$$\phi_x = \{q(x) - \{q(x) + \frac{dq}{dx} dx\}\}S = - \frac{dq}{dx} S dx \quad (1.14)$$

aplicando la ley de Fourier

$$\phi_x = \left(\frac{\partial Q}{\partial \tau}\right)_x = -\frac{d}{dx}\left\{-k \frac{\partial t}{\partial x}\right\}S dx = kS \frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2} dx \quad (1.15)$$

En un tiempo $d\tau$ el calor que entra por conducción será

$$dQ_1 = \phi_x \cdot d\tau = k \cdot S \frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2} dx \cdot d\tau \quad (1.16)$$

La cantidad de calor generada en su interior en un tiempo $d\tau$

$$dQ_2 = \dot{q} \cdot dV d\tau = \dot{q} \cdot S \cdot dx \cdot d\tau \quad (1.17)$$

La energía almacenada en el mismo tiempo al subir la temperatura de $t(x, \tau)$ a $t(x, \tau + d\tau)$ será:

$$dQ_3 = \rho \cdot C \cdot dV \, dt = \rho \cdot C \cdot S \cdot dx \, dt \quad (1.18)$$

Estableciendo el balance de energía llegamos a que: (1.16) + (1.17) = (1.18)

$$k \cdot S \frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2} dx \cdot d\tau + \dot{q} \cdot S \cdot dx \cdot d\tau = \rho \cdot C \cdot S \cdot dx \cdot d$$

Que simplificada se puede escribir como

$$\frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2} + \frac{\dot{q}}{k} = \frac{\rho \cdot C}{k} \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} \quad (1.19)$$

que representa la ecuación de conducción en una dimensión. En ella podemos observar que la derivación con respecto a la variable espacial es de segundo orden, mientras que respecto al tiempo es de primer orden. Esta segunda característica tiene una trascendencia física importante, ya que nos indica que la ecuación no es invariante respecto a una inversión en el tiempo. Es decir, si sustituimos τ por $-\tau$, no obtenemos la misma ecuación. Ello nos indica un sentido en el proceso de conducción que es conforme a la experiencia. Esta característica distingue las propiedades de las soluciones de esta ecuación de otro grupo de ecuaciones análogas en que la derivada con respecto al tiempo es de segundo orden, la ecuación de ondas cuyas soluciones tienen propiedades completamente distintas a las que nos ocupan.

El inverso del coeficiente que aparece en el segundo miembro se denomina difusividad térmica y lo representamos por:

$$\alpha = \frac{k}{\rho C} \quad (1.20)$$

Depende exclusivamente de las características del material de que esté hecha la barra y representa la capacidad del material para disipar cualquier aumento de temperatura que se produzca en su interior. De su definición se ve fácilmente que es el cociente entre la conductividad térmica, que representa la capacidad de transmisión de energía térmica del sólido, y el calor específico por unidad de volumen, que representa su capacidad de almacenamiento de calor.

En la tabla adjunta se indican valores de difusividad de algunos materiales.

TABLA 1.1

Difusividad térmica de algunos materiales

MATERIAL	TEMPERATURA °C	$\alpha \times 10^6$ [m ² /seg.]
Aluminio	0	85,7
Cobre	0	114,1
Oro	20	120,8
Hierro (c ≈ 4%)	20	17,0
Mercurio	0	4,44
Asbesto	0	0,258
Ladrillo refractario	200	0,52
Vidrio	-	0,60
Agua	0	0,129
Hormigón	-	0,4÷1,2

La solución concreta de la ecuación diferencial de la conducción de calor, para cada problema, vendrá determinada por las condiciones de contorno (para $x = a$, $x = a+L$) y por sus condiciones iniciales ($t(x,0) = f(x)$: $a \leq x \leq a+L$), según sabemos de la teoría de ecuaciones diferenciales.

En esta forma simplificada de la ecuación del calor vemos ya pues claramente los principales elementos que van a intervenir en los procesos de transmisión de calor por conducción. Para obtener la ecuación en tres dimensiones es preciso generalizar los conceptos y definiciones básicas utilizados en este apartado, con la herramienta que nos proporciona la teoría de Campos.

1.1.1.3. ECUACION DE CONDUCCION DEL CALOR EN TRES DIMENSIONES

Aplicando el teorema de conservación de la energía a una superficie cerrada S , el flujo de calor que sale de la misma será:

$$\phi = \frac{dQ_1}{d\tau} = \iint_S \vec{q} \cdot d\vec{S} = \iint_S \vec{q} \cdot \vec{n} \cdot dS \quad (1.21)$$

donde \vec{n} es la normal exterior. Esta cantidad de calor deberá ser igual al generado en su interior menos el acumulado por elevación de la temperatura, por unidad de tiempo

$$\frac{dQ_2}{d\tau} = \iiint_V \dot{q} \, dV - \iiint_V \rho c \frac{\partial t}{\partial \tau} \, dV \quad (1.22)$$

Igualando ambas expresiones y aplicando el teorema de la divergencia al primero

$$\begin{aligned} \iint_S \vec{q} \cdot \vec{n} \cdot dS &= \iiint_V (\dot{q} - \rho C \frac{\partial t}{\partial \tau}) dV = \iiint_V \operatorname{div} \vec{q} dV \\ \iiint_V (\operatorname{div} \vec{q} - \dot{q} + \rho C \frac{\partial t}{\partial \tau}) dV &= 0 \end{aligned} \quad (1.23)$$

Como esta ecuación se debe cumplir cualquiera que sea la superficie S elegida, el integrando deberá ser idénticamente nulo

$$\operatorname{div} \vec{q} - \dot{q} + \rho C \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0 \quad (1.24)$$

aplicando la ley de Fourier (1.8)

$$\operatorname{div}(-K \otimes \operatorname{grad} t) - \dot{q} + \rho C \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0 \quad (1.25)$$

Ecuación general de la conducción de calor.

Casos particulares:

a) Si el medio es homogéneo e isótropo

Por ser isótropo $\vec{q} = -k \operatorname{grad} t$ por lo que (1.25) quedará:

$$\operatorname{div}(-k \operatorname{grad} t) - \dot{q} + \rho C \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0 \quad (1.26)$$

y por ser homogéneo k es constante por lo que

$$-k \operatorname{div}(\vec{\operatorname{grad}} t) - \dot{q} + \rho C \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$$

y

$$\Delta t + \frac{\dot{q}}{k} = \frac{\rho C}{k} \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (1.27)$$

denominado clásicamente ecuación del calor o ecuación de difusión. En el primer miembro aparece Δt , laplaciano del campo de temperaturas, que da su carácter a este tipo de ecuaciones, denominadas ecuaciones de tipo elíptico, debido a su forma canónica.

Si el régimen es permanente o estacionario

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$$

y queda

$$\Delta t + \frac{\dot{q}}{k} = 0 \quad (1.28)$$

denominada ecuación de Poisson. Caso particular suyo es cuando no hay generación de calor y

$$\Delta t = 0 \quad (1.29)$$

Ecuación de Laplace, ecuaciones clásicas de la teoría del potencial.

b) Si el medio es anisótropo pero homogéneo

En este caso podemos considerar k como constante. Si utilizamos un sistema cartesiano ortonormal.

$$-\text{div}(k_{ij} \frac{\partial t}{\partial x_j} \vec{e}_i) - \dot{q} + \rho C \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$$

(1.30)

$$k_{ij} \frac{\partial^2 t}{\partial x_i \partial x_j} + \dot{q} = \rho C \frac{\partial t}{\partial \tau}$$

En este caso mediante un cambio de los ejes puede reducirse a la ecuación canónica en que los coeficientes de las derivadas cruzadas sean nulos y los restantes unidad, reduciéndose al caso anterior (medio isótropo correspondiente).

NOTA:

En todas las ecuaciones anteriores, el calor específico como se sabe depende del proceso de calentamiento. En el caso de los sólidos su variación es escasa y debe utilizarse C_p , calor específico a presión constante. En caso de que las dilataciones térmicas estén restringidas en la aplicación del primer principio habría que añadir el trabajo de las fuerzas de dilatación así como cualquier variación energética que tenga lugar en el seno del medio.

1.1.1.4. PROPIEDADES DE LA ECUACION DE CONDUCCION

En general, la mayoría de los casos en los que es posible obtener soluciones analíticas de la ecuación del calor suponen que los diferentes coeficientes que aparecen en la misma son constantes, es decir, no dependen ni del punto ni de la temperatura. Cuando existe dependencia del punto, las dificultades, en principio, no son graves ya que no afectan a la esencia de la ecuación, y hay algunos casos resueltos para leyes simples de variación como sólidos compuestos.

En caso de que las propiedades térmicas dependan a su vez de la temperatura el problema es más complicado, ya que la ecuación deja de ser lineal. Existen unos pocos casos de soluciones con variación lenta de temperatura, pero en general los métodos numéricos resultan más adecuados para abordar tales problemas.

Algunos de estos casos resueltos pueden encontrarse en la bibliografía.

1.1.1.5. CONDICIONES INICIALES Y DE CONTORNO

La ecuación de conducción es una ecuación en derivadas parciales que depende de tres variables espaciales (simétrica respecto a ellas en un sistema cartesiano) y una variable temporal cuyo papel en la ecuación es claramente diferente a las anteriores.

La solución de un problema concreto, correspondiente a la ecuación, necesita precisar las condiciones de contorno de dicho problema. Desde el punto de vista matemático al ser una ecuación de cuatro variables, dicha condición deberá representarse en un espacio de cuatro dimensiones. No obstante, es más usual hablar de condiciones de contorno correspondientes a la variable espacial y condiciones iniciales correspondientes a la temporal. Sería la condición de contorno correspondiente a la cuarta variable.

Se supondrá que la solución de la ecuación es continua respecto a las cuatro variables y diferenciable de segundo orden respecto a las variables espaciales y de primer orden respecto al tiempo. Se excluyen la superficie del sólido y el instante inicial.

a) Condiciones iniciales

Se suponen dada la temperatura en todos los puntos del sólido en un instante dado que se supondrá origen de tiempos. Si la función dada es continua, la solución del problema deberá tender al valor dado cuando t tiende a cero.

$$t(\tau=0) = f(x,y,z) \quad (1.31)$$

la solución deberá cumplir:

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} t(x,y,z;\tau) = f(x,y,z) \quad (1.32)$$

Si la distribución inicial de temperaturas es discontinua dichas discontinuidades desaparecen en poco tiempo, y en este caso nuestra solución debe converger hacia los valores iniciales en aquellos puntos en que sea continua.

b) Condiciones de contorno

Desde un punto de vista físico corresponden a las diferentes formas de transmisión de calor, en nuestro caso, entre un sólido y lo que le rodea (vacío, fluidos, otros sólidos, etc.).

Desde el punto de vista matemático se suelen concretar en tres tipos fundamentales que se describen a continuación:

b.1. Condición de Dirichlet.

Consistiría en fijar en cada instante de tiempo el valor de la temperatura en todos los puntos de la superficie del sólido

$$t(x,y,z;\tau) = f(x,y,z;\tau) \quad \forall P \in S; \quad \forall \tau \in T \quad (1.33)$$

b.2. Condición de Neumann.

El flujo de calor a través de la superficie que limita el sólido es fijado para cada punto de dicha superficie y en todo instante. Matemáticamente, dicha condición se traduce en deteru

minar la derivada del campo de temperaturas con respecto a la normal. En un medio isótropo, el flujo a través de un elemento diferencial de superficie sería:

$$d\phi = \vec{q} \cdot d\vec{S} = \vec{q} \cdot \vec{n} \cdot dS = -\text{grad } t \cdot \vec{n} \cdot dS = -\frac{\partial t}{\partial n} dS \quad (1.34)$$

Dicha expresión muestra la relación existente, para este tipo de condición de contorno, entre el concepto físico y el matemático. Desde este punto de vista la condición de contorno quedaría definida por:

$$-\frac{\partial t}{\partial n} = f(x, y, z; \tau) \quad \forall P \in S; \quad \forall \tau \in T \quad (1.35)$$

Un caso particular de esta condición sería cuando dicho flujo es nulo en todo instante, caso correspondiente a una superficie adiabática, o aislada térmicamente.

b.3. Condición de Fourier.

En este caso no se fija ni la temperatura ni su derivada según la normal, sino que establece una relación entre ambas que verifiquen un condición determinada

$$\frac{\partial t}{\partial n} + at = b \quad P \in S; \quad t \in T \quad (1.36)$$

donde a es una función arbitraria del punto P no negativa ni idénticamente nula.

b.4. Otros tipos de condiciones de contorno.

Además de estos tres tipos de condiciones de contorno clásicas en funciones armónicas y teoría del potencial en la práctica pueden encontrarse otras condiciones que no admiten su inclusión en ninguno de los tres tipos, fundamentalmente las debidas a condiciones no lineales. Casos típicos son las condiciones debidas a la radiación y convección natural en que la temperatura entra en forma de potencias superiores a la unidad. En el caso de la radiación, la cuarta potencia.

b.5. Sólidos compuestos.

Un caso de heterogeneidad de gran interés práctico consiste en un sólido compuesto por varios sólidos homogéneos en contacto entre sí. En este caso el problema se descompone en tantos problemas como sólidos simples existan. Las condiciones de contorno en las superficies de separación corresponderán a la imposición de que el flujo sea continuo a través de la superficie

$$k_1 \frac{\partial t_1}{\partial n} = k_2 \frac{\partial t_2}{\partial n} \quad P \in S \quad (1.37)$$

asímismo podemos suponer que la temperatura sea la misma en los dos medios. Esto sólo es válido en el caso de que la unión sea suficientemente íntima entre los dos medios como el caso de la soldadura

$$t_1 = t_2 \quad P \in S \quad (1.38)$$

En caso contrario la condición a imponer será del tipo de convección con una relación lineal de la diferencia de temperaturas.

$$-k_1 \frac{\partial t_1}{\partial n} = h(t_1 - t_2) \quad (1.39)$$

Esta situación se da en muy pocas ocasiones, como por ejemplo, cuando entre ambos cuerpos existe un fluido de un espesor muy pequeño, como es el caso de lubricante en piezas de motores.

El desarrollo de los puntos anteriores puede encontrarse entre otras en las referencias (1), (8), (14), (19), (26), (27).

1.1.1.6. PROPIEDADES TERMICAS DEL HORMIGON

1.1.1.6.1. Conductividad

Por la propia concepción del material hormigón, como suma o aglomerado de componentes muy diversas (áridos, agua, cemento), sus propiedades físicas variarán fundamentalmente con estos materiales.

El agua tiene unas propiedades físicas que podemos considerar constantes en las condiciones normales, y el cemento uti

lizado habitualmente en Ingeniería Civil, también podemos considerar que poseen propiedades físicas relativamente constantes. Sin embargo, los áridos tienen muy diferentes propiedades dependiendo de su composición, así por ejemplo según Neville (28) la conductividad del hormigón puede oscilar entre 1,38 W/mK con áridos de barita y con dolomías 3,68 W/mK.

Se puede tomar como valor medio de conductividad en hormigón el valor 1,4 W/mK. Diversos autores como Hunt y Cooke (18) dan el valor $k = 1,38$ W/mK, Mary Emerson (15) indica 1,4 W/mK, Kreith (20) indica que la conductividad puede oscilar entre 0,93 W/mK y 1,2 W/mK.

Variación de la conductividad con el contenido de agua

Para un hormigón dado, esta es la principal fuente de variación de su conductividad. El contenido de agua en un hormigón en un instante dado depende esencialmente de su historia (dosificación inicial, edad y condiciones de conservación, condiciones ambientales).

Es difícil generalmente conocer cuál es la humedad del hormigón en condiciones habituales, no obstante según Loudon y Stacy (23) se sugiere, que para el hormigón protegido de las inclemencias climatológicas se tome un valor de la humedad del 2,5% y para hormigón expuesto, se tome un valor del 5%.

La curva de conductividad del hormigón con relación a la humedad, según Baron y Sauterey (3) se muestra en la figura 1.2.

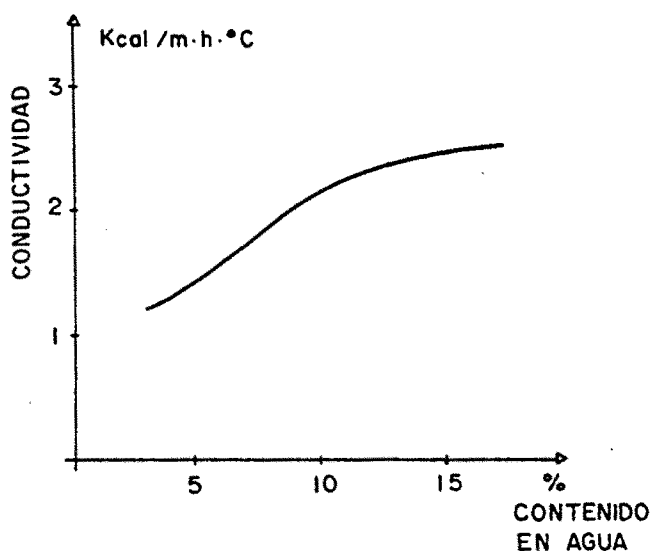


Figura 1.2.

Variación de la conductividad con la temperatura

La conductividad térmica ha sido determinada por Marechal (24) en régimen cuasi-estacionario, (con muy pequeño gradiente térmico) para cada temperatura y una vez establecido, en todos los casos el equilibrio higrométrico con el ambiente. La curva representativa de la figura 1.3, permite examinar el fenómeno.

Se observa la gran dependencia de la conductividad con respecto al contenido en agua, ya que la curva se ha experimentado suficientemente lenta para permitir la deshidratación debido a la temperatura y, por tanto, en caso de enfriamiento,

no sigue la curva sino rectas sensiblemente horizontales. Igualmente se observa el cambio de pendiente entre 50°C y 60°C debido a que a partir de esa temperatura el agua liberada tiene una mayor energía de enlace y por tanto, se elimina en mucha menor cantidad.

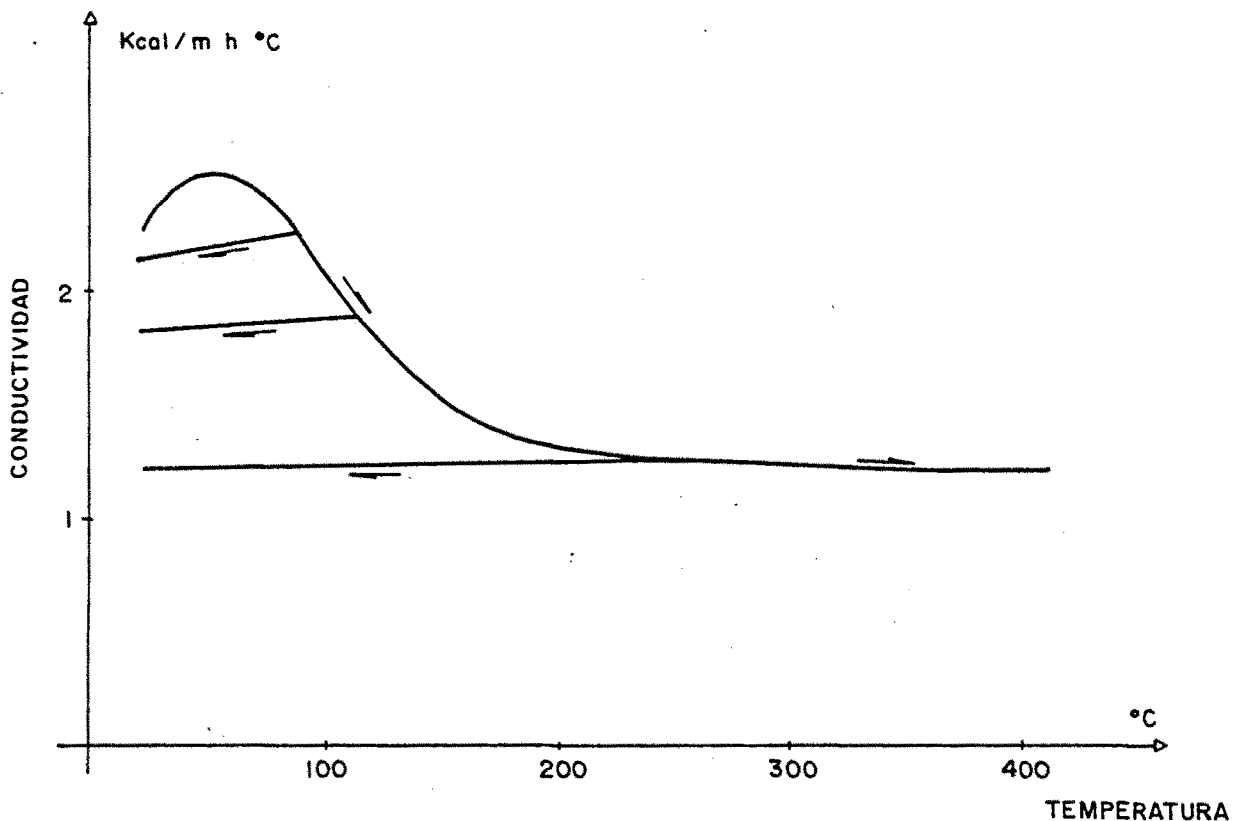


Figura 1.3.

Esta dependencia de la conductividad del hormigón con respecto al agua y a la temperatura, hace que la determinación experimental de la conductividad sea un proceso complicado, y dependiente de la aplicación posterior que se de a ese valor de la conductividad, puesto que, si es para aplicarlo a casos estacionarios, se deberá obtener a la temperatura o temperaturas

de las posteriores aplicaciones, y si es para un caso de estudios en régimen variable se deberá determinar la conductividad por métodos en régimen variable (Carslow y Jaeger, pág. 26). (8).

1.1.1.6.2. Difusividad

Representa la capacidad del material para disipar cualquier aumento de la temperatura que se produzca en su interior, y se relaciona con la conductividad mediante la expresión

$$\alpha = \frac{k}{\rho C} \quad (1.40)$$

ρ = densidad

C = calor específico

En esta expresión el calor específico varía poco con el carácter mineralógico de los áridos, pero sí que varía con la humedad y por tanto con la temperatura. En hormigones normales oscila, según Neville (28), entre 840 J/Kg.k y 1.170 J/Kg.k.

