

MODELO CONSTITUTIVO MACROMECAÁNICO PARA HORMIGONES A TEMPERATURAS ELEVADAS

Marcia Rizo Patrón¹, Gustavo A. Pérez² y Ricardo H. Lorefice¹

1: Centro de Mecánica Aplicada y Estructuras
Facultad de Ciencias Exactas y Tecnologías
Universidad Nacional de Santiago del Estero
Av. Belgrano (S) 1912 . 4200 Sgo del Estero
e-mail: rizopatron@gmail.com, web: <http://fce.unse.edu.ar/fceyt/>

2: Instituto de Estructuras Arturo Guzmán
Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología
Universidad Nacional de Tucumán
Av. Independencia 1800. 4000 S. M. de Tucumán
e-mail: gperez@herrera.unt.edu.ar, web: <http://www.facet.unt.edu.ar/iest/>

Palabras clave: hormigón, modelación constitutiva, acciones térmicas.

Resumen *En este trabajo se presenta un nuevo modelo constitutivo para hormigones maduros sometidos a altas temperaturas, apto para la simulación de casos de incendio en estructuras de hormigón y hormigón armado a nivel macromecánico. La base del modelo está constituida por la teoría de la elasto-viscoplasticidad de Perzyna considerando una modificación del criterio invíscido de Drucker-Prager, previa calibración del mismo en función de la evolución de las resistencias a compresión y tracción uniaxial en función de la temperatura. Dado que los procesos en los que las estructuras se someten a altas temperaturas son dependientes del tiempo de exposición, y teniendo en cuenta que de acuerdo con evidencias experimentales el hormigón sufre fenómenos reológicos durante la exposición a temperaturas elevadas (fenómeno denominado transient creep), la nueva formulación permite tener en cuenta el efecto tiempo-tasa dependiente por medio de la consideración de la teoría de la viscoplasticidad propuesta por Perzyna, considerando además la variación de los parámetros de viscosidad con la temperatura, integrando de manera natural la historia de tensiones y deformaciones bajo carga, acción de temperatura y fenómenos reológicos, obteniendo de este modo una herramienta numérica para el análisis de estructuras reales sometidas a acciones térmicas elevadas tales como el caso de incendios.*

1. INTRODUCCIÓN

El problema de predicción de comportamiento estructural de elementos de hormigón y hormigón armado sometidos a altas temperaturas es de gran complejidad debido a los numero-

Los factores intervinientes, relacionados con la evolución de las propiedades físico-químicas y mecánicas del hormigón, y su interacción con los procesos químicos, físicos y de flujo que ocurren en el interior de la masa del mismo, los cuales constituyen un complejo problema termo-hidro-químico-mecánico acoplado en espacio y tiempo, cuya solución exacta es solo posible mediante la consideración de la discretización de las ecuaciones gobernantes (flujo térmico, flujo hídrico, presión de gas, conservación de masa, conjuntamente con las ecuaciones de equilibrio a nivel material y estructural). Este tipo de enfoque integral, si bien es el más riguroso desde el punto de vista teórico-conceptual del problema, solo es aplicable a casos sencillos, y sus soluciones son fuertemente dependientes de las condiciones de borde que se consideren. Requiere del planteo computacional de modelos de transporte térmico y de flujo, los cuales a su vez deben acoplarse con modelos materiales no lineales que permitan la incorporación de la mesoestructura del material a fin de considerar apropiadamente la variación de rigidez de la matriz cementicia, proceso de fisuración explícito y un cálculo de tensiones acorde con el nivel de deformación y temperatura del material en cada punto de la sección estructural y para cada instante del proceso. Las condiciones anteriormente enumeradas reducen drásticamente la aplicabilidad de este tipo de análisis, el cual solo es factible en ámbitos científicos muy específicos, mediante el empleo de computadoras de alta performance debido a la gran cantidad de grados de libertad y ecuaciones a discretizar. Estos condicionamientos reducen la aplicabilidad de este tipo de análisis para la solución de problemas prácticos de la ingeniería civil relacionados al diseño estructural y que involucren situaciones concretas de acción térmica a elevadas temperaturas.

Se pueden utilizar entonces métodos computacionales basados en modelos constitutivos a nivel macro mecánico, con resolución no lineal en base al MEF (Método de los Elementos Finitos). En este criterio se considera que gran parte de la complejidad de los modelos acoplados pueden simplificarse, asumiendo la validez de la mecánica de medios continuos no lineal mediante la inclusión de variables de estado propias del modelo que son función de la intensidad de la carga térmica, la cual se introduce en la formulación constitutiva no lineal que puede estar basada en la Teoría de la Plasticidad, Teoría de la Elasto-Viscoplasticidad, Teoría de Daño, Mecánica de Fractura No Lineal, o combinaciones de las anteriores. El problema estructural combinado con acciones térmicas se resuelve considerando el acoplamiento termo-mecánico usando técnicas conocidas de resolución de algoritmos no lineales acoplados en el entorno del MEF. Si bien esta metodología simplifica considerablemente las hipótesis, planteamiento de condiciones de borde y complejidad del problema, aún presenta dificultades para su aplicación generalizada, sobre todo porque requiere de un nivel de conocimiento importante respecto a las técnicas computacionales de resolución de problemas termo-mecánicos acoplados no lineales, y adicionalmente de las teorías constitutivas mencionadas anteriormente.

2. CRITERIOS DE MODELACIÓN NUMÉRICA

La modelación numérica del hormigón a elevadas temperaturas se ha basado en dos tipos de modelos: termo-mecánicos y termo-hidro-mecánicos. Los primeros consideran el acoplamiento de la deformación térmica y la degradación material con el daño mecánico. Son modelos adecuados para el análisis del comportamiento estructural del hormigón bajo fuego. Los segundos

son generalmente modelos muy complejos que tienen en cuenta, no sólo el daño mecánico y la transferencia de calor, sino también la contribución del transporte de humedad, presiones intersticiales en la masa del material y su incidencia y acoplamiento en el comportamiento general. Dentro de los primeros modelos termomecánicos desarrollados se destaca la propuesta de de Borst y Peeters (1989) [1], Luccioni et al. (2003) [2], Ozbolt et al. (2005) [3] y Kodur et al. (2009) [4]. Estos modelos reproducen en general el comportamiento del hormigón normal bajo acciones térmicas, pero no aquellos aspectos claves para el análisis de la seguridad estructural tales como el descascaramiento explosivo o spalling. Los modelos termo-hidro-mecánicos y más aún, los más complejos que trabajan también con el acoplamiento químico, han sido desarrollados por Bazant y Thonguthai (1979) [5], Gawin et al. (2003) [6], Tenchev y Purnell (2005) [7], Kukla (2010) [8] y Zhao (2012) [9], entre otros. Estos planteos más sofisticados se emplean para investigar fenómenos complejos tales como el descascaramiento explosivo (spalling), el cual requiere considerar los procesos de acoplamiento termo-químico, hídrico y mecánico en el hormigón sometido a altas temperaturas, ver Bazant y Thonguthai (1979) [5], Bazant y Kaplan (1996) [10], entre otros. Estos autores estudiaron la distribución de las presiones de poros y las tensiones térmicas en el hormigón sometido a un incremento de temperatura en forma rápida. Describieron el estado y el transporte del agua contenida en los poros del hormigón empleando un modelo de fase simple, el cual fue verificado y calibrado usando datos experimentales. El modelo considera la dependencia de la permeabilidad en la humedad relativa y en la temperatura. Como resultado, se llega a la conclusión de que la presión de poros intersticial es disparador del descascaramiento explosivo en hormigones de alta resistencia. Gawin et al. (2003) [6] desarrollaron un modelo termo-hidro-mecánico acoplado, extendido luego a termo-hidro-químico-mecánico (Gawin et al. (2006) [11] [12]). En este modelo, la presión del gas, la presión capilar, la temperatura y el daño mecánico se consideran acoplados. Tenchev y Purnell (2005) [7] desarrollan un modelo termo-hidro-mecánico sobre la base del modelo de daño desarrollado por Ortiz (1985) [13]. Gawin y coautores (1999) [14], (2004) [15], (2006) [11] [12] y 2007 [16] proponen un modelo sofisticado para el análisis de las deformaciones del hormigón sujeto a temperatura y presión, el cual fue desarrollado en etapas a lo largo de varios años y considera factores químicos, hídricos, térmicos y mecánicos. Khoury et al (2002) [17] desarrollaron un modelo basado en la física de los mecanismos de transporte, los cambios de fase y las propiedades mecánicas involucradas en el proceso, con grandes similitudes con el modelo antes mencionado. En vistas del complejo problema que se aborda, es claro que si bien los desarrollos anteriores que consideran el acoplamiento de las diversas variables conjuntamente con la solución numérica de las ecuaciones de campo que gobiernan cada etapa del problema logran predicciones razonables del comportamiento del hormigón a altas temperaturas en general, logando captar fenómenos particulares tales como el denominado transient creep y el descascaramiento explosivo o spalling, la mayoría de ellos solo ha sido aplicado a situaciones muy concretas, calibrados en base a pocos experimentos disponibles y analizados en el contexto de patrones o acciones térmicas que no se ajustan en general a la dinámica de evolución que sufren las estructuras reales en caso de incendio. Adicionalmente, los complejos modelos multifásicos acoplados requieren de alta capacidad de cálculo computacional, ya que involucran una cantidad de grados de libertad que los vuelven prácticamente insolubles para la

mayoría de los computadores disponibles. En este contexto, el planteo que se propone en secciones siguientes apunta al desarrollo de un modelo cohesivo-friccional clásico, con variables constitutivas termo-dependientes considerando el criterio de máxima resistencia propuesto por Drucker-Prager, el cual es apto para la modelización numérico-computacional de problemas de valores de borde en el marco de la Mecánica de Medios Continuos y el Método de los Elementos Finitos No Lineal. Este modelo se complementa mediante la extensión elasto-viscoplastica siguiendo el criterio de Perzyna, el cual permite la consideración de efectos tiempo-tasa dependientes de manera integral, logrando así una formulación constitutiva unificada. El modelo propuesto es apto para el estudio de problemas reales, con y sin consideración de armadura de refuerzo, por lo que una vez calibrado adecuadamente constituye una herramienta numérica relativamente simple, robusta y de aplicación directa a la solución de problemas ingenieriles en el ámbito de la mecánica estructural.