La densidad en hormigones de construcción normales es relativamente constante y vale $\rho = 2.400 \text{ kgm/m}^3$.

Esto supone una variación en la difusividad entre $4 \cdot 10^{-7}$ $m^2/seg.$ y $1,2 \cdot 10^{-6} m^2/seg.$ con un valor medio de $5,5 \cdot 10^{-7} m^2/seg.$ (figura 1.4.)

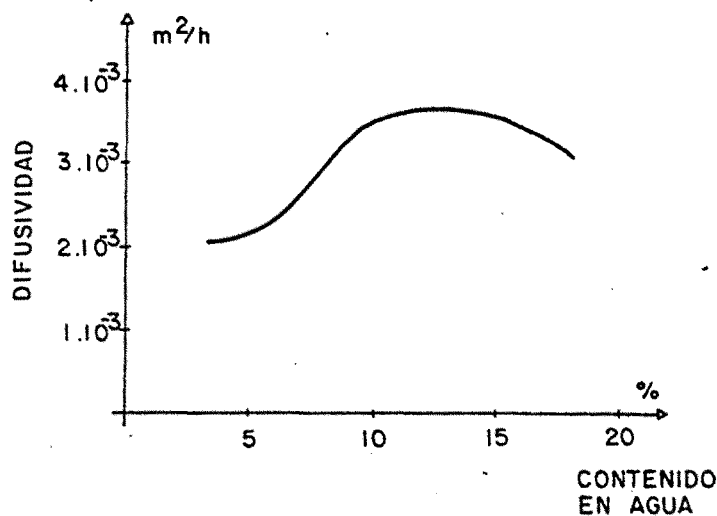


Figura 1.4.

1.1.1.6.3. Coefficiente de dilatación térmica

Al igual que las demás propiedades físicas del hormigón su coeficiente de dilatación térmica oscila con sus componentes y con las condiciones ambientales.

En las figura 1.5 de Colleparidi (9) y en la 1.6 de Neville (28) se observa la dependencia del tipo y cantidad de arena y áridos gruesos sobre el coeficiente de dilatación térmica.

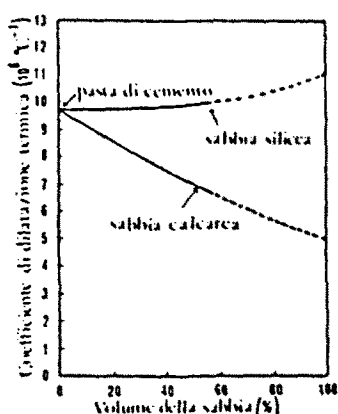


Fig. 10.61 - Influenza del tipo e della quantità di sabbia sul coefficiente di dilatazione termica di una malta (162).

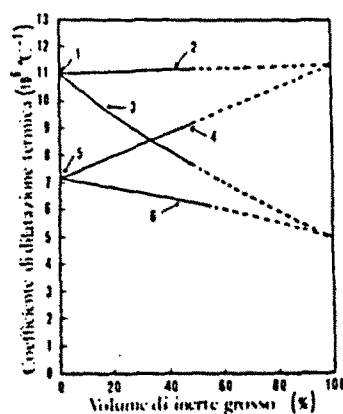


Fig. 10.62 - Influenza del tipo e della quantità di inerte grosso sul coefficiente di dilatazione termica di un calcestruzzo (162).

1, malta silicea; 2, malta silicea + inerte grosso siliceo; 3, malta silicea + inerte grosso calcareo; 4, malta calcarea + inerte grosso siliceo; 5, malta calcarea; 6, malta calcarea + inerte grosso calcareo.

Figura 1.5

Table 7.14: Coefficient of Thermal Expansion of 1:6 Concretes made with Different Aggregates^{7,55}

Type of aggregate	Linear coefficient of thermal expansion					
	Air-cured concrete		Water-cured concrete		Air-cured and wetted concrete	
	10 ⁻⁶ per °C	10 ⁻⁶ per °F	10 ⁻⁶ per °C	10 ⁻⁶ per °F	10 ⁻⁶ per °C	10 ⁻⁶ per °F
Gravel	13.1	7.3	12.2	6.8	11.7	6.5
Granite	9.5	5.3	8.6	4.8	7.7	4.3
Quartzite	12.8	7.1	12.2	6.8	11.7	6.5
Dolerite	9.5	5.3	8.5	4.7	7.9	4.4
Sandstone	11.7	6.5	10.1	5.6	8.6	4.8
Limestone	7.4	4.1	6.1	3.4	5.9	3.3
Portland stone	7.4	4.1	6.1	3.4	6.5	3.6
Blast-furnace slag	10.6	5.9	9.2	5.1	8.8	4.9
Foamed slag	12.1	6.7	9.2	5.1	8.5	4.7

Figura 1.6

En España el coeficiente de dilatación térmica lo fija la Instrucción:

-Instrucción EH-82 (10) (Artículo 26.11):

"El coeficiente de dilatación térmica del hormigón armado se tomará igual a 10^{-5} ".

-Instrucción EP-77 (11) (Artículo 35.11):

"El coeficiente de dilatación térmica del hormigón armado se tomará igual a 10^{-5} ".

-En ambos casos los comentarios de la Instrucción a dichos artículos indica:

"Los ensayos han demostrado que este coeficiente puede variar en una proporción relativamente elevada (del orden del ± 30 por 100). Dicho coeficiente depende de la naturaleza del cemento, de la de los áridos, de la dosificación, de la hidrometría y de las dimensiones de las secciones.

Por lo que respecta los áridos, los valores más bajos se obtienen con áridos calizos y los más elevados con áridos silíceos".

-Instrucciones relativas a las acciones a considerar en el proyecto de puentes de carretera y ferrocarril (30) (31) en sus artículos 4.3.3 referido a acciones térmicas indica:

"Los efectos de los cambios de temperatura se deducirán a partir de los criterios que se dan más adelante, considerando para el coeficiente de dilatación lineal los siguientes valores:

Elementos de hormigón: 10^{-5}

Elementos de acero : $1,2 \cdot 10^{-5}$

En los comentarios a este artículo, ambas Instrucciones apostillan:

"El coeficiente 10^{-5} es aplicable a elementos estructurales de hormigón armado o pretensado en conjunto, sin que sea necesario tomar $1,2 \cdot 10^{-5}$ para las armaduras".

-El Model Code en su versión española y en el artículo 2.5.5 del volumen II indica (12):

"El coeficiente de dilatación térmica del hormigón debe tomarse igual a $10 \cdot 10^{-6}$ por grado centígrado".

No hace comentarios al artículo.

1.1.2. RADIACION

1.1.2.1. RADIACION TERMICA

Radiación térmica es la transferencia de calor de un cuerpo a otro de menor temperatura por medio de ondas electromagnéticas a través del medio que las separa.

Las ondas de radiación térmica tienen propiedades similares a otros tipos de ondas electromagnéticas, diferenciándose solamente en la longitud de onda.

La materia en estado sólido o líquido emite un espectro continuo de radiación. Los detalles del espectro son prácticamente independientes de la naturaleza del cuerpo emisor, pero dependen fundamentalmente de la temperatura.

A las temperaturas ordinarias, la mayor parte de los cuerpos son visibles, no por la luz que emiten sino por la luz que reflejan. Sin embargo, a altas temperaturas, los cuerpos emiten energía dentro del espectro visible y se hacen luminosas por sí mismas.

1.1.2.2. RADIACION DEL CUERPO NEGRO

El cuerpo negro es un cuerpo ideal que emite y absorbe para toda temperatura el máximo posible de radiación en todas las longitudes de onda. El cuerpo negro es un concepto teórico que mantiene un límite superior a la emisión de radiación de acuerdo con el segundo principio de la Termodinámica. Es una medida estandar con la cual se podrá comparar la radiación características de otros medios.

Se define poder emisivo monocromático o espectral del cuerpo negro. $E_{\lambda}^0 \cdot d\lambda$, como la emisión total de energía por unidad de tiempo y por unidad de área para un cuerpo negro a la longitud de onda λ y en el intervalo de longitudes de onda λ y $\lambda + d\lambda$. El adjetivo espectral se utiliza para indicar la dependencia de la radiación de la longitud de onda mientras que monocromática indica que la cantidad de radiación corresponde una longitud de onda dada λ .

La distribución de energía de un cuerpo negro a lo largo de las diferentes longitudes de onda fué descubierta por Max Planck en 1900 a través de su teoría cuántica:

$$E_{\lambda}^0(T) = \frac{C_1}{\lambda^5 (e^{C_2/\lambda T} - 1)} \quad (1.41)$$

$E_{\lambda}^0(T)$ = poder emisivo monocromático de un cuerpo negro
 (W/(m².m))

λ = longitud de onda (m).

T = temperatura absoluta (K).

C_1 = 374,15 . 10⁻¹⁸ Wm².

C_2 = 14,388 . 10⁻³ mK.

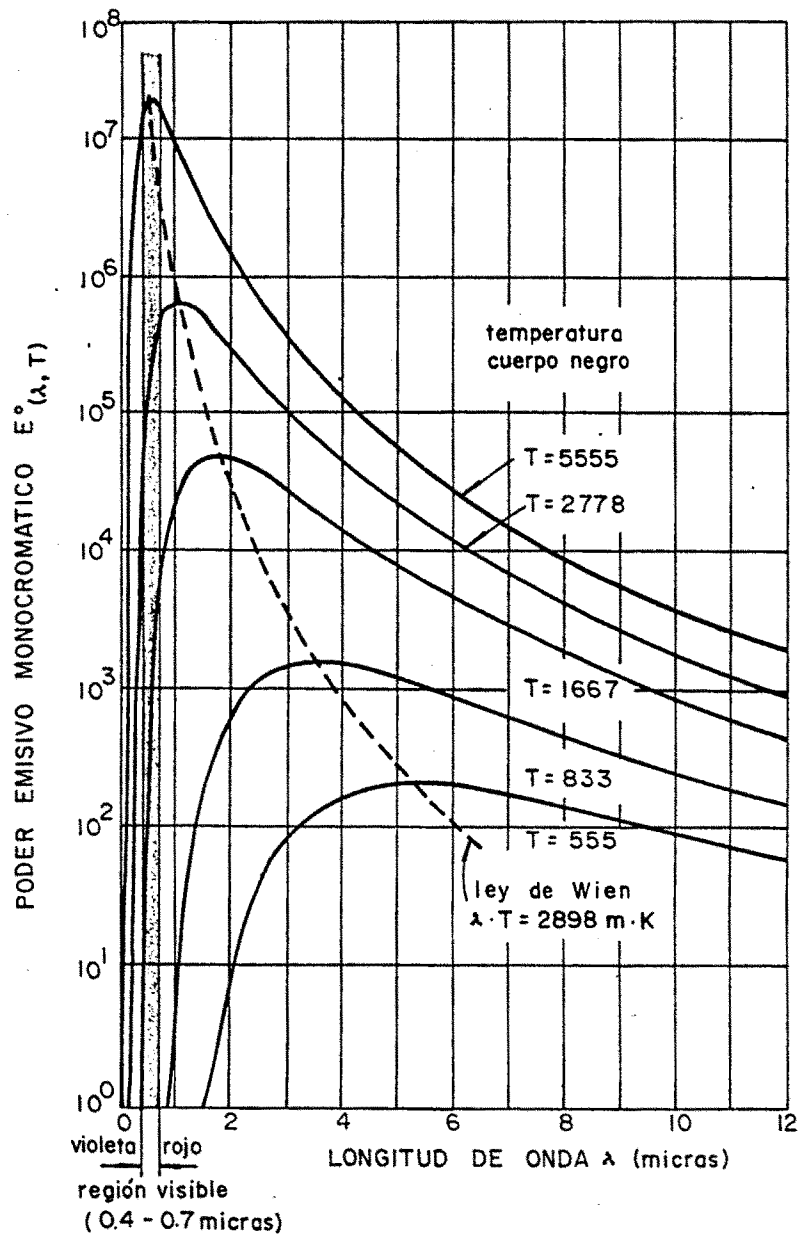


Figura 1.7.

El poder emisor monocromático de un cuerpo negro a las diversas temperaturas se observa en la figura (1.7) en función de la longitud de onda. Se deduce de la gráfica que a temperaturas inferiores a 6000 K la emisión de energía de radiación está comprendida entre 0.2μ y 50μ .

Si la expresión de la ley de Planck la derivamos con respecto a λ e igualamos a cero para obtener las máximas de energía para cada temperaturas obtenemos la ley de desplazamiento de Wien , fórmula (1.42), la cual indica la longitud de onda en que se emite mayor cantidad de energía para cada temperatura

$$\lambda_{\max} \cdot T = 2.898 \text{ m.K} \quad (1.42)$$

Esta curva está también dibujada en la figura (1.7), y se observa que para incrementos positivos de la temperatura, la longitud de onda de poder emisor máximo decrece.

El rango visible de longitudes de onda se extiende solamente sobre una estrecha región entre $0,4\mu$ y $0,7\mu$ sombreada en la figura (1.7). Solamente una parte muy pequeña de la energía corresponde en este rango de longitudes de onda para temperaturas inferiores a 900 K. Para temperaturas superiores, la energía radiante se incrementa en la zona visible. Aproximadamente a 1000 K una parte importante de la energía radiante es emitida entre $0,6\mu$ y $0,7\mu$ y un objeto

a esta temperatura se enciende con un suave color rojo. Incrementando la temperatura, el brillo rojo y amarillo comienza a ser blanco hacia las 1600 K.

La cantidad total de energía radiante que emite una superficie por unidad de área a la temperatura T para todas las longitudes de onda, es el poder emisivo total. Si la superficie es un cuerpo negro, el poder emisivo viene dado por la integral de la distribución de Planck extendida a todas las longitudes de onda:

$$E_{(T)}^0 = \int_0^{\infty} E_{(\lambda, T)}^0 d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{C_1}{\lambda^5 (e^{C_2/\lambda T} - 1)} d\lambda \quad (1.43)$$

y cuyo resultado es:

$$E_{(T)}^0 = \sigma T^4 \quad (\text{W.m}^{-2}) \quad (1.44)$$

o ley de Stefan-Baltzman, donde σ = constante de Stefan-Boltzman y vale:

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4 \quad (1.45)$$

1.1.2.2.1. Absorción, reflexión y transmisión de la radiación

Consideremos un haz de energía radiante que incide sobre una superficie como indica la figura 1.8. Si llamamos G a la

energía radiante global incidente ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$), una porción de energía se absorbe dentro del material αG , otra porción se refleja en la superficie ρG , y el resto se transmite dentro del cuerpo τG .

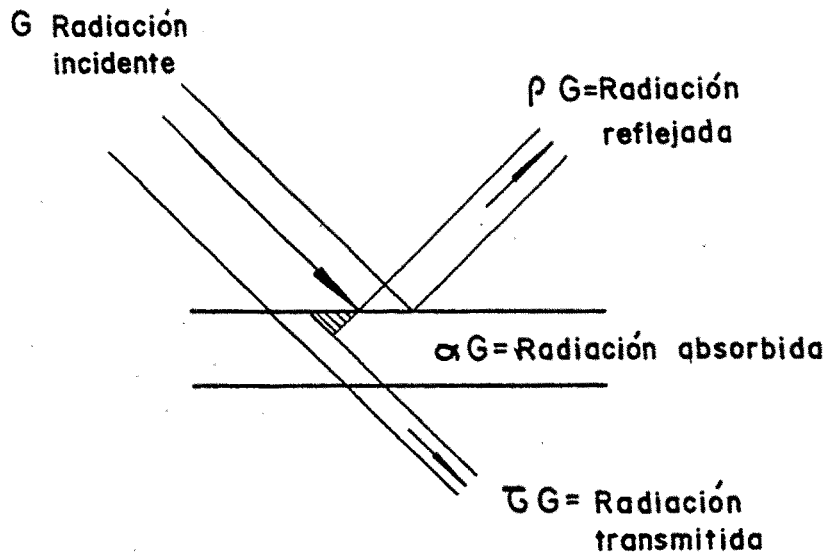


Figura 1.8.

El factor de absorción (absortividad) α de un cuerpo es la fracción de energía incidente absorbida por el cuerpo. El factor de reflexión (reflectividad) ρ de la superficie es la fracción de energía incidente reflejada, y factor de transmisión (transmitividad) τ es la fracción de energía incidente transmitida a través del cuerpo. El balance de energía indicará:

$$\alpha G + \rho G + \tau G = G \quad (1.46)$$

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \quad (1.47)$$

Para valores particulares de los factores obtenemos los cuerpos característicos

$\tau = 0 \rightarrow$ Cuerpos opacos

$\rho = 1 \rightarrow \tau = \alpha = 0 \rightarrow$ Reflector perfecto

$\alpha = 1 \rightarrow \tau = \rho = 0 \rightarrow$ Cuerpo negro

Gases $\rightarrow \tau \approx 1 ; \alpha = \rho \approx 0$

Igual que se han definido estos factores para toda la energía, se podrían definir para cada longitud de onda α_λ , ρ_λ , τ_λ .

1.1.2.3. RADIACION DE CUERPOS REALES

La mayor parte de las superficies que se utilizan en Ingeniería no se comportan como cuerpos negros. En estas superficies es conveniente definir la capacidad de emisión y absorción de éstas, referidas al caso de un cuerpo negro.

Si llamamos E_λ el poder emisor monocromático de una superficie real (no cuerpo negro), la emisividad monocromática ϵ_λ de la superficie, se define como

$$E_\lambda = \epsilon_\lambda E_\lambda^0 \quad \rightarrow \quad \epsilon_\lambda = \frac{E_\lambda}{E_\lambda^0} \quad (1.48)$$

Es decir, ϵ_λ es la proporción de energía radiada por la superficie real respecto al cuerpo negro y es siempre menor que la unidad. Existe una importante relación entre la emisividad ϵ_λ y la absorptividad α_λ , definida por la ley de Kirchhoff que establece que para todas las superficies la emisividad monocromática es igual a la absorptividad monocromática

$$\epsilon_\lambda = \alpha_\lambda \quad (1.49)$$

Se llamará cuerpo gris a un cuerpo ideal que cumpla que para una temperatura dada la relación entre su poder emisor monocromático y el poder emisor monocromático de un cuerpo negro a la misma longitud de onda, es constante en todo el espectro de longitudes de onda y por tanto, su poder emisor E_g será

$$E_g = \epsilon_g E^0 = \epsilon_g \sigma T^4 \quad (1.50)$$

La forma de la curva espectral para una superficie gris es similar a la de una superficie negra, pero la altura se reduce en el valor numérico de la emisividad.

En los cálculos de transferencia de calor, normalmente todas las superficies se consideran como grises aunque en la práctica se desvían bastante de las especificaciones del cuerpo gris, ya que interesa más la energía total y no la monocromática.

Como ejemplo, la figura (1.9) muestra el espectro característico de un cuerpo negro a 1600 K y el espectro del poder emisor de un metal industrial a la misma temperatura.

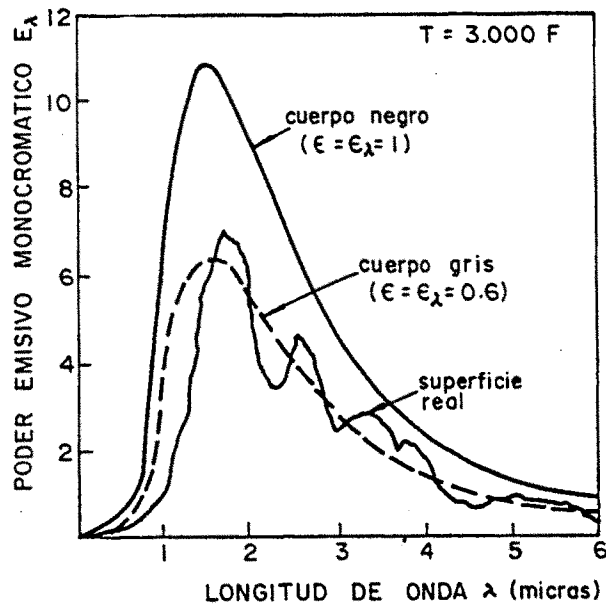


Figura 1.9.

Superpuesta la curva espectral de la superficie real está la de un cuerpo gris de factor de emisión $\epsilon = 0,6$. Este valor de la emisividad se elige de manera que el poder emisor total de la superficie real sea igual que el del cuerpo gris.

Aunque dichos espectros difieren bastante entre sí, se considera a efectos prácticos de cálculos, como una aproximación suficientemente buena en todas las longitudes de onda y por tanto, se tomará en este caso, $\epsilon = \epsilon_\lambda = 0,6$.

En la bibliografía (25) , (22) existen varias tablas de emisividades de muy variados materiales para diferentes longitudes de onda.

1.1.2.4. RADIACION SOLAR SOBRE LA SUPERFICIE TERRESTRE

Se suponen conocidos los temas elementales de Astrofísica como son los referentes a la posición de la tierra en el sistema solar y sus movimientos dentro del mismo, indicándose a continuación unas figuras como definición de algunos conceptos y variables utilizadas posteriormente. (20), (21), (22), (34).