3. MODELO PARABÓLICO DE DRUKER-PRAGER

Se presenta en esta sección el modelo constitutivo termo-mecánico basado en la teoría de la elastoplasticidad formulada por Drucker-Prager [20] en su variante parabólica, conjuntamente con la extensión del mismo a fin de incluir efectos tiempo-tasa dependiente en términos de la formulación propuesta por Perzyna [21]. El criterio de máxima resistencia se plantea como

$$F = F(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{q}) = F(J_2, I_1, \mathbf{q}) \quad (1)$$

En la ecuación (1), $F(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{q})$ representa la función de fluencia del material, dependiente del tensor de tensiones $\boldsymbol{\sigma}$ y del tensor de variables internas \mathbf{q} , las cuales representan la degradación de la estructura interna del material. A partir de la descomposición aditiva del tensor de tensiones en sus partes volumétrica y desviadora, es posible expresar el criterio de Drucker-Prager en términos de los invariantes del tensor de tensiones, invariante desviador J_2 y del primer invariante o traza de $\boldsymbol{\sigma}$, I_1 y de la fuerza de endurecimiento termo-mecánica, $\chi_j(\mathbf{q}, T)$ Coussy et al. (2004) [19] (ver ecuaciones (2 a 5)).

$$F = J_2 + \alpha(T)I_1 - \beta(T) + \chi_j(\mathbf{q}, T) \quad (2)$$

siendo J_2 el segundo invariante del tensor desviador de tensiones

$$J_2 = \frac{1}{2} S_{ij} : S_{ij} = \frac{1}{3} (q)^2 \quad (3)$$

e I_1 el primer invariante del tensor de tensiones

$$I_1 = \sigma_{ii} \quad (4)$$

$$f(\boldsymbol{\sigma}) = f(I_1, J_2) \quad (5)$$

Los parámetros de resistencia $\alpha = \alpha(f'_c, f'_t, T)$ y $\beta = \beta(f'_c, f'_t, T)$ son dependientes de las resistencias a compresión f'_c y a tracción f'_t del material las cuales a su vez dependen de la

temperatura

$$\alpha(T) = \frac{f'_c(T) - f'_t(T)}{3} \tag{6}$$

$$\beta(T) = \frac{f'_c(T) + f'_t(T)}{3}$$

La superficie de fluencia parabólica del modelo así planteado origina las curvas que se ilustran en la Figura 1, en las que se aprecia la contracción del dominio encerrado bajo la curva de máxima resistencia a medida que se incrementa la temperatura de exposición del material, desde el valor inicial a una temperatura de referencia de 20°C la cual evoluciona gradualmente y conlleva a la reducción de la resistencia mecánica tanto en tracción como en compresión uniaxial.

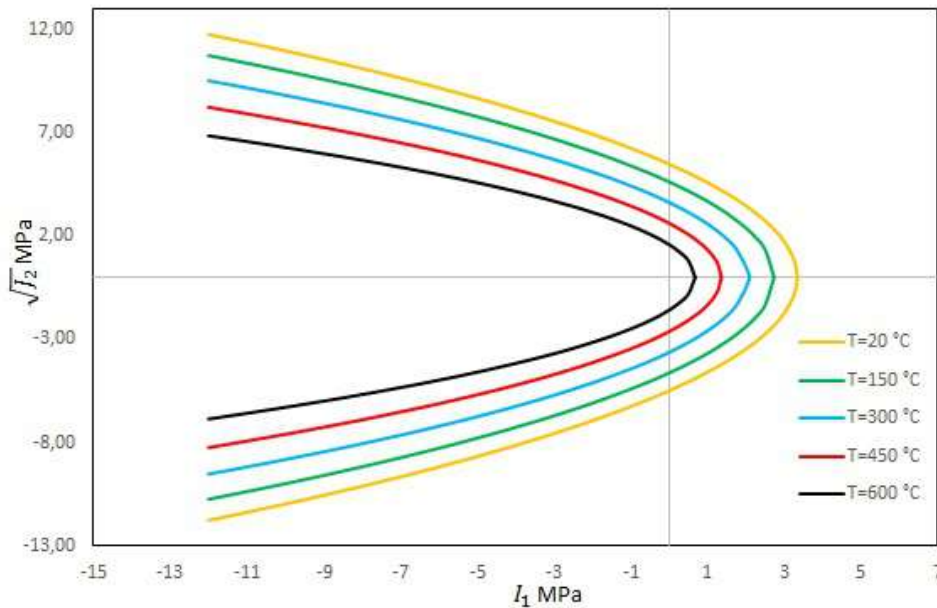


Figura 1: Evolución de la superficie de fluencia F con la temperatura

Asumiendo que el tensor de deformaciones puede descomponerse en una parte elástica, otra plástica o irreversible y la componente de temperatura, $\epsilon = \epsilon_e + \epsilon_p + \epsilon_T$. Asimismo, es posible expresar la componente plástica de la deformación (se asume caso de flujo plástico asociado $Q = F$), $\epsilon_p = \epsilon_p^{vol} + \epsilon_p^{des}$ siendo Q la función de Potencial plástico, por lo que en forma diferencial se expresa

$$d\epsilon_p = d\epsilon_p^{vol} + d\epsilon_p^{des} \tag{7}$$

El cumplimiento de la condición general de consistencia plástica conduce a la expresión

$$dF = \frac{\partial F}{\partial \sigma} : d\dot{\sigma} + \frac{\partial F}{\partial \mathbf{q}} \cdot d\dot{\mathbf{q}} = 0 \tag{8}$$

La cual en el caso de acoplamiento termo-mecánico toma la forma

$$dF = \frac{\partial F}{\partial \boldsymbol{\sigma}} : d\dot{\boldsymbol{\sigma}} + \frac{\partial F}{\partial \mathbf{q}} \cdot d\dot{\mathbf{q}} + \frac{\partial F}{\partial \mathbf{q}} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial T} \cdot dT \quad (9)$$

$$\implies dF = \frac{\partial F}{\partial \boldsymbol{\sigma}} : d\dot{\boldsymbol{\sigma}} - H_{Pl}(d\lambda) - H_T dT \quad (10)$$

Expresando la condición de consistencia en términos de la variable de hardening

$$dF = \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} d\sigma_{ij} + \frac{\partial F}{\partial \chi_j} \frac{\partial \chi_j}{\partial \kappa_j} d\kappa_j + \frac{\partial F}{\partial \chi_j} \frac{\partial \chi_j}{\partial T} dT = 0 \quad (11)$$

$$dF = \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} d\sigma_{ij} - H_{pl} d\lambda - H_T dT \quad (12)$$

$$d\lambda = \frac{1}{H_{pl}} \left[\frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} d\sigma_{ij} - H_T dT \right] \quad (13)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \chi_j} \frac{\partial \chi_j}{\partial \kappa_j} d\kappa_j = \frac{\partial F}{\partial \chi_j} \frac{\partial \chi_j}{\partial \kappa_j} \frac{\partial \kappa_j}{\partial \lambda} d\lambda = -d\lambda \frac{\partial F}{\partial \chi_j} h_j \frac{\partial F}{\partial \chi_j} \quad (14)$$

$$d\kappa_j = d\lambda \frac{\partial Q}{\partial \chi_j} \quad (15)$$

con

$$H_{pl} = \frac{\partial F}{\partial \chi_j} \frac{\partial \chi_j}{\partial \kappa_j} \frac{\partial \kappa_j}{\partial \lambda} \quad (16)$$

κ_j y χ_j son las variables internas de endurecimiento y fuerza endurecimiento conjugada respectivamente. H_{pl} se denomina módulo de endurecimiento y $H_T = \frac{dF}{d\chi_j} \frac{d\chi_j}{dT}$ es el denominado módulo térmico. El multiplicador plástico $d\lambda$ se obtiene reemplazando en la ecuación de consistencia plástica la expresión de las tensiones

$$d\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{E} : (d\boldsymbol{\varepsilon} - d\boldsymbol{\varepsilon}_p) = \mathbf{E} : (d\boldsymbol{\varepsilon} - d\lambda \mathbf{m}) \quad (17)$$

con \mathbf{m} el vector gradiente a la superficie de potencial plástico, $Q = F \implies m = \partial F / \partial \boldsymbol{\sigma}$

$$d\lambda = \frac{\frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \cdot d\sigma_{ij} - H_T \cdot dT}{H_{Pl} + \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} : E_{ijkl} : \frac{\partial F}{\partial \sigma_{kl}}} \quad (18)$$

$$\frac{\partial F}{\partial I_1} = \alpha; \quad \frac{\partial F}{\partial q} = S_{ij} = \frac{\partial F}{\partial J_2} \quad (19)$$

4. EXTENSIÓN VISCOPLÁSTICA

A fin de introducir la dependencia en el tiempo/tasa, se plantea la modificación de la superficie de máxima resistencia de Drucker-Prager [20] siguiendo la propuesta de Perzyna [21], quien formula la existencia del potencial viscoplástico $G(\psi, F, \boldsymbol{\sigma})$. El potencial viscoplástico se plantea en términos del flujo plástico invíscido el cual se afecta por la viscosidad aparente η y la función de sobrerresistencia $\psi(F)$ que a su vez depende de la función de fluencia elastoplástica original $F(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{q})$ y de F_0 , que representa un parámetro de normalización de la función el cual en general se adopta igual al límite de resistencia o umbral inicial de fluencia del modelo invíscido.