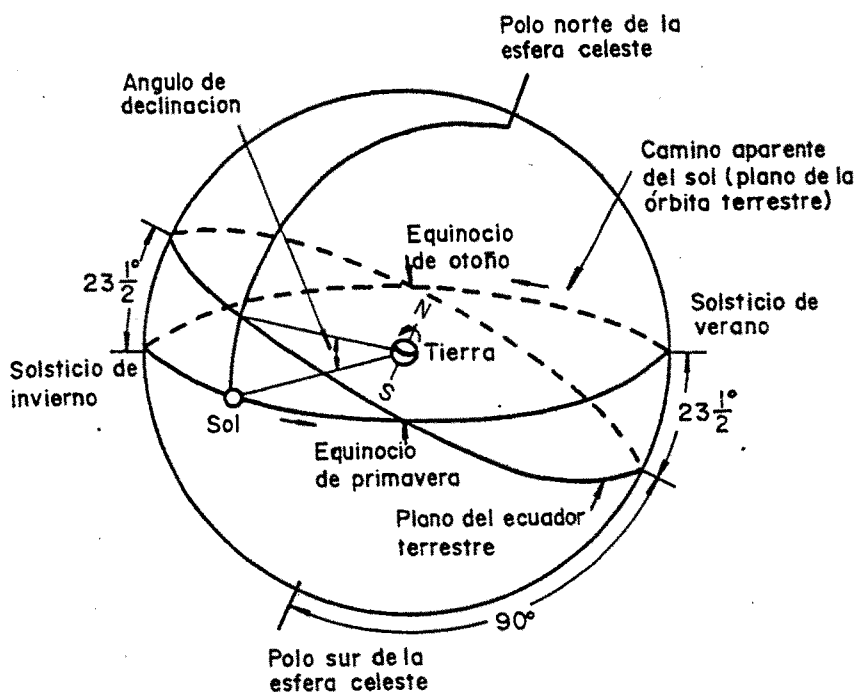


Figura 1.10. : Esfera terrestre mostrando el camino aparente del sol y el ángulo de declinación solar.

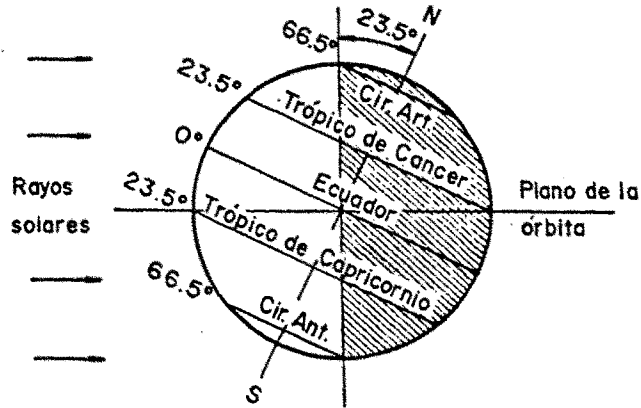


Figura 1.11.: Posición de la tierra respecto a los rayos solares en el solsticio de invierno.

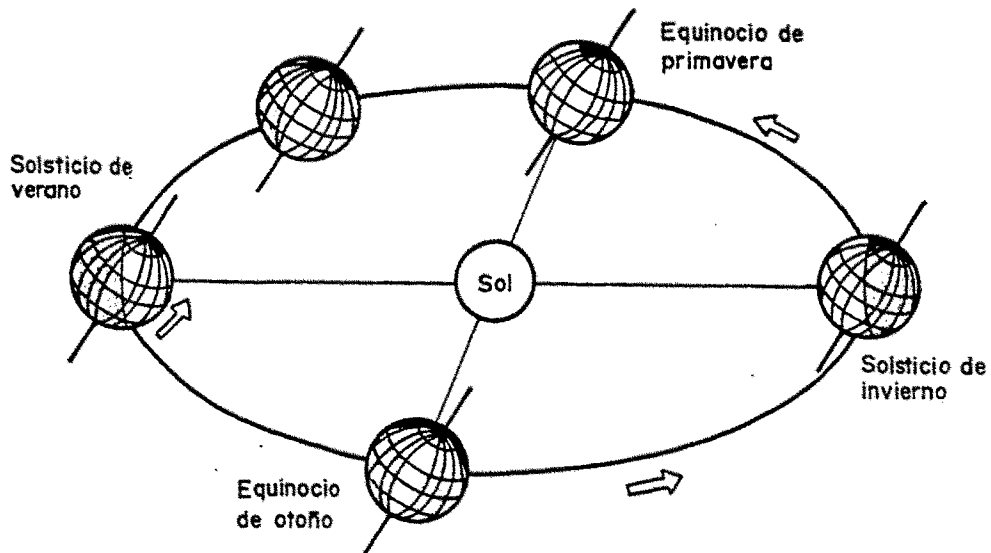
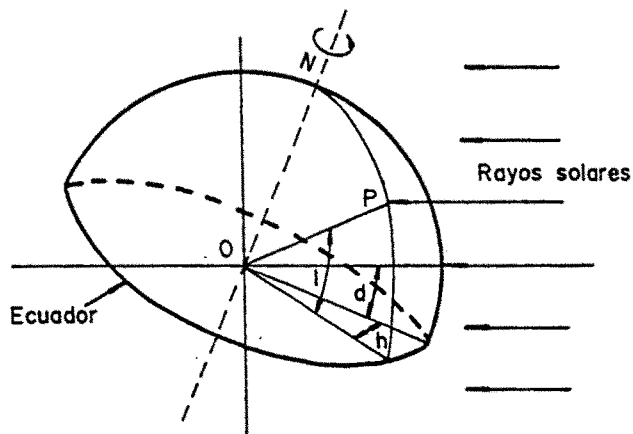


Figura 1.12.: Rotación de la tierra al rededor del sol

La posición de un punto P de la superficie terrestre con respecto a los rayos del Sol es conocida en todo instante por los siguientes ángulos: latitud l , y ángulo horario h del punto y declinación solar d . Se pueden observar en la figura - (1.13).



**Figura 1.13.: Angulos latitud (l)
horario (h) y declinación
solar (d)**

La latitud l es el ángulo formado por el punto P y el ecuador. Es el ángulo formado por OP y la proyección de OP sobre el plano del ecuador.

El ángulo horario h es el ángulo medio sobre el plano ecuatorial entre la proyección de OP y la proyección sobre el mismo plano de la línea que une el centro del Sol y el centro de la Tierra. A mediodía el ángulo es cero. El ángulo horario expresa el tiempo del día con respecto al mediodía. Una hora representa 15° del ángulo horario.

$$h = \frac{\pi}{12} (t-12) \quad (1.51)$$

La declinación solar d es la distancia angular de los rayos solares al ecuador. Se mide como el ángulo formado por la línea que une el centro del Sol y el centro de la Tierra, y su proyección sobre el plano ecuatorial terrestre al mediodía.

Además de los ángulos anteriores, es preciso utilizar otros ángulos en los cálculos de radiación. Son el ángulo cenital solar ψ , la altitud β , y el ángulo acimutal γ , (figuras 1.14 y 1.15).

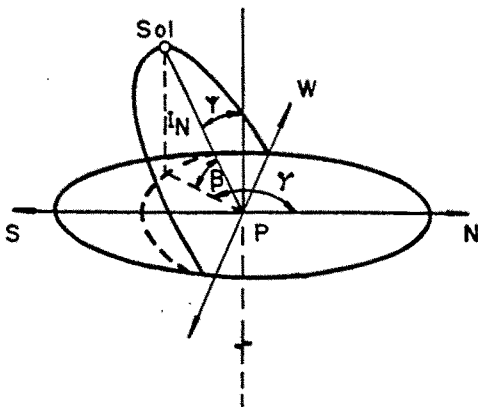


Figura 1.14. : Definición de los ángulos cenital solar (ψ) altitud solar (β) y acimut (γ)

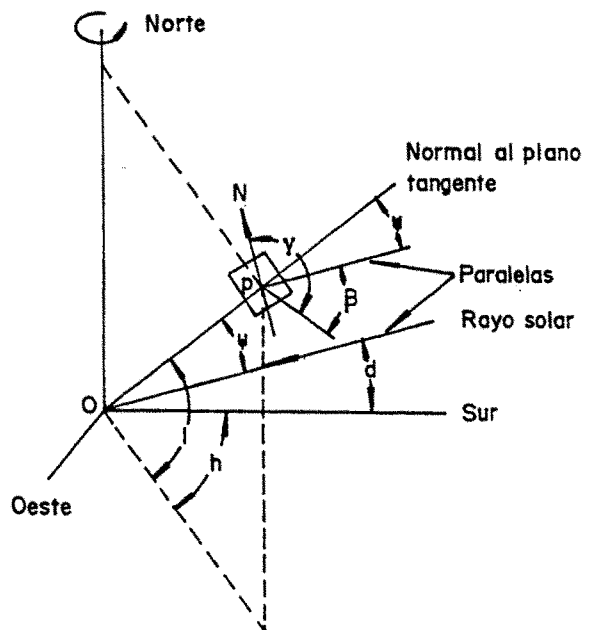


Figura 1.15. : Relación entre un punto de la superficie terrestre y los rayos solares

De sencillas relaciones geométricas se obtiene:

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \psi \quad (1.52)$$

$$\text{sen} \beta = \cos \psi = \cos l \cos h \cos d + \text{sen } l \text{ sen } d \quad (1.53)$$

$$\text{sen } (180 - \gamma) = \text{sec } \beta \cos d \text{ sen } h \quad (1.54)$$

$$\beta_{\text{max}} = \frac{\pi}{2} - |1-d| \quad (1.55)$$

Cuando las superficies de cálculo no son horizontales, es necesario definir la posición relativa del Sol con respecto a la superficie, a través del ángulo θ , que es ángulo formado por los rayos solares y la normal a la superficie. También será preciso definir el ángulo α entre los acimutes de la superficie y los rayos solares (figura 1.16).

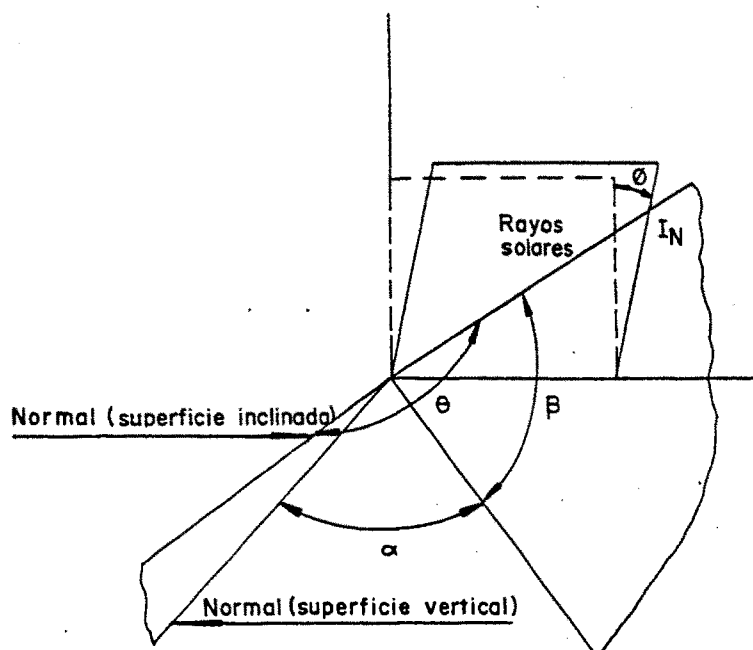


Figura 1.16. : Relación entre los rayos solares y una superficie inclinada.

Las relaciones entre estos ángulos son:

$$\cos\theta = \cos\beta \cos\alpha \cos\phi + \sin\beta \sin\phi \quad (1.56)$$

Si la superficie es vertical ($\phi = 0$)

$$\cos\theta = \cos\beta \cos\alpha \quad (1.57)$$

Si la superficie es horizontal ($\phi = \frac{\pi}{2}$)

$$\cos\theta = \sin\beta = \cos\psi \rightarrow \theta = \psi \quad (1.58)$$

Tenemos por tanto, en cada instante el ángulo θ entre los rayos solares y una superficie cualquiera, en función de la geometría de la superficie (ángulos ϕ y α) y en función de β que a su vez depende de la latitud (l) del lugar, de la hora (h) y del día del año (d).

Tenemos por tanto, resuelto teóricamente el problema, ya que dado el valor de la intensidad de radiación solar, normal a los rayos solares I_N , tendremos el valor de la intensidad en la superficie de referencia

$$I_D = I_N \cdot \cos\theta \quad (1.59)$$

El problema fundamental surge al obtener el valor de I_N . En primer lugar tiene una componente de radiación difusa que no depende de la dirección y se puede suponer como constante.

La radiación directa que queda depende de muchos factores:

- .La latitud terrestre, pues en este caso la radiación incide sobre cada punto con diferente ángulo y por tanto se pierde más por reflexión, además la capa atmosférica que atraviesa es diferente y por consiguiente la cantidad que se pierde por absorción también es variable.
- .La meteorología, pues la diferente cantidad de nubes o nieblas es fundamental para determinar la cantidad de radiación directa.
- .La humedad relativa del aire, que hace que dicha agua absorba mayor o menor cantidad de radiación (p.e. los desiertos).
- .La contaminación, que hace que no sean válidos los registros de datos en el campo para las ciudades que están próximas.

.La geografía, ya que además de la altura sobre el nivel del mar (observatorio de Izaña), influye el conjunto de cordilleras, ríos, etc..., en todo su entorno.

No obstante se puede hacer una primera aproximación a partir del dato de la constante solar que es el flujo medio de energía solar que incide en la superficie exterior de la atmósfera terrestre, medido a la distancia media entre el Sol y la Tierra. Este valor de la constante solar se tomará como $I_0 = 1353 \text{ W/m}^2$ y se considerará como fijo para todos los cálculos ya que su variación es muy pequeña, según se demuestra en la tabla adjunta.

TABLA 1.2.- Variación anual de la radiación solar con la excentricidad de la órbita. (Ref. 22).

FECHA	RADIO VECTOR ^a	RELACION DEL FLUJO A LA CONSTANTE SOLAR	RADIACION SOLAR KW/m ²
1 Enero	0.9832	1.034	1.399
1 Febrero	0.9853	1.030	1.394
1 Marzo	0.9908	1.090	1.379
1 Abril	0.9993	1.001	1.354
1 Mayo	1.0076	0.985	1.333
1 Junio	1.0141	0.972	1.312
1 Julio	1.0167	0.967	1.308
1 Agosto	1.0149	0.971	1.312
1 Setiembre	1.0092	0.982	1.329
1 Octubre	1.0011	1.998	1.350
1 Noviembre	0.9925	1.015	1.373
1 Diciembre	0.9860	1.029	1.392

a Relación entre la distancia Tierra-Sol y la distancia media Tierra-Sol.

De los diversos métodos para pasar del dato de la constante solar al valor de la radiación, la mejor correlación se ha encontrado en la fórmula:

$$I_N = I_0 \tau^m \quad (1.60)$$

I_N = Radiación en la superficie terrestre

I_0 = Constante solar

m = masa de aire relativo, definido como el cociente entre el camino recorrido por el rayo solar y el más corto posible (figura 1.17)

τ = coeficiente de transmisión por unidad de masa de aire

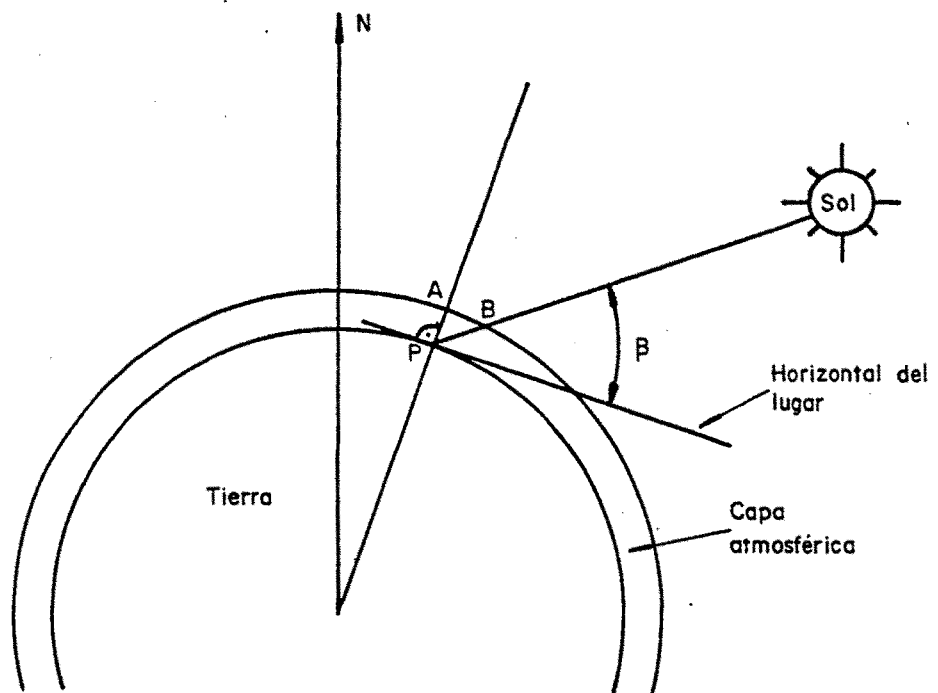


Figura 1.17: Definición de la masa relativa del aire

$$m = \overline{BP} / \overline{AP} = \text{cosec } \beta$$

El valor de m depende de la posición del sol dado por el ángulo cenital solar ψ , que forman los rayos solares con la vertical del lugar. Admitiendo que el espesor de la atmósfera es despreciable frente al radio de la tierra, la masa de aire relativa m es igual a la secante de ψ . Esta relación se considera válida para prácticamente todos los valores del ángulo ψ , excepto en la salida y puesta del sol en que la radiación es muy pequeña.

Por tanto

$$\left. \begin{aligned} I_N &= I_0 \tau^{1/\cos\psi} \\ I_H &= I_N \cos\theta = I_N \cos\psi \end{aligned} \right\} I_H = I_0 \cos\psi \cdot \tau^{1/\cos\psi} \quad (1.61)$$

Tenemos por tanto, la fórmula que liga la constante solar con la radiación en día despejado sobre una superficie horizontal, a través únicamente del ángulo ψ que forman los rayos solares y la vertical del lugar. Este ángulo ψ depende, como lo demuestra su expresión (1.53) de la latitud, de la declinación solar anual es decir, del día del año, y de la hora del día.

La fórmula anterior (1.61) se ha comparado con los registros de datos reales obtenidos en España, alguno de cuyos resultados se expresan en las figuras (1.18) y (1.19). Con carácter general podemos observar las siguientes particularidades:

- En los mapas de irradiación se observan las líneas de isorradiación sensiblemente en la dirección E-W, como indica su dependencia de la latitud. No obstante, la cornisa cantábrica posee un valor del gradiente de temperatura superior al resto, lo cual implica diferente valor del parámetro τ que el resto de la península, fundamentalmente en verano.

- En los gráficos de las figuras (1.18) y (1.19) se comprueba una buena correlación para $\tau = 0,7$ en el sur y centro de la península, mientras que es necesario el valor $\tau = 0,5$ en la cornisa cantábrica.

- En España los valores de τ no dependen básicamente de la estación climatológica como defienden otros autores (20), para los valores medios de la radiación.

- Los valores de I_n o radiación en un plano horizontal de la superficie terrestre en España, se obtienen de los datos del Instituto Meteorológico Nacional, bien en forma directa de los datos numéricos de Radiación Solar si es que se desean los datos de un lugar próximo a una estación meteorológica, o bien de los mapas de irradiación que también publica el Instituto Nacional de Meteorología. (Capítulo 4).