$$\dot{\boldsymbol{\epsilon}}_{vp} = G(\psi, F, \boldsymbol{\sigma}) = \frac{1}{\eta} \langle \psi(F) \rangle \mathbf{m} \quad (20)$$

$$\psi(F) = \left[\frac{F(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{q})}{F_0} \right]^N \quad N \gg 1 \quad (21)$$

Combinando la regla de flujo elastoplástica clásica $\boldsymbol{\epsilon}_p = \lambda : \mathbf{m}$ y la (20), se obtiene la expresión explícita para la deformación elasto-viscoplástica de Perzyna, de la cual se deduce el multiplicador viscoplástico que viene dado por

$$\dot{\lambda} = \frac{1}{\eta} \langle \psi(F) \rangle \quad (22)$$

con $\langle \cdot \rangle$ el operador de Mc Cauley

$$\langle \psi(F) \rangle = \begin{cases} \psi(F) & \text{if } F > 0 \\ 0 & \text{if } F \leq 0 \end{cases} \quad (23)$$

$\frac{1}{\eta}$ representa la fluidez, $\eta(T)$ la viscosidad aparente, la cual se plantea aquí como una función

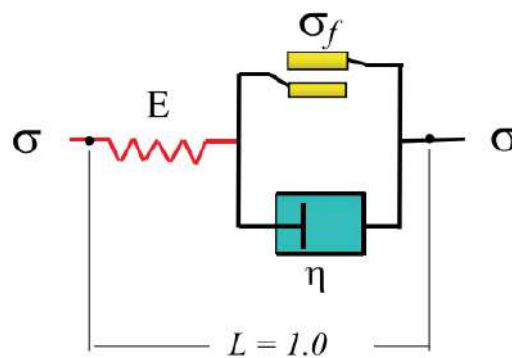


Figura 2: Modelo elasto-viscoplástico ideal

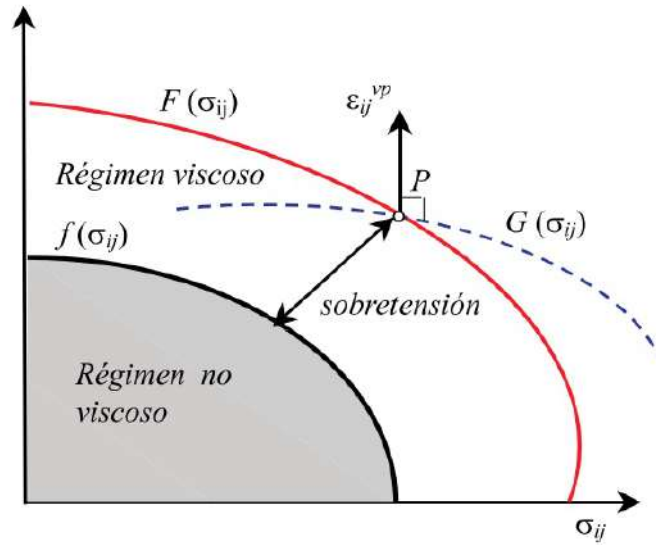


Figura 3: Concepto de sobretensión en el espacio de tensiones

exponencial decreciente en términos de la temperatura mediante la expresión

$$\eta(T) = \eta_0 \cdot \exp \left[-\varepsilon \cdot \left(1 - \frac{T}{T_0} \right) \right] \quad (24)$$

Con η_0 la viscosidad inicial, ε un parámetro de ajuste y T_0 la temperatura de referencia. Considerando las expresiones anteriores, cualquier criterio elastoplástico general puede modificarse como sigue a fin de introducir la dependencia en la tasa/tiempo mediante el criterio de Perzyna.

$$\bar{F} = f(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{q}) - f(\dot{\mathbf{q}}) \quad (25)$$

$$F = \psi^{-N} \left(\frac{\|\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{vp}\|}{\|\mathbf{n}\|} \eta \right) = \psi^{-N} (\dot{\lambda} \eta) \quad (26)$$

Entonces, para el rango viscoplastico, la nueva condición de restricción toma la forma

$$\bar{F} = F - \psi^{-N} (\dot{\lambda} \eta) = 0 \quad (27)$$

Asumiendo que el exponente $N = 1$, la formulación termo-elasto-viscoplastica de Drucker-Prager puede escribirse como sigue

$$\bar{F} = \underbrace{J_2 + \alpha(T)I_1 - \beta(T)}_{\text{término mecánico}} + \underbrace{\chi(\mathbf{q}, T)}_{\text{término termo-mecánico}} - \underbrace{\dot{\lambda} \cdot \eta(T)}_{\text{término viscoso}} = 0 \quad (28)$$

En la (28), el primer término depende del tensor de tensiones y las variables mecánicas del modelo que son función de la temperatura, el segundo representa las variables de estado termo-mecánicas y el tercero la dependencia temporal que introduce el efecto viscoso. La nueva condición de consistencia elasto-viscoplastica conduce a

$$\dot{\bar{F}} = \mathbf{n} : \dot{\boldsymbol{\sigma}} + \bar{r}\dot{q} + \bar{s}\ddot{\lambda} = 0 \quad (29)$$

La generalización de las condiciones de Kuhn-Tucker toma la forma

$$\dot{\lambda} \bar{F} = 0, \quad \dot{\lambda} \geq 0, \quad \bar{F} \leq 0 \quad (30)$$

La condición de consistencia viscoplástica es

$$\bar{r} = \frac{\partial \bar{F}}{\partial q} = \left(\frac{\partial F}{\partial q} - \frac{\partial \psi^{-1}(\dot{\lambda} \eta)}{\partial q} \right) \quad (31)$$

y

$$\bar{s} = - \frac{\partial \psi^{-1}(\eta \dot{\lambda})}{\partial \dot{\lambda}} \quad (32)$$

Resolviendo las derivadas, se deduce que

$$\bar{r} = \frac{\partial \bar{F}}{\partial q} = \frac{\partial F}{\partial q} \quad (33)$$

y

$$\bar{s} = -\eta \quad (34)$$

El planteo anterior sigue el concepto de viscoplasticidad continua (Ponthot,1995) [22], permitiendo una transición suave entre la situación $\eta = 0$ (sin efecto viscoso o estado de plasticidad invíscida), lo cual conduce a la condición elastoplástica clásica $F(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{q}) = 0$. El otro caso extremo ocurre cuando η tiende a infinito, lo cual conduce al estado de tensión $F < 0$ para todo estado de tensión posible, indicando un estado elástico. La solución del planteo numérico desde el punto de vista de la integración constitutiva se realiza combinando el criterio de proyección al punto más cercano (CPPM o Closest Point Projection Method) conjuntamente con el Método de Retorno de Euler (Backward Euler Method), mientras que a nivel de problema de valores de borde se resuelve en el marco del Método de los Elementos Finitos No Lineal. La implementación computacional del modelo se realiza como subrutina de usuario en el entorno del software FEAP v8.4.

5. RESULTADOS NUMÉRICOS

5.1. Calibración del modelo: compresión/tracción uniaxial

A fin de calibrar el modelo numérico propuesto, se considera la evolución de los diversos parámetros intervinientes en función de la temperatura (módulo de elasticidad longitudinal, resistencia a compresión y a tracción, viscosidad, calor específico, densidad, etc), cuyas variaciones se ilustran a continuación en las Figuras 4 a 9.

Las predicciones del modelo numérico calibrado para el caso de compresión y tracción uniaxial se ilustran en las Figuras 12 y 13 respectivamente, las cuales se obtuvieron en estado homogéneo de tensiones planas mediante el MEF para una configuración de un único elemento de cuatro nodos. Los parámetros empleados para la calibración del modelo consideran una resistencia a compresión uniaxial de 30 MPa, y de 3,0 MPa a tracción simple. En estos dos ensayos, la