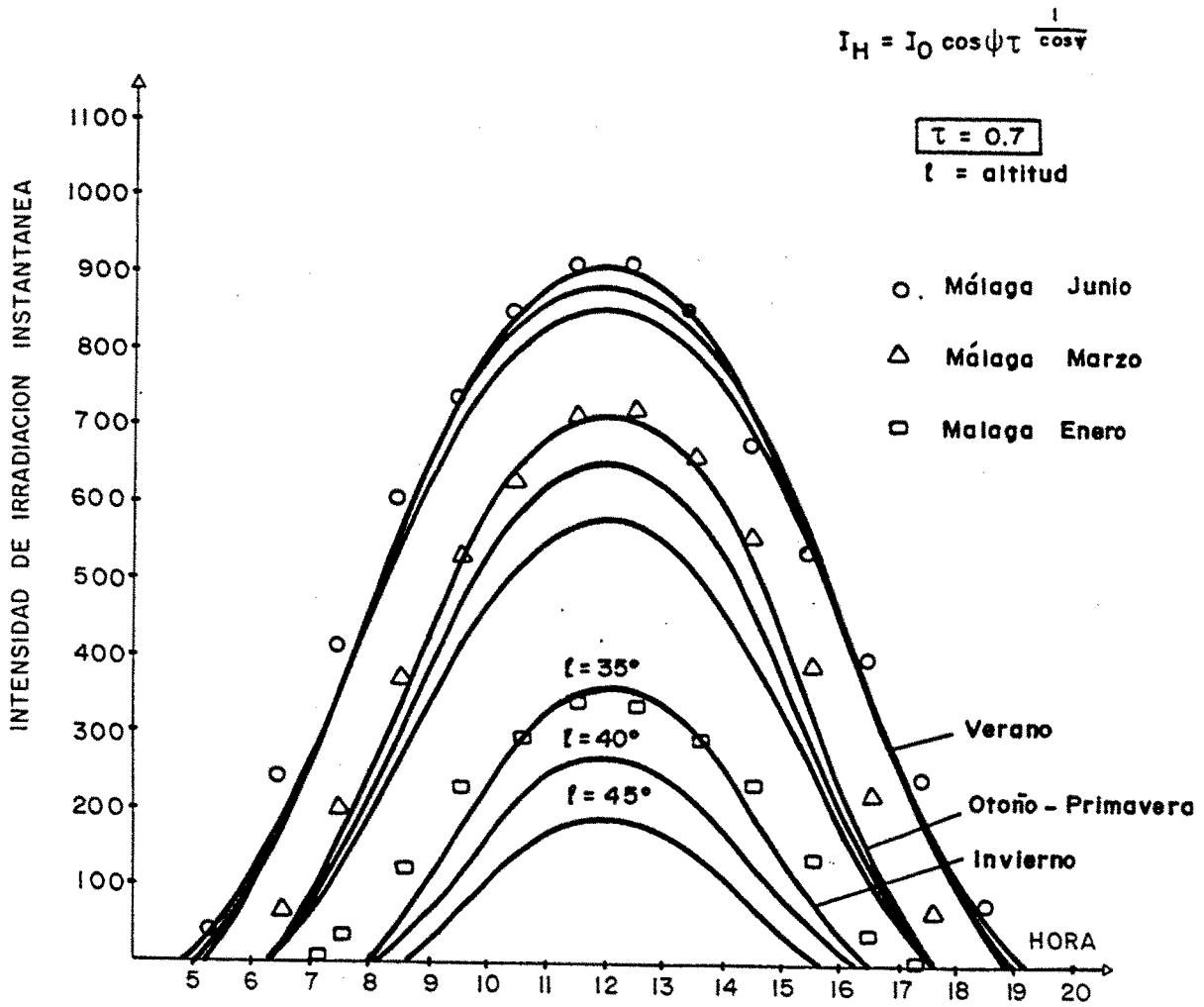


Figura 1.18

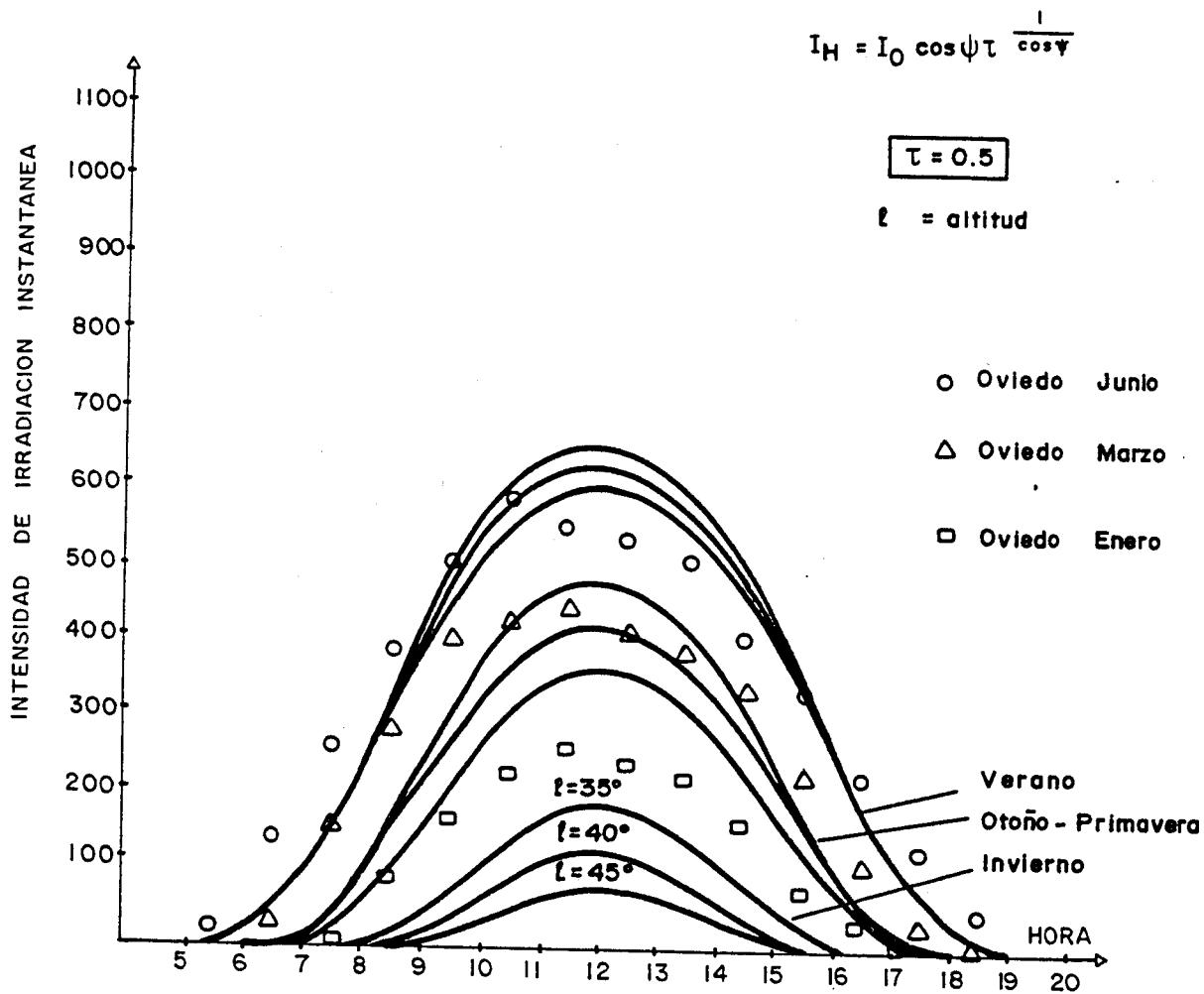


Figura 1.19

1.1.3. CONVECCION

1.1.3.1. LEY DE NEWTON DE LA CONVECCION

La convección es el mecanismo de transmisión de calor que tiene lugar en un fluido en virtud de movimientos macroscópicos de la masa del propio fluido. Si este movimiento es debido al efecto de la gravitación, en virtud de las diferencias de densidad, se llama convección natural. Si por el contrario, el movimiento del fluido es producido por causas exteriores, no conectadas con la temperatura del fluido, se llama convección forzada.

Las leyes de transmisión por convección son extremadamente complejas. Cuando un cuerpo se enfría o calienta en el seno de un fluido, el flujo calorífico depende de muchas causas: diferencia de temperaturas entre el fluido y el cuerpo, densidad, viscosidad, calor específico y conductividad térmica del fluido.

Como además las condiciones físicas del fluido dependen de la temperatura y de la presión, es lógico que el cálculo riguroso del flujo de convección no sea siempre factible y se tenga que recurrir a métodos experimentales.

Consideremos una placa plana de temperatura superficial t_s , que se enfría al contacto con una corriente de aire a temperatura t_a que fluye paralelamente a la placa. En un plano normal a la placa, la temperatura del aire varía desde t_s hasta t_a de una forma parecida a la indicada en la figura 1.20. También puede observarse en la citada figura la distribución de velocidades del aire $V(z)$ en función de la altura.

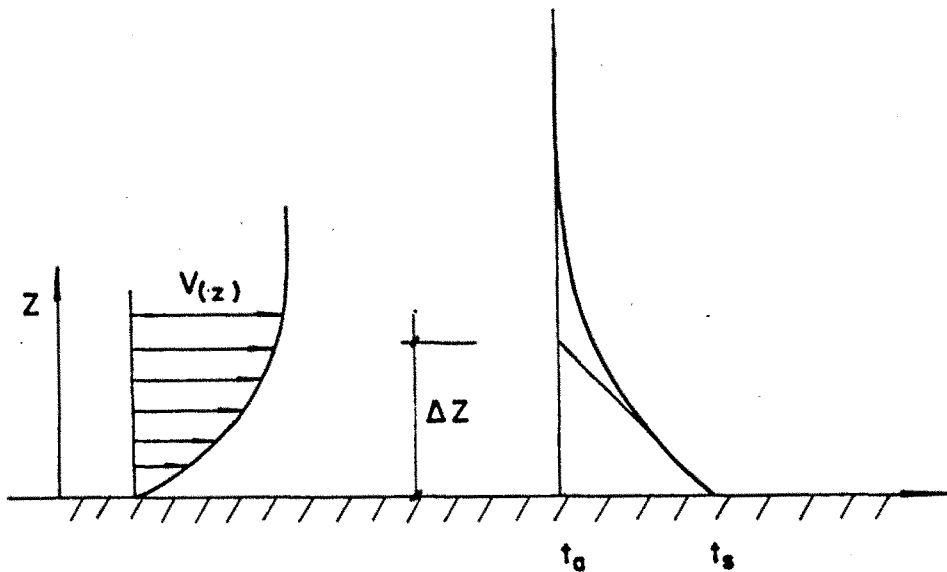


Figura 1.20.

La resistencia térmica al intercambio de calor entre la pared y el aire puede suponerse concentrada en una película (capa límite) de aire de espesor ΔZ , no perfectamente definida, pero que puede aproximarse extrapolando la distribución prácticamente lineal de temperaturas junto a la pared, hasta alcanzar el valor t_a del aire.

De este modo, la ley de Fourier de conducción térmica, se aplicaría a esta película de conductividad K en la forma:

$$\phi = -k \cdot S \frac{\Delta t}{\Delta Z} = -\frac{k}{\Delta Z} S \cdot \Delta t \quad (1.62)$$

En esta expresión es desconocido el valor de la conductividad del aire, y del espesor de la película ΔZ , por lo que se considera como un único coeficiente h_c , que llamaremos coeficiente de convección térmica y de la expresión anterior, resulta la llamada ley de Newton de la convección

$$\phi = h_c S \cdot \Delta t \quad (1.63)$$

A partir de la expresión (1.63) de la ley de Newton, el problema de la convección se reduce a determinar en cada caso el valor del coeficiente de convección h_c .

1.1.3.2. EL COEFICIENTE DE CONVECCION

Los ingenieros han usado la ley de Newton de la convección durante muchos años, aunque sea más bien una definición del coeficiente de convección h_c que la ley fenomenológica de la convección.

La evaluación del coeficiente de convección es difícil, al tratarse de un fenómeno complejo, ya que el valor de h_c en

un determinado sistema depende de factores como la geometría de la superficie, velocidad del fluido, y de las propiedades físicas del fluido o de la misma diferencia de temperaturas.

La aplicación del Análisis Dimensional a este fenómeno ha permitido definir e identificar una serie de números adimensionales de especial importancia en el estudio de algunos fenómenos relacionados con la convección (Nusselt, Prandtl, Reynolds, Peclet, Stanton, Grashof). Dichos números adimensionales dependen cada uno de ellos de varias de estas variables que definen el problema.

En la bibliografía (5), (7), (21), (27) se recogen referencias de textos que tratan en el coeficiente de convección desde el punto de vista de los números adimensionales y sus relaciones.

Sin embargo, a través del Análisis Dimensional, no se llega a definir de una forma práctica para el ingeniero cuál es el valor del coeficiente de convección, que únicamente, se puede determinar de forma experimental en cada caso concreto.

Desde el punto de vista ingenieril, y para el trabajo desarrollado en esta Tesis en particular, el fluido a considerar es siempre el aire con lo cual ya se simplifica el fenómeno, y el rango de temperaturas también se reduce, puesto que se refiere a la temperatura ambiente y a la tempera-

tura que posee el sólido debido a los fenómenos ambientales.

Por tanto, los valores del coeficiente de convección están muy acotados según los casos y según Kreith (20) , os cilan de la forma que indica la tabla adjunta.

TABLA 1.3.- Valores del coeficiente de convección.

Aire, convección libre.	6 ÷	30	W/m^2K
Vapor sobrecalentado o aire con convección forzada.	30 ÷	300	W/m^2K
Aceite convección forzada.	60 ÷	1800	W/m^2K
Agua convección forzada.	300 ÷	6000	W/m^2K
Agua en ebullición.	3000 ÷	60000	W/m^2K
Vapor condensado.	6000 ÷	120000	W/m^2K

Mary Emerson (15) considera en la parte superior del puente (pavimento) un coeficiente que incluye conjuntamente la radiación y la convección (Capítulo 1.1.3.4). Considera los valores de h_c a través de dos fuentes, las publicaciones de Billington (4) que obtiene valores de h_c comprendidos entre 14 y 57 W/m^2K , concretamente para velocidades ligeras del viento entre 8 y 11 Km/h el valor de h_c es 23 W/m^2K . Los datos experimentales en puentes de áreas urbanas de Londres y Manchester y en áreas rurales indican en este caso valores de h_c entre 20 W/m^2K y 29 W/m^2K .

Para velocidad casi nula del viento, Billington (4) indica un valor de 19 W/m^2K y los valores experimentales os cilan entre 15 W/m^2K y 22 W/m^2K .

Para el caso de convección pura (sin radiación), por ejemplo en los laterales del tablero del puente o en el parte inferior, o en el interior, Mary Emerson, obtiene valores de h_c de $9 \text{ W/m}^2\text{K}$ al aire libre y $2 \text{ W/m}^2\text{K}$ en el interior de los tableros definido este último como coeficiente de convección entre superficies (Capítulo 1.1.3.3).

En 1975 Hunt y Cooke (18) proponen el valor de $h_c = 11,3$, siendo contestados por la misma revista del ASCE por Alliy (2) y Priestley y Thurston (32) que le indican que esos valores son correctos solamente para el aire en calma y ponen de manifiesto la importancia de la velocidad del viento en el valor del coeficiente de convección h_c .

En 1980 Falkner (16) propone para el caso concreto de tableros de puente una expresión del coeficiente de convección de la forma:

$$h_c = 5,58 + 3,38 V \quad \text{Wattios/m}^2\text{K}. \quad (1.64)$$

siendo $V =$ velocidad del viento en m/seg.

Para el caso de aire encerrado en un tablero de tipo losa aliegrada o sección cajón, se considera $V = 0$ y por tanto $h_c = 5,58 \text{ W/m}^2\text{K}$.

En 1985 la Comisión Europea del Hormigón CEB (13) propone el uso de dos fórmulas:

$$h_c = 5,6 + 4,0 \cdot V \quad (\text{W/m}^2\text{K}) \quad \text{para} \quad V \leq 5 \text{ m/seg.} \quad (1.65)$$

y

$$h_c = 7,15 \cdot V^{0,78} \quad \text{para} \quad V > 5 \text{ m/seg.} \quad (1.66)$$

siendo ambas fórmulas una ampliación o modificación del campo de validez de la fórmula (1.64).

Todos estos datos muestran una gran concordancia entre ellas, y por tanto podemos considerar que el coeficiente de convección h_c oscila entre valores de $2 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ y $40 \text{ W/(m}^2\text{K)}$, dependiendo de las condiciones ambientales atmosféricas.

1.1.3.3. COEFICIENTE DE CONVECCION ENTRE SUPERFICIES

Se considera el caso de dos superficies paralelas de dos cuerpos que están separados una distancia d , relativamente pequeña comparada con las dimensiones de la superficie por un medio que normalmente es el aire.

Las placas tienen diferente temperatura y se trata de estudiar el flujo de calor entre ambas, por medio de la consideración de los fenómenos de la convección de la primera placa con el aire, la conducción a través del ai

re de espesor d y conductividad k_a y la convección del aire y la segunda placa. (Figura 1.21).

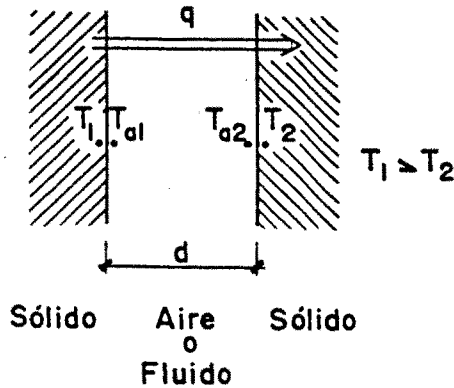


Figura 1.21.

$$\begin{aligned}
 q &= h_c (T_1 - T_{a1}) = \frac{k_a}{d} (T_{a1} - T_{a2}) = h_c (T_{a2} - T_2) = \\
 &= \frac{T_1 - T_{a1}}{\frac{1}{h_c}} = \frac{T_{a1} - T_{a2}}{\frac{d}{k_a}} = \frac{T_{a2} - T_2}{h_c} = \frac{T_1 - T_2}{\frac{2}{h_c} + \frac{d}{k_a}} \quad (1.67)
 \end{aligned}$$

Si este flujo de calor se considera inducido solamente a través de un hipotético mecanismo ficticio de convección entre ambas placas de la forma:

$$q = h_{ss} (T_1 - T_2) \quad (1.68)$$

igualando obtendríamos la definición del coeficiente de convección entre ambas placas de la forma:

$$h_{ss} = \frac{1}{\frac{2}{h_c} + \frac{d}{k_a}} \quad (1.69)$$

h_{ss} representa el coeficiente de convección entre las dos superficies, y su determinación se debe hacer de forma experimental ya que depende de muchos factores y entran en juego nuevos mecanismos dependiendo de la geometría.

1.1.3.4. COEFICIENTE CONJUNTO DE RADIACION CONVECCION

Supongamos un objeto, por ejemplo un puente, expuesto al medio ambiente, sea:

T = temperatura absoluta de la superficie del puente.

T_c = temperatura absoluta del cielo.

T_a = temperatura absoluta del ambiente.

Suponiendo como fenómeno independiente la radiación solar incidente, se establece el flujo de calor en el puente debido a convección, y a radiación térmica entre el puente y el cielo como fenómenos separados que luego se superpondrán:

$$q_c = h_c (T_a - T) \quad (\text{W/m}^2) \quad (1.70)$$

$$\begin{aligned} q_r &= \epsilon \sigma (T_c^4 - T^4) = \epsilon \sigma (T_c^4 - T_a^4 + T_a^4 - T^4) = \epsilon \sigma (T_c^4 - T_a^4) + \epsilon \sigma (T_a^4 - T^4) = \\ &= \epsilon \sigma (T_c^4 - T_a^4) + \epsilon \sigma (T_a^2 + T^2) (T_a + T) (T_a - T) \quad (\text{W/m}^2) \quad (1.71) \end{aligned}$$

Siendo q_c la densidad de flujo de calor transmitido del aire al sólido por el mecanismo de convección, y q_r la densidad de flujo de calor transmitido por radiación térmica

$$\begin{aligned} q_r + q_c &= \epsilon\sigma(T_c^4 - T_a^4) + \{\epsilon\sigma(T_a^2 + T^2)(T_a + T) + h_c\}(T_a - T) = \\ &= \epsilon\sigma(T_c^4 - T_a^4) + h_{cr}(T_a - T) = q_{r1} + q_{c1} \end{aligned} \quad (1.72)$$

$$q_{r1} = \epsilon\sigma(T_c^4 - T_a^4) \quad (\text{W/m}^2) \quad (1.73a)$$

$$q_{c1} = h_{cr}(T_a - T) \quad (\text{W/m}^2) \quad (1.73b)$$

La expresión (1.73a) corresponde, a la densidad de flujo de calor entre el cielo y el ambiente debido a radiación entre ambos, que es muy próximo a q_r , ya que la temperatura ambiente difiere poco de la superficie del puente.

La expresión (1.73b) es la ley de Newton de la convección en la cual llamaremos coeficiente conjunto de radiación convección al valor:

$$h_{cr} = h_c + \epsilon\sigma(T_a^2 + T^2)(T_a + T) \quad (1.74)$$

si bien, en la práctica se utilizará únicamente como un coeficiente de convección, pero con sus valores numéricos ligeramente alterados obtenidos, además, de forma experimental.

En el caso del cálculo diurno del estado térmico de un sólido (p.e.: un tablero de puente) el término q_{r1} de la expresión (1.73a) debería englobarse de forma aditiva al término de radiación solar, siendo su influencia pequeña cuando la radiación solar es elevada.

Para el cálculo nocturno, este término expresa el fenómeno de la pérdida de energía por radiación térmica hacia el cielo que se puede cuantificar a través de la propia expresión (1.73a), ya que en este caso, para noche despejada, Kreith (20), propone utilizar una temperatura del cielo

$$T_c = -45^\circ\text{C} = 228\text{K} \quad (1.74)$$

Para el caso de temperatura del ambiente

$$T_a = -5^\circ\text{C} = 268\text{K} \quad (1.75)$$

y con un coeficiente de emisión habitual

$$\epsilon = 0,95 \quad (1.76)$$

resulta una pérdida total por emisión térmica de

$$q_{r1} = \epsilon\sigma(T_c^4 - T_a^4) = -132 \text{ W/m}^2 \quad (1.77)$$

que concuerda bastante bien con el valor experimental utiliza
do por Emerson (15) que propone utilizar un valor máximo de
1.73a de:

$$q_{r1} = -110 \text{ W/m}^2 \quad (1.78)$$

1.2. TERMOELASTICIDAD

1.2.1. TERMOELASTICIDAD TRIDIMENSIONAL

1.2.1.1. RELACIONES TENSION-DEFORMACION

Se considerará como hipótesis de partida que un cuerpo elástico sometido a una deformación, permanecerá constante si se mantiene constante la temperatura.

Los cambios térmicos en un cuerpo estarán acompañados de cambios en la posición relativa de las partículas componentes del cuerpo. Tales cambios, en general, no se producirán libremente y por tanto, el cuerpo estará sometido a un estado tensional.

Bajo una expansión térmica libre de un cuerpo isótropo, un volumen elemental paralelepédico de lados l_i^0 paralelos a los ejes coordenados se deformará dando lugar a un paralelepípedo similar de ejes l_i .

Para cambios térmicos pequeños, la relación entre l_i^0 y l_i es de la forma:

$$l_i = l_i^0(1 + \alpha \Delta T) \quad (1.79)$$

donde α es el coeficiente de dilatación térmica.

Debido a ello las componentes de las deformaciones ϵ'_{ij} debido a la expansión térmica libre son:

$$\epsilon'_{ij} = \alpha \Delta T \delta_{ij} \quad (1.80)$$

La dilatación del volumen elemental, normalmente no puede hacerse libremente, y por tanto la deformación total ϵ_{ij} puede ponerse como la suma algebraica de las deformaciones térmicas ϵ'_{ij} y de las deformaciones elásticas producidas por la resistencia a la expansión térmica ϵ''_{ij} , por tanto:

$$\epsilon_{ij} = \epsilon'_{ij} + \epsilon''_{ij} \quad (1.81)$$

donde se sabe que

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2}(U_{i,j} + U_{j,i}) \quad (1.82)$$

Generalizando la ley de Hooke, en 1841, Frank Neumann propuso la hipótesis de que las componentes ϵ''_{ij} de la deformación elástica están relacionadas con las tensiones σ_{ij} por la relación tensión-deformación:

$$\epsilon''_{ij} = \frac{1+\nu}{E} \sigma_{ij} - \frac{\nu}{E} \sigma_{kk} \delta_{ij} \quad (1.83)$$

Desde luego, esto implica que los cambios de temperatura T son tan pequeños que el módulo de elasticidad E y el módulo de Poisson permanecen constantes, considerando en conjunto las ecuaciones (1.80) a (1.83), se obtendrá

$$\epsilon_{ij} = \frac{1+\nu}{E} \sigma_{ij} - \left(\frac{\nu}{E} \sigma_{kk} - \alpha \Delta T\right) \delta_{ij} \quad (1.84)$$

Resolviendo el sistema y despejando las tensiones se obtendrá las ecuaciones de Lamé.

$$\sigma_{ij} = \lambda \epsilon_{kk} \delta_{ij} + 2G \epsilon_{ij} - (3\lambda + 2G) \alpha \Delta T \delta_{ij} \quad (1.85)$$

en la cual

$$\lambda = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \quad (1.86a)$$

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (1.86b)$$

Estando ligadas estas dos variables por la expresión:

$$3\lambda + 2G = 3K \quad (1.87)$$

Se llamará G , módulo de rigidez o de elasticidad transversal y K módulo de elasticidad de volumen o módulo de compresión.