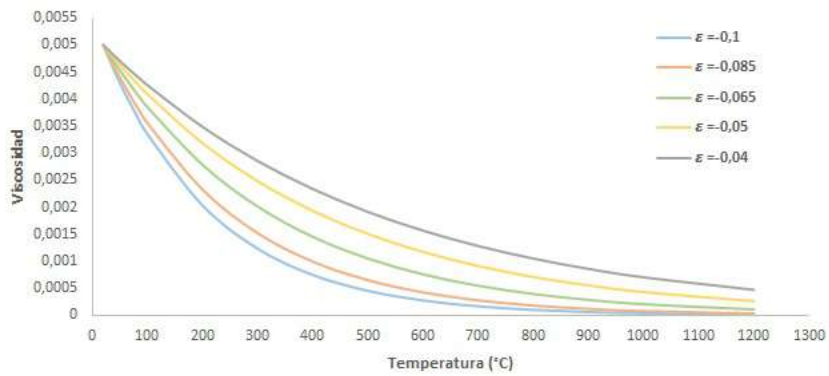


Figura 4: Evolución de la viscosidad con la temperatura

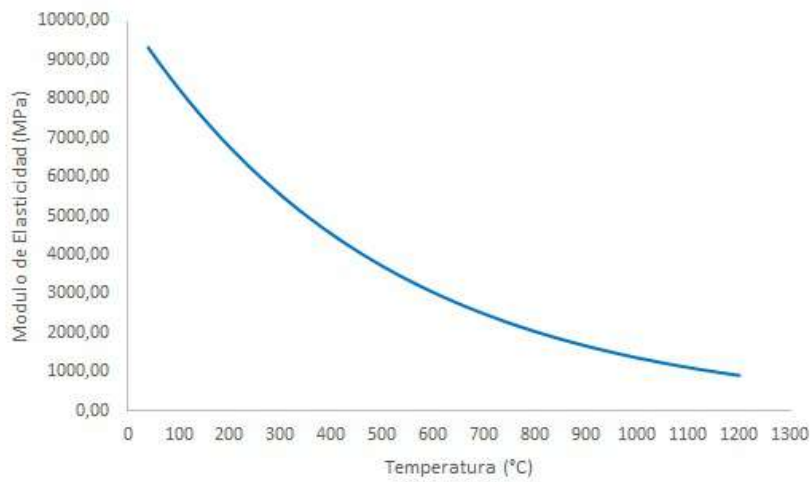


Figura 5: Evolución del módulo de elasticidad con la temperatura

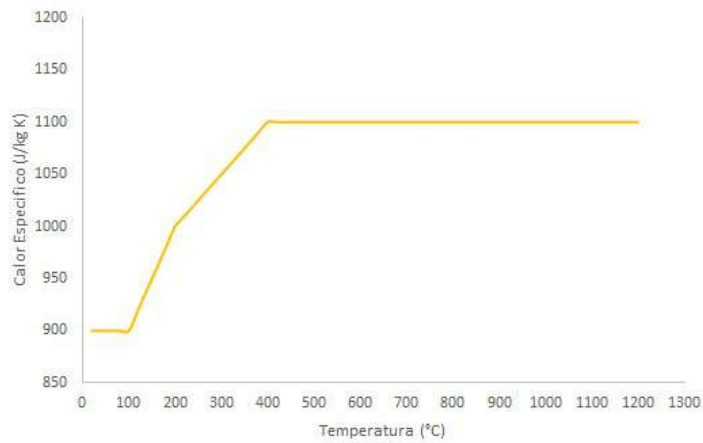


Figura 6: Evolución del calor específico con la temperatura

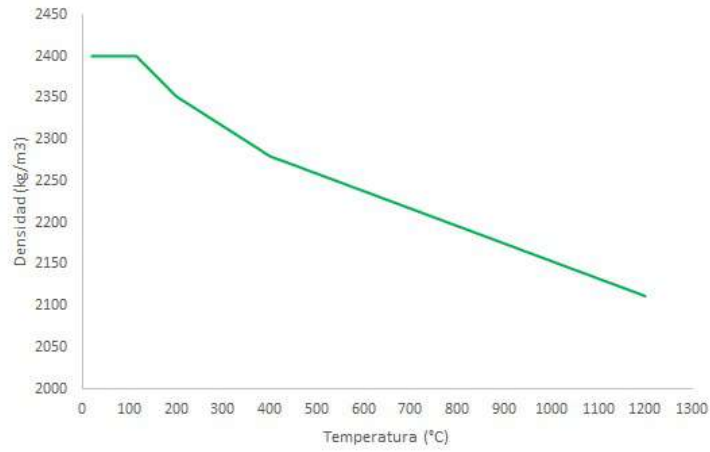


Figura 7: Evolución de la densidad con la temperatura

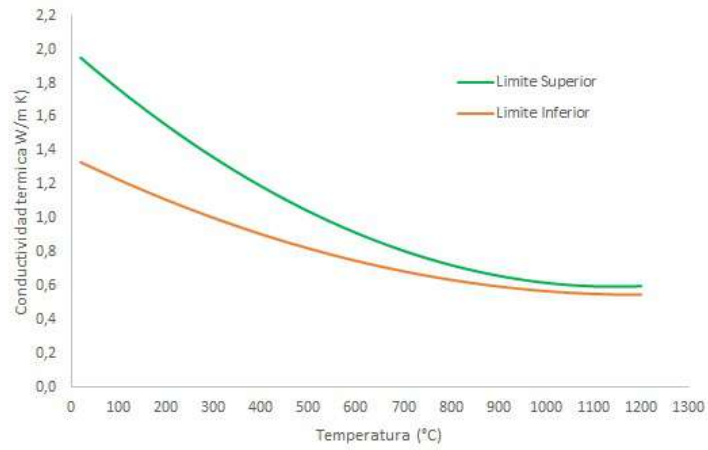


Figura 8: Evolución de la conductividad con la temperatura

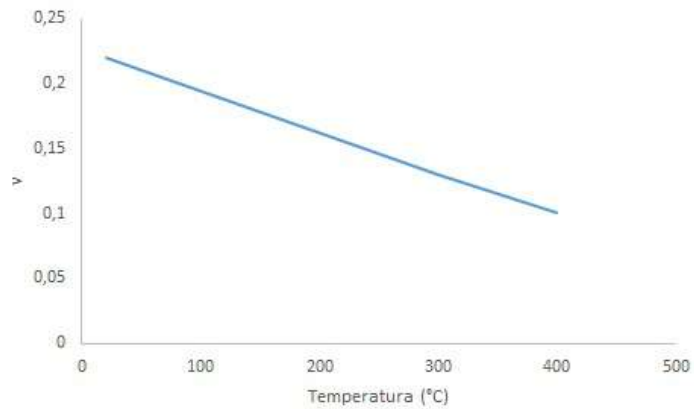


Figura 9: Evolución del módulo de Poisson con la temperatura

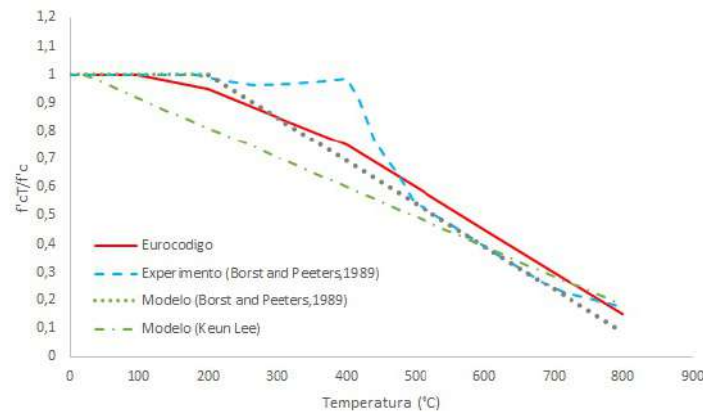


Figura 10: Evolución de $f'_c(T)/f_c$ con la temperatura s /diversos autores

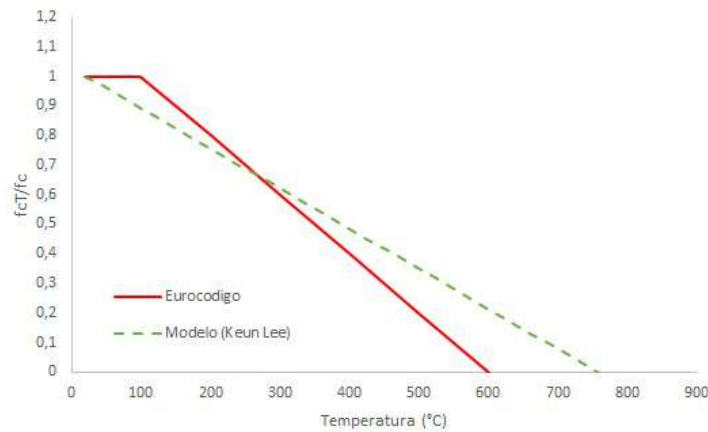


Figura 11: Evolución de $f'_t(T)/f_t$ con la temperatura s /diversos autores

comparación se realiza versus la propuesta de Eurocódigo 2, del cual se toman los valores de máxima resistencia en función de la temperatura (valor al