La ecuación (1.85) se llama ley de Duhamel-Neumann, pues to que fué deducida en 1838 por Duhamel, quien la obtuvo de diferentes hipótesis, basado en la concepción del cuerpo elástico como un sistema de puntos materiales bajo interacciones moleculares.

1.2.1.2. ECUACIONES DE EQUILIBRIO

Las ecuaciones de equilibrio son las mismas que las de la Elasticidad isoterma, puesto que están basadas en la aplicación del teorema del momento lineal que son consideraciones puramente mecánicas. En coordenadas cartesianas rectangulares x, y, z , estas ecuaciones toman la forma:

$$\sigma_{ij,j} + X_i = 0 \quad i, j \in I_3 \quad (1.88)$$

que desarrollado se obtiene:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} + X &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} + Y &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + Z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.89)$$

donde X, Y, Z representan las componentes de las fuerzas másicas.

En la bibliografía (6), (27), (33) se pueden obtener las expresiones en otros sistemas coordenados.

1.2.1.3. RELACIONES DEFORMACION-DESPLAZAMIENTO

Las relaciones existentes entre deformaciones y desplazamientos se obtienen de las consideraciones puramente geométricas y por tanto son las mismas que en la Elasticidad isoterma. En un sistema de ejes cartesianos rectangulares las ecuaciones serán:

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (1.90)$$

que desarrollado se obtendrá:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \frac{\partial u}{\partial x}; & \epsilon_{yy} &= \frac{\partial v}{\partial y}; & \epsilon_{zz} &= \frac{\partial w}{\partial z} \\ \epsilon_{xy} &= \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right); & \epsilon_{yz} &= \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right); & & (1.91) \\ \epsilon_{xz} &= \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right) \end{aligned}$$

donde u, v, w son las componentes de los vectores desplazamiento en las direcciones x, y, z .

En la bibliografía (6), (27), (33) se puede obtener las expresiones en otros sistemas coordenados.

Estas ecuaciones equivalen a las de compatibilidad si obtenemos las relaciones adecuadas derivando las anteriores.

1.2.1.4. CONDICIONES DE CONTORNO

Los tipos de condiciones de contorno que pueden considerarse en problemas termodinámicos se discuten en (6) , de forma que cumplan las condiciones que permiten la validez del teorema de unicidad. En la mayoría de los casos, no obstante, las posibles condiciones se reducirán a uno de los dos siguientes casos:

1.2.1.4.1. Condición de tensión en el contorno

Las condiciones de contorno en este caso están expresadas en términos de las componentes de las tensiones a través de las siguientes ecuaciones que deberán satisfacer todos los puntos de la superficie de contorno:

$$X_i = \sigma_{ij} n_j \quad (1.92)$$

que desarrollado da lugar a:

$$\left. \begin{aligned} \bar{X} &= \sigma_{xx} n_x + \sigma_{xy} n_y + \sigma_{xz} n_z \\ \bar{Y} &= \sigma_{xy} n_x + \sigma_{yy} n_y + \sigma_{yz} n_z \\ \bar{Z} &= \sigma_{zx} n_x + \sigma_{zy} n_y + \sigma_{zz} n_z \end{aligned} \right\} \quad (1.93)$$

donde \bar{X} , \bar{Y} , \bar{Z} son las componentes de los esfuerzos en la superficie considerada en las direcciones X, Y, Z y donde n_x , n_y , n_z son los cosenos directores de la normal exterior a la superficie. Estas fórmulas son iguales que las de equilibrio interno.

1.2.1.4.2. Condición de desplazamiento en el borde

En este caso las condiciones de contorno se expresan por las ecuaciones:

$$\left. \begin{aligned} u &= f(p) \\ v &= g(p) \\ w &= h(p) \end{aligned} \right\} \quad (1.94)$$

donde f, g, h son funciones arbitrarias.

En la práctica pueden darse cualquier tipo de combinación de condición de contorno a partir de las anteriores y las dificultades de su realización son iguales en Termoelasticidad que en Elasticidad Isoterma.

NOTA: Obsérvese que las condiciones de contorno se refieren a desplazamientos y a tensiones, pero nunca a temperaturas. Este caso de condición de contorno en temperaturas se resuelve en el paso previo de determinación de la distribución de temperaturas en el cuerpo para solucionar solamente el problema térmico y con estos nuevos datos pasar al problema termoelástico.

1.2.1.5. SEPARACION DE TENSIONES DEBIDO A TEMPERATURAS Y A CARGAS EXTERIORES

Las formulaciones matemáticas de la Termoelasticidad consideran tanto el efecto de cargas exteriores como las distribuciones no uniformes de temperatura. Para todos los casos estamos en el ámbito de la ELASTICIDAD LINEAL, y por tanto todas las ecuaciones y condiciones de contorno son de tipo lineal. Esto permite dividir el problema en dos partes separadas y así calcular las tensiones como la suma de (1) las debidas a la temperatura sólomente y (2) las debidas a cargas exteriores en ausencia de temperaturas:

- (1) Las tensiones, deformaciones y corrimientos, debido a la temperatura solamente, se obtienen por la solución de las ecuaciones (1.84), (1.88), (1.90), imponiendo además las condiciones de contorno que llamaremos de "uerpo libre", es decir:

$$\sigma_{ij} n_j = 0 \quad (1.95)$$

Al resolver este sistema resulta una solución en desplazamientos en el contorno de la forma:

$$\begin{aligned} u &= u_T(p) \\ v &= v_T(p) \\ w &= w_T(p) \end{aligned} \quad (1.96)$$

(2) La solución correspondiente a las cargas exteriores en ausencia de temperaturas, debe satisfacer las mismas ecuaciones (1.84), (1.88), (1.90), en las cuales se debe hacer $T \equiv 0$ en la Ley de Hooke.

Las condiciones de contorno, según se explicó en el capítulo 1.2.1.4. puede venir dada, dependiendo, bien de las tensiones, bien de los desplazamientos, o como una combinación lineal de ambas. Si es en función de las tensiones, las condiciones son directamente las condiciones de contorno dadas

$$X_i = \sigma_{ij} n_j \quad (1.97)$$

Si se indican las condiciones en función de los desplazamientos las condiciones de contorno serán:

$$\left. \begin{aligned} u &= f(p) - u_T(p) \\ v &= g(p) - v_T(p) \\ w &= h(p) - w_T(p) \end{aligned} \right\} \quad (1.98)$$

En el caso de condición de contorno mixta, se efectuará una separación similar de los cálculos.

Se comprueba fácilmente que cualquiera de los casos (1.95) + (1.97) ó (1.96) + (1.98) cumple totalmente las condiciones de contorno en cada caso. Además existe una gran ventaja en

este sistema y es que se pueden tratar como dos problemas separados que en el caso de utilización de ordenador puede ser dos programas diferentes uno de termoelasticidad pura sin acciones exteriores y otro de elasticidad clásica isoterma.

1.2.1.6. FORMULACION MATEMATICA DEL PROBLEMA DE TERMOELASTICIDAD

El problema de termoelasticidad consiste en la determinación de las siguientes quince incógnitas, considerando ya conocida la distribución de temperaturas:

6 componentes de tensiones $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}, \sigma_{xz}, \sigma_{xy}, \sigma_{yz}$.

6 componentes de deformaciones $\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz}, \epsilon_{xz}, \epsilon_{xy}, \epsilon_{yz}$.

3 componentes de desplazamientos u, v, w .

Y para ello, en todo el cuerpo se deberán cumplir las siguientes quince ecuaciones:

3 ecuaciones de equilibrio interno.

6 ecuaciones tensión-deformación.

6 ecuaciones desplazamientos-deformaciones.

Además se deberán cumplir las condiciones de contorno.

Según se demuestra por el teorema de unicidad existe un sólo juego de doce componentes de tensiones y deforma-

ciones y otro juego de tres componentes en desplazamientos (excepto el movimiento de sólido rígido) que satisface el conjunto de ecuaciones expresado anteriormente.

Las fórmulas anteriores son la expresión más completa desde un punto de vista físico. Sin embargo, las ecuaciones a solucionar incluyen quince variables, mientras que las condiciones de contorno contienen normalmente solo las tres componentes en desplazamientos, o bien las seis componentes de las tensiones. Por ello, es conveniente simplificar las fórmulas de manera que se exprese el problema solo en términos de las variables que aparecen en las condiciones de contorno consideradas en cada caso.

Por tanto, podremos tener dos posibles grupos de fórmulas, bien en desplazamientos o bien en tensiones.

Se utilizará este segundo grupo puesto que será con las expresiones de las tensiones con las que se trabajará en lo sucesivo en el presente trabajo.

Las ecuaciones resultantes serán por tanto:

$$(1+\nu)\nabla^2\sigma_{ij} + \frac{\partial^2\theta}{\partial i\partial j} + \alpha E\delta_{ij} \frac{1+\nu}{1-\nu}\nabla^2 T + \alpha E\frac{\partial^2 T}{\partial i\partial j} = 0 \quad (1.99)$$

$$\theta = \sigma_{ii}$$

$$i, j \in I_3$$

Desarrollando la expresión obtenemos:

$$\begin{aligned}
 (1+\nu) \nabla^2 \sigma_{xx} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \alpha E \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \nabla^2 T + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) &= 0 \\
 (1+\nu) \nabla^2 \sigma_{yy} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \alpha E \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \nabla^2 T + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) &= 0 \\
 (1+\nu) \nabla^2 \sigma_{zz} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \alpha E \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \nabla^2 T + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) &= 0 \\
 (1+\nu) \nabla^2 \sigma_{xz} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial x \partial z} + \alpha E \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial z} &= 0 \\
 (1+\nu) \nabla^2 \sigma_{xy} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial x \partial y} + \alpha E \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial y} &= 0 \\
 (1+\nu) \nabla^2 \sigma_{yz} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y \partial z} + \alpha E \frac{\partial^2 T}{\partial y \partial z} &= 0
 \end{aligned}
 \tag{1.100}$$

Estas ecuaciones se conocen como ecuaciones de compatibilidad expresadas en términos de las componentes de las tensiones.

Para solucionar el problema termoelástico se deben unir a estas seis ecuaciones las tres ecuaciones de equilibrio interno y las condiciones de contorno.

1.2.2. ESTUDIO BIDIMENSIONAL DE LA TERMOELASTICIDAD

En los casos de termoelasticidad bidimensional se considerará siempre una distribución de temperaturas de la forma

$$T = T(x, y)$$

Desde el punto de vista propiamente elástico se podrían hacer dos divisiones:

- Tensión plana, corresponde al caso $\sigma_{iz} = 0$; $i \in I_3$.
- Deformación plana, será el caso $u_\alpha = u_\alpha(x,y)$; $u_3=0$ ($\alpha=1,2$).

Las ecuaciones de cada uno de los casos se obtienen a partir de las expresiones de elasticidad tridimensional con las nuevas hipótesis indicadas arriba, y se pueden observar en la bibliografía (6), (17), (29), (33), (35), (36).

La única diferencia que se puede establecer con la termoelasticidad tridimensional es que las ecuaciones de compatibilidad (1.101) se simplifican enormemente y permite definir las funciones de Airy para su estudio.

1.2.2.1. FUNCION DE AIRY EN TERMINOS DE TENSIONES

A través de las ecuaciones que ligam deformaciones y de igual modo que en el caso tridimensional (ecuación 1.100) se puede obtener unas ecuaciones que se llamarán de compatibilidad en deformaciones y que en dos dimensiones resulta la única ecuación:

$$\frac{\partial^2 \epsilon_{xx}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \epsilon_{yy}}{\partial x^2} = 2 \frac{\partial^2 \epsilon_{xy}}{\partial x \partial y} \quad (1.101)$$

En esta ecuación en deformaciones podemos sustituir las ecuaciones de Hooke en cualquiera de los casos de tensión plana y deformación plana, obteniéndose las siguientes ecuaciones:

$$\text{Tensión plana} \rightarrow \nabla^2 (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) + \alpha E \nabla^2 T = 0 \quad (1.102)$$

$$\text{Deformación plana} \rightarrow \nabla^2 (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) + \frac{\alpha E}{1-\nu} \nabla^2 T = 0 \quad (1.103)$$

Estas expresiones (1.102) y (1.103) corresponden a las ecuaciones (1.100) pero en Elasticidad Bidimensional.

Las componentes de las tensiones, deberán cumplir además las condiciones de equilibrio y las de contorno. Es condición necesaria y suficiente para verificar las condiciones de equilibrio interno que las tensiones deriven de una función de tensiones ψ , llamada función de tensiones de Airy, de la siguiente forma:

$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} ; \quad \sigma_{yy} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} ; \quad \sigma_{xy} = - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \quad (1.104)$$

Sustituyendo las tensiones en función de ψ en las condiciones de compatibilidad obtendremos las siguientes ecuaciones diferenciales:

$$\text{Tensión plana:} \quad \nabla^4 \psi + \alpha E \nabla^2 T = 0 \quad (1.105)$$

$$\text{Deformación plana: } \nabla^4 \psi + \frac{\alpha E}{1-\nu} \nabla^2 T = 0 \quad (1.106)$$

Con lo cual el problema queda reducido a encontrar una función de Airy ψ que cumpla las ecuaciones (1.105) y (1.106) en cada caso, de forma que esta función satisfaga las ecuaciones de contorno correspondientes al caso particular planteado. Una vez definida la función ψ , las tensiones se podrán obtener de las ecuaciones (1.104). En la bibliografía (35), (36) se indican ejemplos de resolución de problemas elásticos por este método.

CAPITULO I

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- (1) AGUILAR PERIS, J. "Curso de termodinámica". Ed. Alhambra. (1981).
- (2) ALLIV, G.H. "Discussion of Reference 7". Reference 7: Hunt y Cooke. ASCE n.ºST9 Vol.101 Sep. 1975. Proceedings of the American Society of Civil Engineers. Journal of the Structural Division Vol.102. n.ºST7. pp.1515-1516. July (1976).
- (3) BARON, J. et SAUTEREY, R. "Le beton hydraulique". Connaissance et pratique. Presses de L'Ecole de Pont e Chaussées. (1982).
- (4) BILLINGTON, N.S. "Thermal properties of Buildings". Cleaves-Hume Press Ltd. London (1952).
- (5) BIRD, R.B.; STEWART, E.W.; LIGHTFOOT, E.N. "Fenómenos de transporte". Ed. Reverté (1982).
- (6) BOLEY, B. and WEINER, J. "Theory of thermal stress". Ed. Wiley (1960).
- (7) BOUVENOT, A. "Transfer de chaleur". Ed. Masson (1981).
- (8) CARSLAW, H.S. and JAEGER, J.C. "Conduction of heat in solids". Second Edition. Ed. Oxford University (1959).
- (9) COLLEPARDI, M. "Scienza e tecnologia del calcestruzzo". Ed. Ulrico Hoepli. Milano (1980).
- (10) COMISION PERMANENTE DEL HORMIGON. "Instrucción para el proyecto y la ejecución de obras de hormigón en masa o armado EH-82". MOPU (1980).
- (11) COMISION PERMANENTE DEL HORMIGON. "Instrucción para el proyecto y la ejecución de obras de hormigón pretensado EP-77". MOPU (1977).
- (12) CEB-FIP "Código Modelo CEB-FIP para las estructuras de hormigón".
- (13) COMITE EURO-INTERNACIONAL DU BETON (CEB). "Bulletin d'information n.º167". Contribution a la 24.º Session Pléniere du CEB. "Thermal effects in concrete structures". Enero (1985).

- (14) DPTO. CIENCIAS APLICADAS A LA INGENIERIA. E.T.S. Ing. Caminos, C. y P. Universidad de Santander. Apuntes del curso "Cuestiones térmicas en recintos de hormigón". Noviembre 1981. Febrero 1982.
- (15) EMERSON, M. "The calculation of the distribution of temperature in bridges". Crowthorne (England). Department of the Environment TRRL Report LR 561. (1973).
- (16) FALKNER. Contribution al Task Group "Thermal Effects". II Comisión CEB Budapest. Junio (1980).
- (17) GODED, F. "Teoría de la elasticidad lineal y sus funciones de tensión". Ed. Dossat (1959).
- (18) HUNT, B.; COOKE, N. "Thermal calculations for bridge design". Proceedings of the American Society of Civil Engineers. Journal of the Structural Division. Vol. 101, No. ST9. pp. 1763-1800. Septiembre (1975).
- (19) ISACHENKO, V.; OSIPOVA, V.; SUKOMEL, A. "Transmisión de calor". Ed. Marcombo (1979).
- (20) KREITH, F. "Principles of heat transfer" third edition. Ed. Harper & Row. (1976).
- (21) KREITH, F. and BLACK, W.Z. "La transmisión de calor". Principios Fundamentales. Traducción de J. Aguilar Repis y J. de la Rubia. Ed. Alhambra. (1983).
- (22) KREITH, F; KREIDER, J.F. "Principles of Solar Engineering". Ed. McGraw Hill. (1978).
- (23) LOUDON, A.G.; STACY, E.F. "The thermal and acoustic properties of lightweight concrete". Structural Concrete Vol.3 No. 2 pp. 58-95. London. (March-April) (1966).

- (24) MARECHAL, J.C. "Comportement mécanique du béton en fonction de la température". Assoc. Scient. Précont. 11^e Session. Paris. Mars (1969).
- (25) McADAMS, W.H. "Transmisión de calor" Tercera Edición. Ed. McGraw-Hill (1978).
- (26) MANRIQUE, J.A. "Transferencia de calor". Ed. Horla, S.A. de CU. (1976).
- (27) NECATI, O. "Transferencia de calor". Ed. McGraw-Hill (1979).
- (28) NEVILLE, A.M. "Properties of concrete". Ed. Pitman (1975).
- (29) NOWACKI, W.K. "Thermoelasticity". Pergamon Press (1982).
- (30) O.M. 1975. Instrucción relativa a las acciones a considerar en el proyecto de puentes de ferrocarril.
- (31) O.M. 1972. Instrucción relativa a las acciones a considerar en el proyecto de puentes de carretera.
- (32) PRIESTLEY, M.J.N. and TURSTON, S. "Discussion of Reference 7".
Reference 7: Hunt y Cooke. ASCE. No. ST9. Vol. 101. Sep. (1975).
Proceedings of the American Society of Civil Engineers. Journal of
the Structural Division. Vol. 102. No. ST6. Junio (1976).
- (33) SOKOLNIKOFF, I.S. "Mathematical theory of Elasticity". Second Edition.
Ed. McGraw-Hill (1956).
- (34) THERELKELD, J.L. "Thermal environmental engineering". Second Edition.
Ed. Prentice-Hall (1970).
- (35) TIMOSHENKO, S. y GOODIER, J.N. "Teoría de la Elasticidad". Ed. Urmo
(1976).

(36) TORROJA, E. "Elasticidad". Ed. Dossat (1967).

(37) WONG, H.Y. "Handbook of essential formulae and data on heat transfer for engineers". Ed. Longman. London (1977).

CAPITULO II

ESTADO DEL CONOCIMIENTO

2.1. EVOLUCION HISTORICA DEL ESTUDIO DE EFECTOS TERMICOS EN PUENTES

Las primeras trabajos de efectos térmicos lo contemplan las normas alemanas DIN (Deutsche Normen) que ya lo considera en 1951 para edificios (17), y estructuras pretensadas en 1953 (18), posteriormente en 1967 son tenidos en cuenta para carreteras y pasarelas peatonales (19).

La primera publicación sobre efectos térmicos tiene lugar en 1961 con Stephenson (55) que estudia los gradientes de temperatura en columnas esbeltas.

En 1957 aparece en Japón un artículo de Naruoka, Hiroi y Yamaguti (42) sobre la medida de temperaturas en el interior del puente Shigita con tablero de losa armada, y un estudio de las tensiones térmicas a que daba lugar.

Entre los años 1961 y 1965 Zuk, hace diversas publicaciones (57), (58) , (59), sobre comportamiento térmico de puentes.

En 1968, Mary Emerson (21) perteneciente al Ministerio de Transportes británico (Department of Enviroment) publica las primeras conclusiones importantes de los análisis efectuados con las mediciones de los puentes Hammersmith, Medway y Beachley/Wye, y que se pueden resumir en las siguientes puntos:

-En puentes de hormigón, el máximo rango de temperatura media del puente es similar al máximo rango de temperatura ambiente en la zona.

-El rango de temperaturas de puente considerada en la norma inglesa era inadecuado. En particular las temperaturas mínimas no eran suficientemente bajas y el rango considerado no era apropiado en ninguna área del país.

En 1970, Maher (40), estudiando las unidades experimentales de los puentes instrumentados propone una ley de distribución de temperaturas en puentes de sección cajón formada por una distribución lineal en la losa superior y nula en la losa inferior y de esta forma obtenía las consiguientes leyes de tensiones deformaciones y giros.

En 1970 The Ministry of Works de Nueva Zelanda publica la norma (38) "Bridge design temperature gradient", donde de forma

similar a la solución de Maher, supone una distribución de temperaturas constante en el forjado superior de la sección cajón, y nula en el centro.

También en 1970, Bosshart (6) publica un artículo en que relata algunas medidas de temperaturas efectuadas en secciones de puente de hormigón pretensado. Considera un puente con revestimiento bituminoso y a partir de las variaciones diarias de la temperatura determina la mayor diferencia instantánea entre la fibra superior y el alma de la sección cajón. El posterior cálculo de las tensiones de autotensión muestra que éstas superan ampliamente el valor esperado y en varias secciones predomina sobre la influencia de la carga útil.

Hasta 1972, se sigue estudiando el fenómeno fundamentalmente en Nueva Zelanda donde a través del "Ministry of Works" (39) y Priestley encabezando el grupo de trabajo se efectúan diversas publicaciones (11), (34), (43), (44), (45), (46), (47) , y se fija la normativa (39) de uso de una distribución de temperaturas de parábola de sexto grado para el cálculo térmico de puentes.

En Alemania Leonhardt (35) publica un artículo sobre las conclusiones sobre daños en puentes de hormigón pretensado, y en Inglaterra se publican dos normativas que contemplan los efectos térmicos en puentes, referidos a puentes de hormigón (9) y de acero (8) .

En España se publica en 1972 la "Instrucción relativa a las acciones a considerar en el proyecto de puentes de carretera (O.M. 1182)", donde en el apartado "Acciones Térmicas" se puede leer:

Quedará a juicio del proyectista la elección del gradiente térmico correspondiente. Podrá admitirse en general un gradiente constante. Cuando el proyectista así lo justifique, podrá prescindirse de los efectos producidos por el gradiente térmico.

En 1973 el estudio de efectos térmicos en puentes da un giro importante ya que pasa del análisis de los datos experimentales al estudio teórico de la conducción de calor en puentes con la consideración de las variables que intervienen como las propiedades térmicas del hormigón (conductividad térmica, calor específico, densidad, difusividad...), las variables ambientales como la temperatura ambiente y la radiación solar, las condiciones de contorno del puente, la geometría del puente y cuantas otras influyen en el proceso, y el primer paso lo da Mary Emerson en una publicación del Department of Environment (22), que ha servido de modelo a los autores posteriores.

El modelo de cálculo considerado es de flujo de calor unidimensional, y los datos de entrada del problema son la geometría del puente, las propiedades del hormigón y las condiciones ambientales extremas que se pueden producir en

Gran Bretaña referidos a radiación y temperatura en invierno y verano.

Basado en este trabajo del Department of Environment, publica una nueva normativa (15) "Standard highway loadings" en el mismo año de 1973.

En 1975 se publican trabajos de bastantes autores (7) , (20) , (32), (33), (41), (52). Hunt y Cooke (29) publican en Estados Unidos en el ASCE un artículo siguiendo los pasos de Emerson pero con mayor rigor teórico, en el cual comenta el programa de cálculo electrónico que usaron para el estudio de temperaturas en el puente, que será similar al usado por el resto de los investigadores.

A partir de 1976, el grupo de Mary Emerson en el "Department of Environment" británico, hace varias publicaciones (5) , (23) , (24), (30), relativas a efectos térmicos.

Rodolli y Green (53) hacen un estudio comparativo entre los diversos métodos existentes en esos momentos, y cuyas conclusiones son la existencia de un gradiente no lineal de temperaturas, con las consiguientes tensiones de autotensión y de continuidad, que los métodos existentes (British Standard, Maher, Priestley, New Zealand Ministry of Works...) pueden ser válidos. Considera asimismo que las cargas térmicas deben concluirse en el cálculo en estados de servicio del puente reforzando la estructura para poder resistir tales acciones.

Hasta 1978 siguen publicando básicamente los mismos autores Priestley (48), (49), (50) y (51). The Department of Environment británico (5), (23), (24), (25), (26), (30) y otros como Hambly (28), Alliy (2), (3) y Chen y Krok sky (12), pero todos utilizan un método de cálculo digital de temperaturas a partir de los datos ambientales que contrastan con las medidas experimentales ya realizadas.

En 1977 se edita el "Standard highway loadings" BE 1/77 (16) que será la nueva norma británica, completada en 1978 por "Steel concrete and composite bridges" BS 5400.

El Comité Europeo del Hormigón (CEB) consciente del problema de los efectos térmicos en puentes, creó en 1979 el Task Group II/1 "Thermal Effects". Este grupo se unió a la Comisión II "Structural Analysis", y su objetivo era preparar una guía de efectos térmicos en puentes de hormigón.

En el "CEB-FIP Model Code for Concrete Structures" de 1978 se recogía solamente información relativa a variaciones medias de temperatura. Si el ingeniero deseaba una guía de distribución de temperaturas en una sección del puente no indicaba nada y el proyectista debía consultar los artículos especializados publicados hasta la época.

En Octubre de 1981 en un encuentro de la Comisión II en Pavía, los miembros del Task Group "Thermal effects" conclu-

yeron que se debía prestar gran cuidado a un capítulo casi desconocido por los proyectistas y es el referente al estudio de las temperaturas y su distribución en un puente con el consiguiente estado tensional debida este campo de temperaturas.

En el boletín de información del CEB de Abril de 1982, (13) se incluyen los artículos presentados en la reunión de Pavía, en los que se incluyen dos comunicaciones de grupos españoles de las Universidades de Santander (4) y Barcelona (1) entre otros autores (31), (56), (27).

En el boletín de información del CEB número 167 (14) correspondiente a Enero de 1985 se prepara la contribución a la "24^a Sesi6n Pl6niere du CEB" que se celebrará en Rotterdam en Junio de 1985.

2.2. CONDUCCION DE CALOR EN PUENTES

La ecuación general de la conducción de calor en sólidos es fórmula (1.25)

$$\operatorname{div}(-k \nabla t) - \dot{q} + \rho C \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0 \quad (2.1)$$

Si se considera los materiales que forman la estructura de un puente como homogéneos e isotrópicos resultará la expresión

$$\Delta t + \frac{\dot{q}}{k} = \frac{\rho C}{k} \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (2.2)$$

Si bien, el puente estará compuesto por diferentes materiales, hormigón, acero, pavimento bituminoso, se podrá aplicar la fórmula anterior a cada uno de ellos y luego imponer las condiciones de contorno para considerar el sólido conjunto como un solo cuerpo en el cual cada parte, tiene sus propiedades particulares.

Además, para poder resolver esta ecuación se deberán imponer las condiciones iniciales y las condiciones de contorno. (Capítulo 1.1.1.5.). Las condiciones iniciales pueden ser arbitrarias, pero se suele tomar siempre el caso de temperatura uniforme en el puente. Las condiciones de contorno que se producen realmente en el medio ambiente, no tienen nada que ver con las condiciones de contorno típicas que se indican en

la bibliografía clásica (condiciones de Dirichlet, de Neuman, o de Fourier) sino que son condiciones de absorción de radiación solar, (onda corta), condiciones de emisión de radiación (onda larga) al exterior y condiciones de transmisión de calor en el contorno por convección, de tratamiento más complicado que los casos clásicos.

La expresión 2.2 de la conducción de calor se refiere a un estudio tridimensional del problema. (Figura 2.1.)

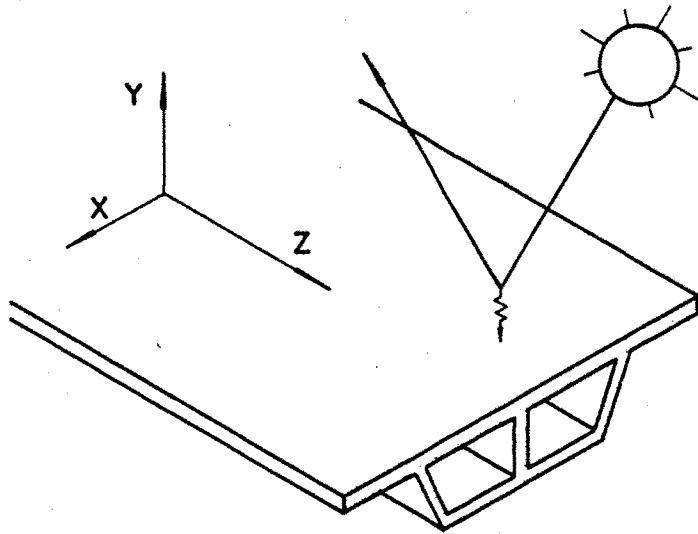


Figura 2.1.

Sin embargo se puede considerar como buena, la hipótesis de que, en el sentido longitudinal del tablero, las condiciones en que éste se encuentra, son idénticas, y por tanto el campo de temperaturas será independiente de esta variable, y

en consecuencia la ecuación 2.2 se podrá escribir de la forma bidimensional siguiente:

$$\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}\right) + \frac{\dot{q}}{k} = \frac{\rho C}{k} \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (2.3)$$

Los casos en que se consideran las tres dimensiones especiales ha sido estudiado por Rambhai (54), con técnicas de elementos finitos y demostró que efectivamente, podría no considerarse la tercera dimensión.

La resolución de la ecuación 2.3 con carácter general junto con las condiciones de contorno es imposible analíticamente, y solamente se puede abordar con nuevas simplificaciones y con técnicas numéricas.

La primera simplificación, es considerar el puente, desde bastante tiempo después de su construcción, es decir en servicio, con lo cual la única fuente de calor interna, que sería el calor de fraguado se anula, y por tanto el término (\dot{q}/K) es cero.

Sin embargo el caso de puentes durante su construcción con espesores de hormigonado superiores a 0,50 m merece ser estudiado, si bien no es objeto del presente trabajo, aunque autores como Leonhardt (36), han detectado casos de fisuras muy poco después de su construcción, aumentado el problema por la escasa resistencia inicial del hormigón.

Por tanto, efectuada esta simplificación, la ecuación (2.3) resulta de la forma:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} = \frac{\rho C}{k} \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (2.4)$$

Aún se puede considerar otra simplificación, ya que en las puentes se considerará que el foco caliente es la zona superior sometida a la radiación solar, y por tanto el flujo de calor se producirá desde esta zona verticalmente hacia abajo, y prácticamente el movimiento transversal será nulo y por tanto las temperaturas dependen de la variable "y" pudiendo considerarse la ecuación de calor de forma unidimensional (Figura 2.1.):

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = \frac{\rho C}{k} \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (2.5)$$

Con ambas ecuaciones (2.4) y (2.5) se trabajará en el presente estudio refiriéndose la primera a casos en que el flujo de calor sea claramente bidimensional como puentes de sección cajón o de tipo losa aligerada, y la segunda al caso de puentes con tablero tipo losa.

Estas ecuaciones son imposibles de resolver analíticamente, sobre todo con las condiciones de contorno que se explican anteriormente; por tanto, su resolución se ha abordado de forma numérica, por medio de la técnica de diferencias fini-

tas en ambos casos de asequible implantación con medios computacionales.

La ecuación (2.5) de flujo unidimensional de calor ha sido utilizada por la práctica totalidad de los autores. Emerson (22) , Priestley (51) , Radolli y Dillon (53) , Hunt y Cooke (29) , mientras que la ecuación bidimensional (24) se ha utilizado entre otras por Lanigan por medio de elementos finitos 1973 (34) y Kalleveras 1982 (31).

2.3. CALCULO DE TENSIONES TERMICAS A NIVEL SECCION. (AUTOTENSION)

2.3.1. INTRODUCCION

Se define como estados de autotensión en una sección de una estructura al conjunto de solicitaciones en esa sección cuya fuerza resultante y momento resultante es nulo.

Son ejemplos típicos, el caso de los efectos de retracción parcialmente coartada por las barras de acero de la armadura que se encontrará en compresión frente al hormigón traccionado. Otro ejemplo es el caso de gradientes térmicos no uniformes en una sección en las cuales unas fibras en tracción quedan sujetas por otras en compresión sin fuerza total ni momento resultante.

También se pueden definir estados autotensión a nivel, no solo de sección, sino también a nivel de la estructura completa y es el caso de deformaciones impuestas, que por tan to no darán resultante exterior. Por tanto, el sistema de fuerzas formado por las reacciones sobre la estructura es idénticamente nulo. Son los casos de retracción, variación uniforme de la temperatura en toda la estructura, gradiente constante de temperaturas.

En este capítulo se tratara únicamente del estudio del estado de autotensión a nivel sección comentándose únicamente el caso de autotensión estructural en el capítulo 8, para el caso de gradiente constante de temperaturas como un caso particular de la distribución arbitraria de temperatura a nivel sección.

2.3.2. GRADIENTE DE TEMPERATURAS CONSTANTE

Este es el caso en que la distribución de temperaturas es lineal (figura 2.2) a lo largo del canto h de la pieza. Si se considera una rebanada de longitud ds (figura 2.2), su puesta totalmente libre, tal acción térmica producirá, además de una elongación uniforme de la rebanada, una incurvación de valor:

$$\frac{1}{R} = \frac{\epsilon}{d} = \frac{\alpha \Delta t}{d} \quad (2.6)$$

siendo α el coeficiente de dilatación lineal del hormigón, y R el radio de curvatura.

Si la rebanada pertenece a una pieza isostáticamente sustentada, la curvatura se desarrollará con libertad y el ángulo total girado entre las secciones extremas, resultaría de la ecuación diferencial según la figura 2.2:

$$d\theta = \frac{ds}{R} = \frac{\alpha \Delta t}{d} ds \quad (2.7)$$

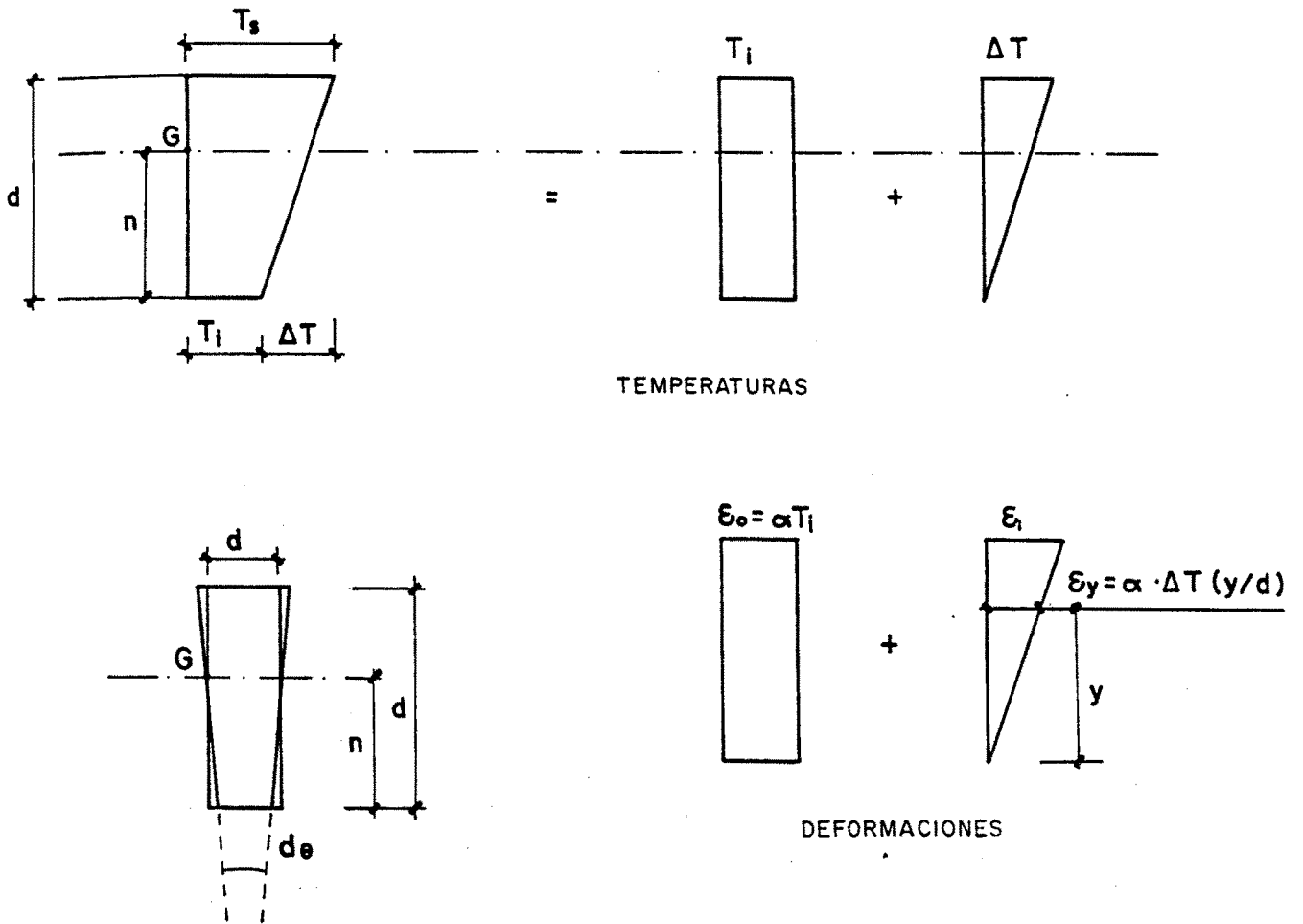


Figura 2.2.

integrando a lo largo de la longitud total de la pieza, y dando lugar también a las consiguientes flechas.

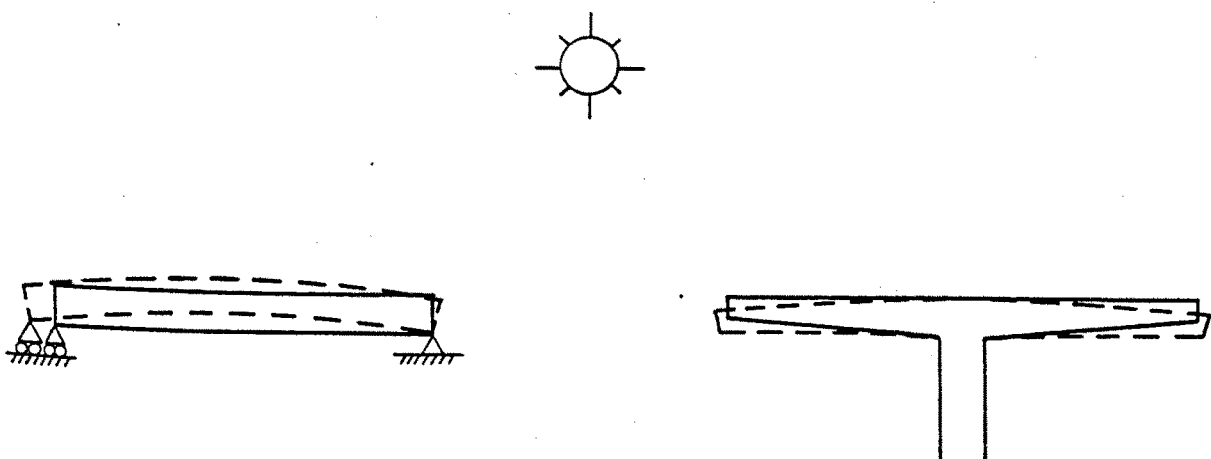


Figura 2.3.

Si por el contrario la rebanada proviene de un dintel continuo, o en general hiperestático, la libertad de incurvación se ve restringida por la necesidad de respetar las condiciones de contorno. Y por tanto, según la teoría de Resistencia de Materiales se puede obtener la expresión el valor del momento flector en función de la curvatura según la expresión:

$$\frac{1}{R} = \frac{M}{EI} \quad (2.8)$$

$$\frac{M}{EI} = \frac{\alpha \Delta T}{d} \rightarrow M = \frac{EI \cdot \alpha \cdot \Delta T}{d} \quad (2.9)$$

M es el momento flector necesario para eliminar la incurvación de la viga, con las consiguientes tensiones.

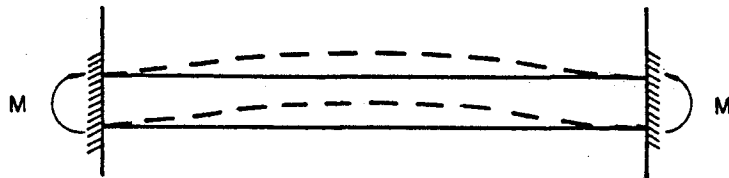


Figura 2.4.

En el dintel continuo aparecen estos momentos hiperestáticos y las correspondientes reacciones hiperestáticas capaces de mantener dichas condiciones de borde.

Descomponiendo el diagrama de temperaturas según la figura 2.2 en una distribución constante, y una lineal entre 0 y ΔT , las deformaciones correspondientes serán una dilatación uniforme y un movimiento de cada fibra lineal al igual que la temperatura, tal como indica la figura 2.2 de forma que la sección plana al final resulte plana, y este movimiento de cada fibra se ha producido sin que suponga que se coarte la deformación de las fibras adyacentes, y por tanto sin tensión ninguna residual entre las fibras.

2.3.3. GRADIENTE TERMICO REAL

En la práctica la distribución de temperaturas sobre un tablero de puente nunca es lineal, como lo demuestra la experiencia, sino que adopta curvas del tipo de las que se expondrán posteriormente a lo largo de este trabajo.

Supongamos que la distribución de temperatura varía con respecto a la profundidad según una ley $t = t(y)$.

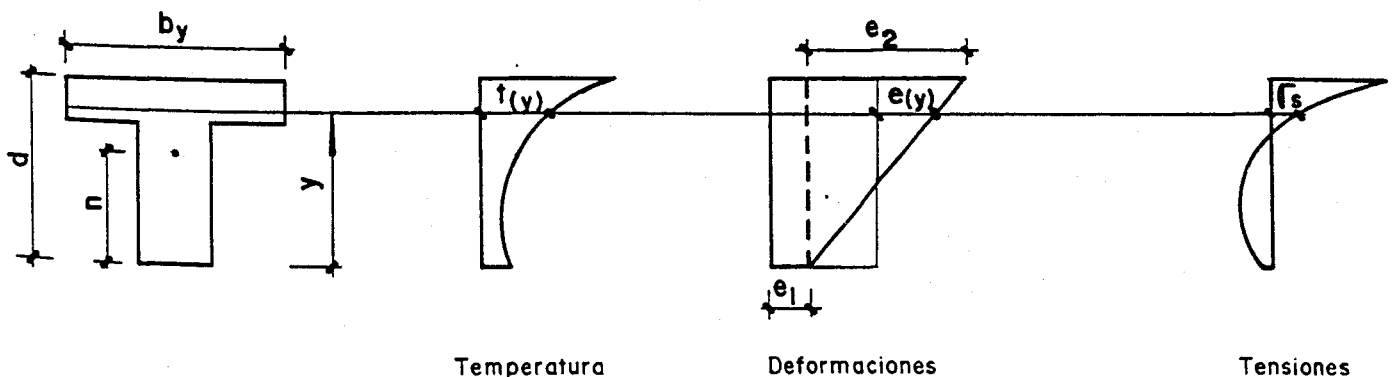


Figura 2.5.

Según la hipótesis de Navier-Bernouilli, las secciones planas antes de la deformación permanecerán planas después de deformadas, y por tanto se adopta una ley lineal en las deformaciones finales en la figura (2.5).

$$e_y = e_1 + e_2(y/d) \quad (2.10)$$

Debido a la ley de temperaturas existirá una ley de deformaciones $e_t = \alpha t(y)$, y la deformación final será igual a la deformación térmica más la deformación elástica que implica la aparición de las tensiones:

$$e_y = e_t + e_s \quad (2.11)$$

$$e_s = e_y - e_t = e_1 + e_2(y/d) - \alpha t(y) \quad (2.12)$$

Las consiguientes tensiones serán por tanto:

$$\sigma_s = E(e_s) = E(e_1 + e_2(y/d) - \alpha t(y)) \quad (2.13)$$

Esta ley de tensiones con respecto a la profundidad deberá cumplir las leyes de equilibrio de la estática, y que a nivel sección serán:

*La fuerza axial resultante en toda la sección debera ser nula.

*El momento de las tensiones con respecto al centroide de la sección debe ser nulo.

Las premisas anteriores dan lugar a las siguientes ecuaciones:

$$N = \int_A \sigma_s \cdot b_y \, dy = 0 \quad \rightarrow \quad E \int_A \{e_1 + e_2 \left(\frac{y}{d}\right) - \alpha t(y)\} b_y \, dy = 0 \quad (2.14)$$

$$M = \int_A \sigma_s b_y \cdot (y-n) \, dy = 0 \quad \rightarrow \quad E \int_A \{e_1 + e_2 \frac{y}{d} - \alpha t(y)\} b_y (y-n) \, dy = 0 \quad (2.15)$$

donde n es la cota de la fibra neutra.

De la ecuación (2.14) se obtiene:

$$e_1 \int_0^d b_y \cdot dy + \frac{e_2}{d} \int_0^d y b_y \cdot dy - \alpha \int_0^d b(y) \cdot b_y \cdot dy = 0 \quad (2.16)$$

$$e_1 \cdot A + \frac{e_2}{d} I_1 - \alpha \int_0^d t(y) \cdot b_y \cdot dy = 0 \quad (2.17)$$

siendo I , el momento estático o de primer orden de la sección con respecto a la base de cota cero, $I_1 = n A$

$$e_1 + (e_2 n)/d = (\alpha/A) \int_0^d t(y) b_y \cdot dy \quad (2.18)$$

Haciendo

$$\int_0^d t(y) b_y \cdot dy = P_1 \quad \rightarrow \quad e_1 + (e_2 n)/d = \frac{\alpha P_1}{A} \quad (2.19)$$

De la ecuación 2.15 se obtiene:

$$e_1 \int_0^d (y-n)b_y \cdot dy + \frac{e_2}{d} \int_0^d (y^2-yn)b_y \cdot dy - \alpha \int_0^d t(y)b_y (y-n) \cdot dy = 0 \quad (2.20)$$

$$e_1 (I_1 - nA) + \frac{e_2}{d} (I_2' - nI_1) - \alpha \int_0^d t(y) \cdot b_y (y-n) dy = 0 \quad (2.21)$$

I_2' , es el momento de inercia o de segundo orden de la sección con respecto a la base de cota cero, y que, según el teorema de Steiner, será $I_2' = I_2 + n^2A$, siendo I_2 el momento de inercia de la sección respecto al centroide

$$\int_0^d t(y)b_y (y-n) dy = P_2 \quad (2.22)$$

Las integrales P_1 y P_2 son resolubles y se puede obtener su valor numérico en cada caso ya que dependen de la sección, que es conocida y de la distribución de temperatura que también se conoce o se considera una distribución dato.

Por tanto la ecuación (2.21) resulta:

$$\frac{e_2}{d} I_2 - \alpha P_2 = 0 \quad (2.23)$$

Mediante las ecuaciones (2.19) y (2.23) se obtienen las incógnitas que se precisaban (e_1 y e_2), las cuales permiten obtener las leyes de deformaciones (2.10), (2.11) y (2.12) y la ley final de tensiones (2.13).

Nótese que de la ecuación (2.23) se deduce directamente e_2 , que es la incógnita que indica directamente la curvatura de la sección.

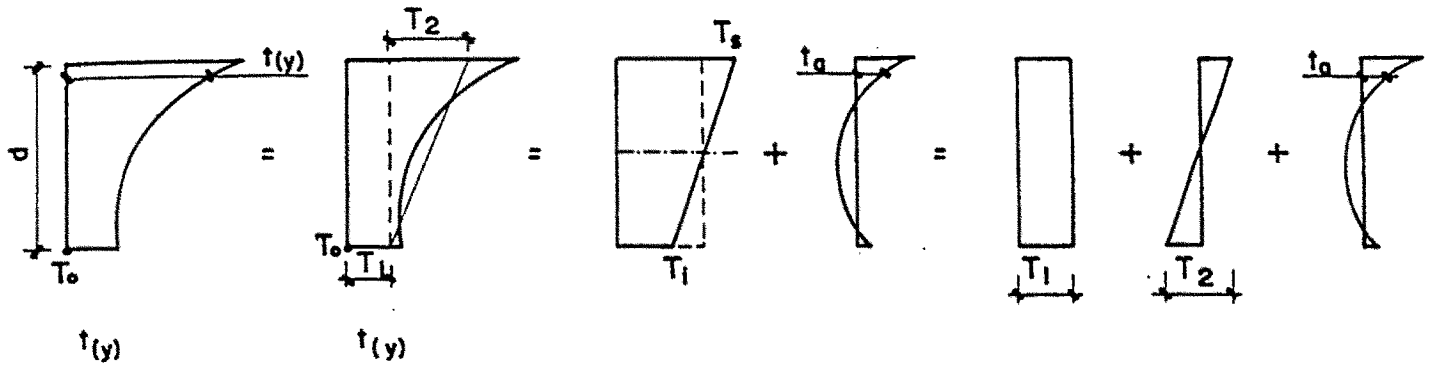
La ley de tensiones (2.13):

$$\sigma_s = E(e_1 + e_2(y/d) - \alpha t(y)) \quad (2.24)$$

es la llamada ley de autotensión a nivel de sección de pieza, donde la tracción que soportan unas fibras a las que no se deja acortar con libertad, quede equilibrado por las compresiones que sufren otras que no pueden dilatarse como desearían, ya que la totalidad de la sección no se mueve debido a este estado de autotensión.

Quiere ello decir, que el problema podría verse de la siguiente forma, diferente a la anterior, pero totalmente compatible:

Dada la ley de temperaturas real en un puente $t(y)$, se tratará de obtener un plano tal que la ley diferencia entre la ley de distribución real de temperaturas y otra ley trapezoidal, conduzca a un estado de auto-tensión:



$$\begin{aligned}
 T_2 &= e_2 / \alpha \\
 T_1 &= e_1 / \alpha \\
 \Delta T &= T_2 \\
 T_1 &= T_0 + T_1 \\
 T_s &= T_0 + T_1 + T_2
 \end{aligned}$$

$$t_a = t(y) - (T_1 + T_2 (y/d))$$

TEMPERATURAS

Figura 2.6.

De esta manera se tiene el fenómeno separado en tres fácilmente resolubles:

-Una dilatación constante de toda la pieza de valor:

$$d(\Delta l) = \alpha T ds \quad (2.25)$$

-Un giro de cada rebanada de valor:

$$d\theta = \frac{\alpha \Delta T}{h} ds \quad (2.26)$$

-Un estado de autotensión sin deformación de valor de la tensión

$$\sigma_s = -E \alpha t_a \quad (2.27)$$

y se podrán considerar sus efectos en cada caso. La dilatación servirá para diseñar el tipo de apoyo que permita tal movimiento en el tablero de un puente. El giro servirá como coacción impuesta para aplicar en caso de puentes hiperestáticos. El estado de autotensión se deberá sumar a todas las demás hipótesis de carga del puente, según indique la Instrucción.

2.4. NORMAS EUROPEAS RELATIVAS A EFECTOS TERMICOS EN PUENTES

2.4.1. INTRODUCCION

Las normas europeas en la actualidad contienen únicamente información general sobre las cargas térmicas, y se refieren únicamente a dos cuestiones, la temperatura media T_m del puente y la diferencia de temperaturas ΔT entre la parte superior e inferior del puente.

Sólamante la norma inglesa indica la distribución de temperaturas con respecto a la profundidad en el hormigón; en el resto de los casos únicamente se comentarán las indicaciones relativas a la temperatura media T_m y al valor de la diferencia de temperaturas ΔT . También se hace alguna indicación de los coeficientes de seguridad γ .

2.4.2. GRAN BRETAÑA (NORMA BS-5400)

Es la norma más elaborada, en lo que se refiere a acciones térmicas, de las normas europeas. Así por ejemplo, las temperaturas medias de los puentes se obtienen de unos mapas de Gran Bretaña (figuras 2.7 y 2.8) con las líneas de igual temperatura ambiente a las que luego habrá de afectar de una serie de coeficientes correctores como altitud sobre el nivel del mar o las condiciones peculiares de la situación del puente.

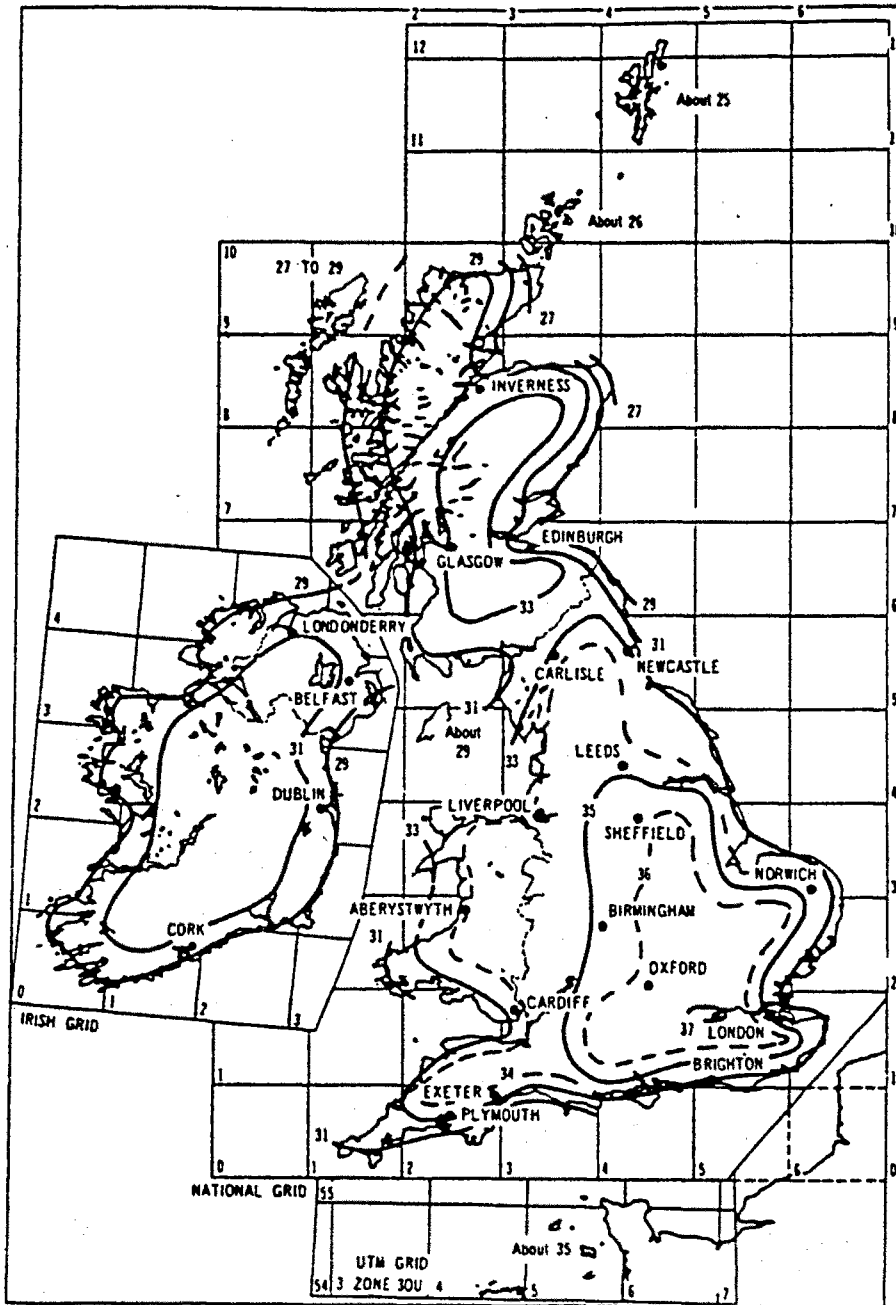
te (indica incluso la posibilidad de consultar con el servicio meteorológico para mejor precisión).

A continuación se relacionan las temperaturas ambientes extremas con las temperaturas medias o "eficaces" del puente dependiendo del tipo de puente. En la tabla 2.1 se puede observar tal relación para el caso de puentes de hormigón.

TABLA 2.1.

Maximum shade air temperature	Maximum effective bridge temperature	Minimum shade air temperature	Minimum effective bridge temperature
°C	°C	°C	°C
24	27	-24	-14
25	28	-23	-13
26	29	-22	-13
27	29	-21	-12
28	30	-20	-12
29	31	-19	-11
30	32	-18	-11
31	32	-17	-10
32	33	-16	-10
33	33	-15	-9
34	34	-14	-9
35	35	-13	-8
36	36	-12	-7
37	36	-11	-6
38	37	-10	-6
		-9	-5
		-8	-4
		-7	-3
		-6	-3
		-5	-2

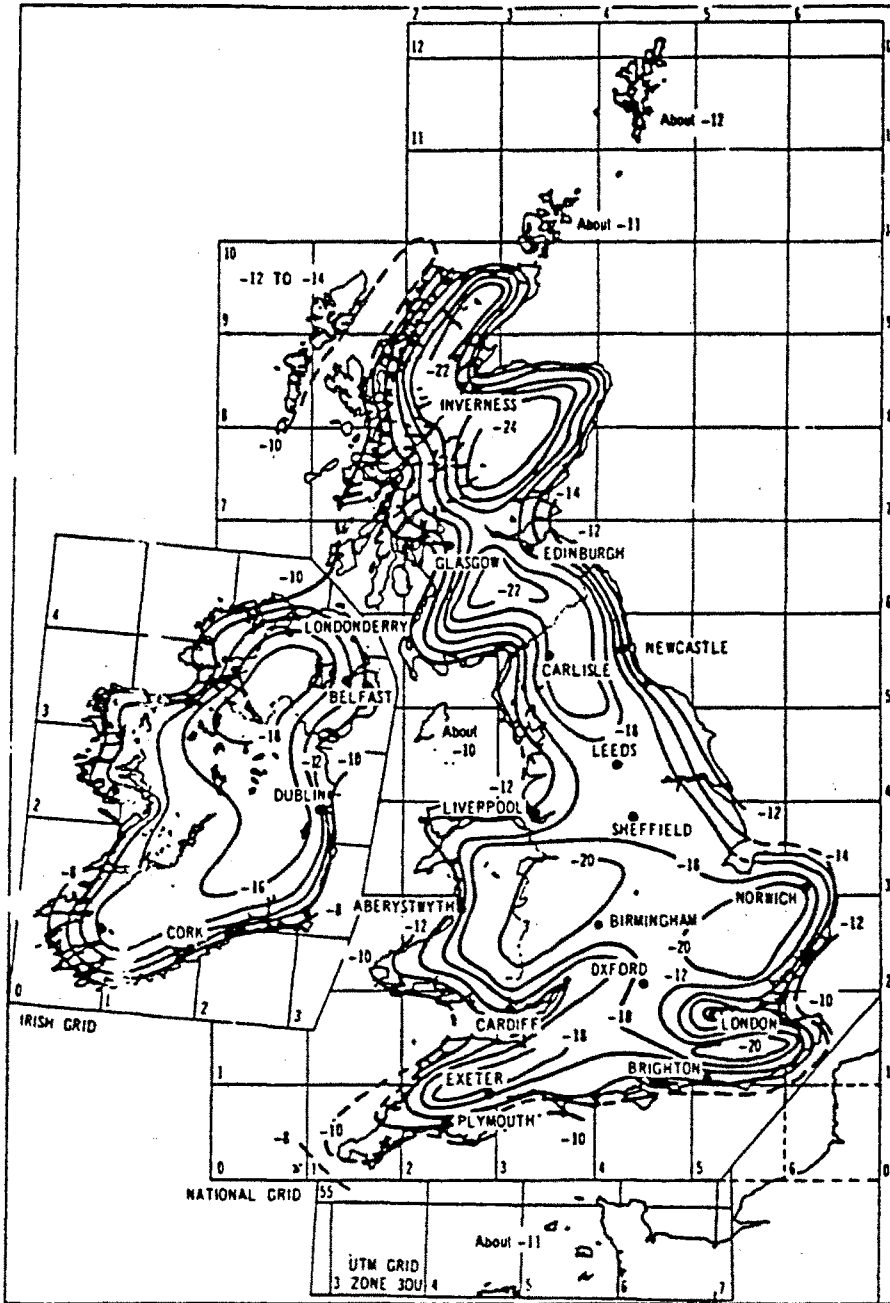
La distribución de temperaturas, al igual que las temperaturas medias, viene definida en función de la tipología estructural. En la figura 2.9 vienen indicadas las distribuciones de temperaturas para el caso de puentes de hormigón.



Isotherms of maximum shade air temperature
(in °C)

Figura 2.7

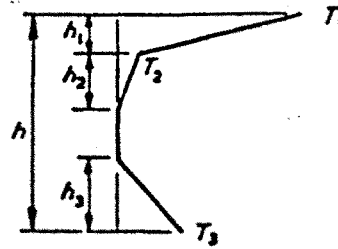
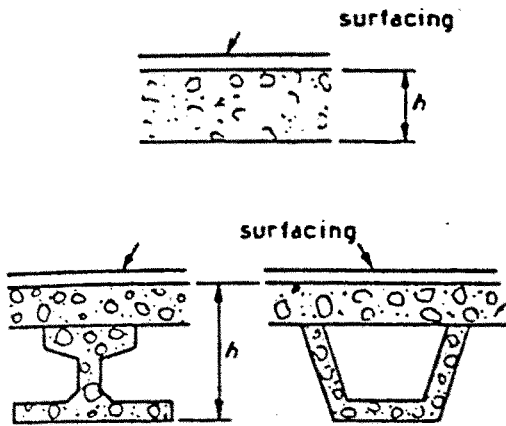
BS 5400 : Part 2 : 1978



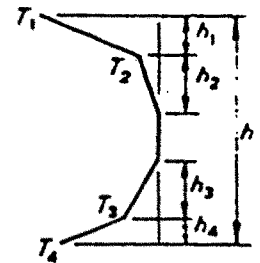
Isotherms of minimum shade air temperature
(in °C)

Figura 2.8

Concrete slab or concrete deck on concrete beams or box girders



$h_1 = 0.3h \leq 0.15 \text{ m}$
 $h_2 = 0.3h \geq 0.10 \text{ m}$
 $\leq 0.25 \text{ m}$
 $h_3 = 0.3h \leq (0.1 \text{ m} + \text{surfacing depth in metres})$
 (for thin slabs, h_3 is limited by $h - h_1 - h_2$)



$h_1 = h_4 = 0.2h \leq 0.25 \text{ m}$
 $h_2 = h_3 = 0.25h \leq 0.2 \text{ m}$

Depth of slab (h)	Surfacing thickness	Positive temperature difference			Reverse temperature difference			
		T_1	T_2	T_3	T_1	T_2	T_3	T_4
m	mm	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C}$
= 0.2	unsurfaced	12.0	5.0	0.1	4.7	1.7	0.0	0.7
	waterproofed	19.5	8.5	0.0	4.7	1.7	0.0	0.7
	50	13.2	4.9	0.3	3.1	1.0	0.2	1.2
	100	8.5	3.5	0.5	2.0	0.5	0.5	1.5
	150	5.6	2.5	-0.2	1.1	0.3	0.7	1.7
0.4	200	3.7	2.0	-0.5	0.5	0.2	1.0	1.8
	unsurfaced	15.2	4.4	1.2	9.0	3.5	0.4	2.9
	waterproofed	23.6	6.5	1.0	9.0	3.5	0.4	2.9
	50	17.2	4.6	1.4	6.4	2.3	0.6	3.2
	100	12.0	3.0	1.5	4.5	1.4	1.0	3.5
0.6	150	8.5	2.0	1.2	3.2	0.9	1.4	3.8
	200	6.2	1.3	1.0	2.2	0.5	1.9	4.0
	unsurfaced	15.2	4.0	1.4	11.8	4.0	0.9	4.6
	waterproofed	23.6	6.0	1.4	11.8	4.0	0.9	4.6
	50	17.6	4.0	1.8	8.7	2.7	1.2	4.9
0.8	100	13.0	3.0	2.0	6.5	1.8	1.5	5.0
	150	9.7	2.2	1.7	4.9	1.1	1.7	5.1
	200	7.2	1.5	1.5	3.6	0.6	1.9	5.1
	unsurfaced	15.4	4.0	2.0	12.8	3.3	0.9	5.6
	waterproofed	23.6	5.0	1.4	12.8	3.3	0.9	5.6
1.0	50	17.8	4.0	2.1	9.8	2.4	1.2	5.8
	100	13.5	3.0	2.5	7.6	1.7	1.5	6.0
	150	10.0	2.5	2.0	5.8	1.3	1.7	6.2
	200	7.5	2.1	1.5	4.5	1.0	1.9	6.0
	unsurfaced	15.4	4.0	2.0	13.4	3.0	0.9	6.4
≥ 1.5	waterproofed	23.6	5.0	1.4	13.4	3.0	0.9	6.4
	50	17.8	4.0	2.1	10.3	2.1	1.2	6.3
	100	13.5	3.0	2.5	8.0	1.5	1.5	6.3
	150	10.0	2.5	2.0	6.2	1.1	1.7	6.2
	200	7.5	2.1	1.5	4.8	0.9	1.9	5.8
≥ 1.5	unsurfaced	15.4	4.5	2.0	13.7	1.0	0.6	6.7
	waterproofed	23.6	5.0	1.4	13.7	1.0	0.6	6.7
	50	17.8	4.0	2.1	10.6	0.7	0.8	6.6
	100	13.5	3.0	2.5	8.4	0.5	1.0	6.5
	150	10.0	2.5	2.0	6.5	0.4	1.1	6.2
200	7.5	2.1	1.5	5.0	0.3	1.2	5.6	

BS 5400

temperature field

Figura 2.9

Los coeficientes de seguridad utilizados son:

- Estados límites últimos: $\gamma_f = 1,3$
- Estados límites en servicio: $\gamma_f = 1,0$

Los valores de γ_{f3} multiplicadores de la carga son:

- Estados límites últimos $\gamma_{f3} = 1,1$
(Excepto si se usan métodos plásticos en cuyo caso $\gamma_{f3} = 1,15$).
- Estados límites en servicio: $\gamma_{f3} = 1,0$.

2.4.3. ESPAÑA

La "Instrucción relativa a las acciones a considerar en el proyecto de puentes de carretera (O.M. 1972)" indica en el capítulo 4.3.3.2. dedicado a las acciones térmicas:

Para el estudio de los efectos térmicos se considerará un incremento uniforme de temperatura, expresado en grados centígrados:

$$\Delta = \pm(20 - 0,75 e) \leq 0$$

esta variación de temperaturas se refiere como oscilación sobre la temperatura de construcción del puente, lo cual tampoco es muy claro que temperatura es ésta.

e, es el espesor ficticio de la pieza expresado en centímetros que en elementos superficiales coincide sensiblemente con el espesor.

Relativo a la diferencia de temperaturas, la Instrucción indica:

Quedará a juicio del proyectista la elección del gradiente térmico correspondiente. Podrá admitirse, en general, un gradiente constante. Cuando el proyectista así lo justifique, podrá prescindirse del estudio de los efectos producidos por el gradiente térmico.

Indica también que aquellos elementos en que alguna de sus partes pueda estar sometida a la acción directa del sol será necesario considerar una diferencia de temperatura entre la parte más caliente y la más fría de 10 grados centígrados.

Relativo a coeficientes de seguridad, y sistemas de cálculo no vienen indicados por la "Instrucción relativa a las acciones a considerar en el proyecto de puentes de carretera" o la "Instrucción relativa a las acciones a considerar en el proyecto de puentes de ferrocarril" sino por las Instrucciones EH-82 y EP-77.

En ellas se trata las cargas térmicas como un sistema más de cargas y por tanto los coeficientes son los habituales.

En los métodos de análisis, la Instrucción española permite los métodos lineales y los no-lineales, en concreto, la Instrucción EP-77 en su artículo 46.2, indica:

Artículo 46.2. Acciones indirectas: Las solicitaciones originadas por las deformaciones impuestas, podrán calcularse en régimen elástico o, si ha lugar, teniendo en cuenta la respuesta no lineal de los materiales de la estructura, en particular del hormigón.

2.4.4. FRANCIA

La reglamentación francesa define cual debe ser la temperatura inicial durante la construcción

$$T_{m,0} = 8 - 14^{\circ}\text{C}$$

y además los valores máximos y mínimos

$$\max T_m = 40^{\circ}\text{C}$$

$$\min T_m = -30^{\circ}\text{C}$$

El valor de la diferencia de temperaturas en el puente entre la parte superior e inferior del tablero lo diferencia en dos casos, $\Delta T = 6^{\circ}\text{C}$ en el caso de que este gradiente constante sea compatible con la sobrecarga de uso característica y $\Delta T = 12^{\circ}\text{C}$ cuando el gradiente no sea compatible con la sobrecarga.

Estas temperaturas se utilizan para el cálculo de movimientos del tablero y dimensionamiento de las juntas.

Los momentos de continuidad se calcularán con un cálculo elástico lineal ya que supone clase I en la estructura.

Efectos como la fisuración resultante se calculan dividiendo la temperatura media en dos partes.

-Una primera parte de valor $T_m = \pm 10^\circ\text{C}$, en el cual se tienen en cuenta la onda térmica diaria, siendo este valor de la oscilación diaria muy realista.

-Una segunda parte del valor de la temperatura será el resto que quede después de quitar la onda diaria, y que corresponde a las ondas de mayor período de tiempo como las ondas semanales o estacionales.

En el primer caso utiliza una expresión del módulo de elasticidad del hormigón de

$$\epsilon_c = 12000 \sqrt[3]{f_c} \quad (\text{N/m}^2)$$

y en el segundo caso

$$E_v = E_c/3$$

De acuerdo con la nomenclatura del Código Modelo el factor de combinación de carga térmica con sobrecarga es:

-Estados límites últimos: $\psi = 0,5$

-Estados límites en servicio: $\psi = 0,6$

y el factor de seguridad:

-Estados límites últimos: $\gamma = 1,0$

-Estados límites en servicio: $\gamma = 1,35$

2.4.5. ALEMANIA

Para el cálculo de las fuerzas y momentos de compatibilidad debidos a las condiciones térmicas se supondrán unos valores de la temperatura principal del puente de:

$$T_{m,max} = 30^{\circ}\text{C}$$

$$T_{m,min} = -20^{\circ}\text{C}$$

y para el cálculo de los movimientos de tablero y dimensionamiento de juntas se supondrá:

$$T_{m,max} = 50^{\circ}\text{C}$$

$$T_{m,min} = -4^{\circ}\text{C}$$

La diferencia de temperatura entre las partes superior e inferior del tablero se considerará en dos partes, correspondientes a una situación diurna, y una situación nocturna del puente.

$$\Delta T = 7,0K$$

$$\Delta T = -3,5K$$

El factor de combinación de las cargas térmicas con la sobrecarga se toma

$$1,0(SC) + 0,7(\Delta T)$$

$$0,7(SC) + 1,0(\Delta T)$$

Los momentos de compatibilidad se pueden calcular normalmente suponiendo un comportamiento elástico lineal si se efectúa el cálculo en clase I. Si se dimensionan en clase II esto se debe confirmar con un análisis adecuado.

El coeficiente de seguridad se tomará

$$\gamma = 1,0$$

2.4.6. AUSTRIA

No indica ninguna especificación relativa a la diferencia de temperaturas en el tablero.

El cálculo de la temperatura del puente depende del método de cálculo, así por ejemplo para el caso de efectuar un análisis suponiendo comportamiento lineal de la estructura ($\gamma = 1,7$) se considerará

$$T_m = \pm 15^\circ\text{C}$$

en el caso de un análisis con comportamiento no lineal ($\gamma = 1,4$), se tomará:

$$T_m = +30^\circ\text{C}$$

$$T_m = -20^\circ\text{C}$$

Para el estudio del movimiento del tablero y dimensiones de juntas, se considerará:

$$T_{m,\max} = 40^\circ\text{C}$$

$$T_{m,\min} = -30^\circ\text{C}$$

CAPITULO II

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- (1) AGUADO, A.; MARI, A.; PENON, E. "Nonlinear analysis for thermal effects and support displacement on frame concrete structures". C.E.B. *Bulletín d'información* n.º154. Them 4: Thermal effects. Abril, 1982.
- (2) ALLIV, G.H. "The thermal behaviour of a composite box-girdes Bridges". (Synopsis). *Proceeding of the Institution of Civil Engineers. Part 2. Vol.61.* p.205. Marzo, 1976.
- (3) ALLIV, G.B. Discussion of Reference 7. Reference 7: Hunt y Cooke. ASCE n.ºST9 Vol.101. Sept. 1975. *Proceedings of the American Society of Civil Engineers. Journal of the structural Division. Vol.102. n.ºST7 pp.1515-1516.* Julio, 1976.
- (4) APARICIO, A.C.; ARENAS, J.J. "The behaviour of continuous reinforced and prestressed beams subjected to a thermal gradient under loads increasing up to failure". C.E.B. *Bulletín d'información* n.º154. Theme 4: Thermal effects. Abril, 1982.
- (5) BLACK, W.; MOSS, D.S.; EMERSON, M. "Bridge temperatures derived from measurement of movement. Crowthorne (England). Department of the Environment TRRL. Report LR 748. 1976.
- (6) BOSSHART, H. "Temperaturspanmugen in Spanubetonbrucken. (Tensiones térmicas en Puentes de hormigón pretensado. Madrid, 1970.
- (7) BRYANT, A.H.; BUCKLE, I.G. and LANIGAN, A.G. "Prediction of temperatures in box-girder Bridges". *Proceedings of the Australian Road Research Board. Vol.7, Part 7. pp. 296-308. 1974.*
- (8) BRITISH STANDARDS INSTITUTIONS. "Steel girder bridges. Part 3A: Loads. Londond, 1972. 40 pp. BS 153: Part 3A.
- (9) BRITISH STANDARDS INSTITUTION. "The structural use of concrete". Part 1: Design, materials and workmanship. London, 154 pp. CP.110: Part 1. 1972.

- (10) BRITISH STANDARDS INSTITUTION. "Steel, concrete and composite bridges". London, 1978. Eight parts BS 5400. 1978.
- (11) BUCKLE, I.G. y LANIGAN, A.G. "Transient thermal response of box-girder bridge decks". Proceedings of the Third Australasian Conference on mechanics of structures and materials. Auckland, New Zealand. 1971.
- (12) CHEN, C.H. y KROKOSKY, E.M. "Steady and non-steady solar heat transmission through roof. *Materiaux et Constructions. Materials and Structures.* Vol. 9. n.º49, pp. 19-32. Enero-Febrero, 1976.
- (13) COMITE EURO-INTERNATIONAL DU BETON (C.E.B.). Bulletin d'information n.º154. Thence 4: "Thermal effects". Abril 1982.
- (14) COMITE EURO-INTERNATIONAL DU BETON (C.E.B.). Bulletin d'information n.º167. Enero 1985.
- (15) DEPARTMENT OF THE ENVIRONMENT. Standard highway Loadings. London. Technical Memorandum (Bridges) BE 5/73, 1973.
- (16) DEPARTMENT OF TRANSPORT. Standard highway loadings. London. Technical Memorandum (Bridges) BE 1/77. 1977.
- (17) DEUTSCHE NORMEN. Wärmeschutz im Hochbau (Thermal insulation in buildings). Berlin and Koln DIN 4108. Julio, 1952.
- (18) DEUTSCHE NORMEN. Spannbeton, Richtlinien für Bemessung und Ausführung. (Prestressed concrete-rules for design and manufacture). Traducción inglesa en C & CA Library DIN 4227. Berlin and Koln. Octubre 1953.
- (19) DEUTSCHE NORMEN. Strassen and Wegbrücken: Lastannahmen Road and foot bridges: design loads. Traducción inglesa en C & CA. Library DIN 1072. Berlin and Koln. Noviembre de 1967.
- (20) DIRUY, M. Etude expérimentale des phénomènes différents dans les ouvrages en béton précontraint. Laboratoire Centrales des Ponts et Chaussées. Paris, Report de recherches 50. pp.60. 1975.

- (21) EMERSON, M. *Bridge temperatures and movements in the British Isles*. Crowthorne (England) Ministry of Transport TRRL Report LR 228, 1968.
- (22) EMERSON, M. *The calculation of the distribution of temperature in bridges*. Crowthorne (England). Department of the Environment TRRL Report LR 561. 1973.
- (23) EMERSON, M. *Extrema values of bridge temperatures for design purposes*. Crowthorne (England). Department of the Environment TRRL. Report LR 744. 1976.
- (24) EMERSON, M. *Bridge temperature estimated from the shade temperature*. Crowthorne (England). Department of the Environment TRRL. Report LR 696. 1976.
- (25) EMERSON, M. *Temperatures in bridges during the hot summer of 1976*. (Towthorne) (England) Department of the Environment TRRL. Report LR 783. 1977.
- (26) EMERSON, M. *Temperature differences in bridges: basis of design requirements*. Crowthorne (England). Department of the Environment. TRRL Report LR 765. 1977.
- (27) EMERSON, M. *The influence of the environment on concrete bridge temperatures*. CEB Bulletin d'Information n.º154. Theme 4: Thermal Effects. Abril, 1982.
- (28) HAMBLY, E.L. *Temperature distributions and stresses in concrete bridges*. *The structural engineer*. Vol.56A n.º5 pp.143-148. Mayo de 1978.
- (29) HUNT, B; COOKE, N. *Thermal calculations for bridge design*. *Proceedings of the American Society of Civil Engineers. Journal of the Structural Division*. Vol. 101, N.ºST9 pp.1763-1800. Septiembre 1975.
- (30) JONES, M.R. *Bridge temperatures calculated by computer program*. Crowthorne (England) Department of the Environment TRRL Report LR 702. 1976.

- (31) KALEVRAS, V.C. Environmental thermal effects on reinforced concrete structures. The greek experience. CEB Bulletin d'Information n.º154 Theme 4: Thermal effects. Abril, 1982.
- (32) KEHLBECH, F. Einfluss des sommenstrahlung bei Bruckenbauwerken. (Effect of solar radiation on bridge structures). Duseldorf. Werner-Verlag, 1975.
- (33) KEHLBECH, F.; BIEGER, K.W. Stresses in concrete bridges due to unsteady temperature. Conference of road bridge Loading. Cambridge. Abril, 1975.
- (34) LANIGAN, A.G. The temperature response of concrete box-girder bridges. School of Engineering. University of Auckland. (New Zealand). Report. N.º94 Septiembre, 1973.
- (35) LEONHARDT, F.; LIPPOTH, W. Folgerungen ans Schaden an Spanubetonbrucken (Conclusiones sobre daños en puentes de hormigón pretensado). Beton und Stahlbetonbau. Vol.65 n.º10 pp.237-244. Octubre de 1970.
- (36) LEONHARDT, F. "Vorlessungen uber Massiubau". Tomo 6. Ed. Springer Verlag. 1969.
- (37) LIU, Y.N.; ZUK, W. Thermoelastic effects in prestressed flexural members. Journal of the Prestressed Concrete Institute (US) Vol.8 n.º3 pp.64-85. Junio, 1963.
- (38) MINISTY OF WORKS. NEW ZEALAND. Bridge design temperature gradiente. Referencie en Priestley, 1972. Marzo de 1970.
- (39) MINISTRY OF WORKS. NEW ZEALAND. Highway bridge design brief. Issue B. 1972.
- (40) MAHER, D.R.H. The effects of differential temperature on continuous prestressed concrete bridges. Civil Engineering Transactions Institute of Engineers of Australia. Vol. CE12, Part 1, pp. 29-32. Paper, 1975. Abril, 1970.
- (41) MORTLOCK, I.D. The instrumentation of bridges for the measurement of temperature and movement. Crowthorne (England). Department of the Environment TRRL Report LR641. 1974.

- (42) NARUOKA, M.; HIRAI, I; YAMAGUTI, T. The measurement of the temperature of the interior of the reinforced concrete slab of the shigita bridge and the presumption of the thermal stress. Proceedings of the simposium on stress measurements for bridges and structures. Tokyo, Japanese society for the promotion of science pp.106-116. 1957.
- (43) PRIESTLEY, M.J.N. Effects of transverse temperature gradients on bridges. Ministry of Works. New Zealand. Report n°394. Septiembre, 1971.
- (44) PRIESTLEY, M.J.N. Model study of a prestressed concrete box-girder bridge under thermal loading. IABSE 9th Congress Amsterdam. Preliminary Report pp. 737-746. Mayo 1972.
- (45) PRIESTLEY, M.J.N. Structural model of a prestressed concrete box-girder bridge. Phase 2: Thermal loading Vol.I: Model description and temperature results. Ministry of Works. New Zealand. Report n°440. Octubre, 1972.
- (46) PRIESTLEY, M.J.N. Structural model of a prestressed concrete. box-girder bridge. Phase 2: Thermal loading. Vol.II: Stress and deflections comparison between theory and experiment. Ministry of Works. New Zealand. Report n°440. Octubre, 1972.
- (47) PRIESTLEY, M.J.N. Temperature gradients in bridges some design considerations. New Zealand Engineering. Vol. 27. Part. 7. pp. 228-233. Julio, 1972.
- (48) PRIESTLEY, M.J.N. Design thermal gradients for concrete bridges. New Zealand Engineering. Vol. 31, Part. 9 pp. 213-219. Septiembre, 1976.
- (49) PRIESTLEY, M.J.N. y TURSTON, S. Discussion of Reference 7. Reference 7: Hunt y Cooke. ASCE n°ST9. Vol. 101. Sep. 1975. Proceedings of the American Society of Civil Engineers. Journal of the Structural Division Vol. 102. N°ST6. Junio, 1976.
- (50) PRIESTLEY, M.J.N. Linear Heat flow and thermal stress analysis of concrete bridge decks. Christchurch. New Zealand University of Canterbury. Department of Engineering. Research Report n° 76/3. Febrero, 1976.

- (51) PRIESTLEY, M.J.N. Design of concrete bridges for temperature gradients. *Journal of the American Concrete Institute (U.S.)*. Proceedings. Vol.75, n°5 pp. 209-217. Mayo, 1978.
- (52) RADOLLI, M; GREEN, R. Thermal stresses in concrete bridge superstructures under summer conditions. *Transportation Research Record (U.S.)*. n°547 pp. 23-26. 1975.
- (53) RADOLLI, M; DILLON, M.M.; GREEN, R. Thermal stress analysis of concrete bridge superstructures. *Transportation Research Record (U.S.)* n°607, pp. 7-13. 1977.
- (54) RAMBHAI, P. Thermal effects in concrete box-girder bridges. Report. n°139. Ph. D. Thesis. University of Auckland, 1976.
- (55) STEPHENSON, D.A. Effects of differential temperature on tall slender columns. *Concrete and Constructional Engineering*. Vol. 56. n°5, pp. 175-178. Mayo, 1961.
- (56) ZICHNER, T. Thermal effects on concrete bridges. *CEB Bulletin d'Information* n°154. Theme 4: Thermal Effects. Abril, 1982.
- (57) ZUK, W. Thermal and shrinkage stresses in composite beams. *Journal of the American Concrete Institute (U.S.)* Proceedings. Vol.58, n°3. pp. 327-340. Septiembre, 1961.
- (58) ZUK, W. Thermal behaviour of composite bridges-insulated and uninsulated. *Highway Research Record (U.S.)*. n°76 pp. 231-253. 1965.
- (59) ZUK, W. Simplified design check of thermal stresses in composite highway bridges. *Highway Research Record*. n°103. pp. 10-13. 1965.

CAPITULO III

OBJETIVOS DE LA TESIS

3. OBJETIVOS DE LA TESIS

El objetivo original de esta tesis, fué más bien una inquietud transmitida por compañeros especialistas en puentes, sobre el comportamiento de los tableros de puente frente a las acciones térmicas ambientales.

Esta inquietud se transformó en una serie de objetivos que fueron surgiendo, según se iba introduciendo en el tema. Así, por ejemplo, estudiando la normativa internacional al respecto, se observa una laguna para los proyectistas, que no tienen ninguna guía ni pueden aplicar ningún dato concreto, y únicamente les quedaba guiarse por el buen sentido y por los artículos especializados.

Por tanto, el primer objetivo que se planteó era crear las bases para la creación de una "norma de acciones térmicas ambientales en puentes" que liberase al ingeniero proyectista de las tareas propias del ingeniero investigador.

Pero además de la creación de esta base para una futura norma, germina en el investigador la inquietud por el comportamiento real de los tableros de puente, ¿cuáles son las zonas más afectadas?, ¿cuál es el rango de variación de los valores térmicos? ¿son correctos los parámetros térmicos (conductividad, difusividad) de los materiales de construcción? ¿se comportan los

materiales de igual forma ante cargas térmicas que ante cargas gravitatorias?. La respuesta a cada una de las preguntas se convierte en objetivo, aunque algunos no se puedan cumplir por limitaciones del investigador y de los medios.

Una vez conocido el comportamiento térmico (es decir, el campo de temperaturas), de los diversos tipos de tableros de puente, surge un nuevo objetivo: ¿Cómo afecta este estado térmico al estado tensional del puente?. Se deberán aplicar otras técnicas (Resistencia de Materiales, Termoelasticidad), no tan antiguas como la Teoría de Conducción de Calor, pero ya desarrolladas hace muchos años, que permitan una aplicación rápida, y logren conocer y acotar la influencia de las acciones térmicas en el estado tensional.

En su conjunto y a modo de resumen los objetivos de esta tesis doctoral se pueden sintetizar en los siguientes apartados

- Estudio del comportamiento de tableros de puente definiendo las zonas más afectadas por los gradientes térmicos.
- Comprobar si los resultados están recogidos dentro de las actuales normativas, si es que existen.
- Realizar las correcciones a que diera lugar en las reglamentaciones.

-Definición de un diagrama de temperaturas para obtener las tensiones a que da lugar el estado de autotensión, y los correspondientes giros de las secciones para el cálculo hiperestático del tablero.

-Definir un modelo de flujo de calor para cada tipo de puente y proporcionar posibles métodos de cálculo para cada uno.