pico), mientras que la rama decreciente del modelo se ajusta mediante una función exponencial decreciente. La respuesta numérica obtenida es consistente con los resultados de ensayos experimentales disponibles en la literatura científica para el rango de temperaturas analizado, con buenas predicciones de la tensión máxima y el nivel de deformación respectivamente.

5.2. Ensayos de creep a altas temperaturas

Una vez calibrado el modelo en cuanto a la predicción de la máxima resistencia uniaxial en tracción y compresión, se realiza una segunda serie de ensayos numéricos para verificar su capacidad predictiva en situaciones de carga sostenida. En este caso, y en forma preliminar, se consideran los resultados de Schneider (1976) [23], quien estudia el comportamiento diferido del hormigón bajo altas temperaturas y para cargas de larga duración. Los ensayos numéricos se realizan bajo estado plano de tensiones homogéneas en dos etapas, la primera en la cual se

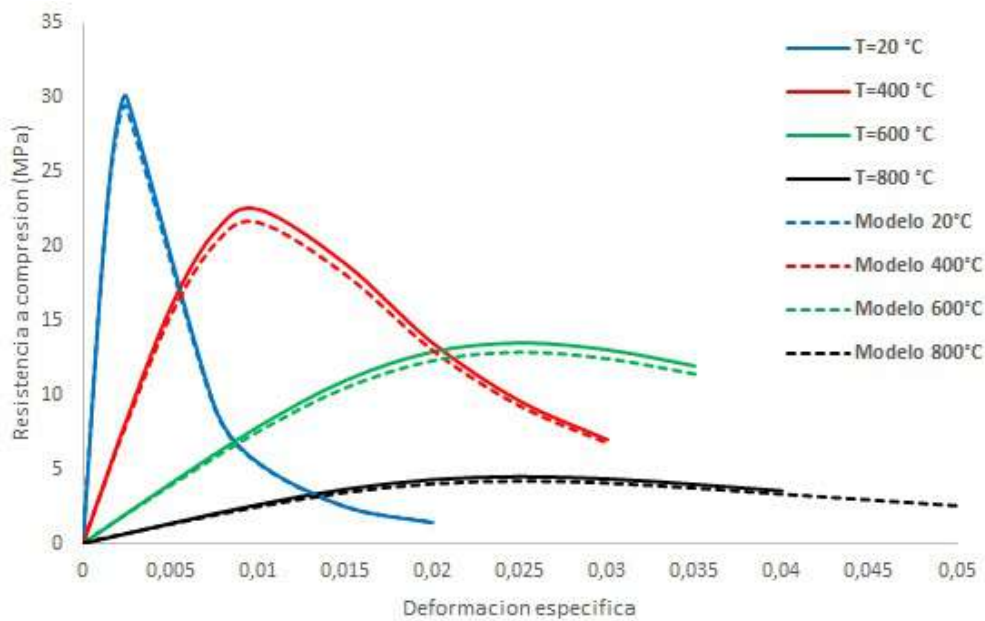


Figura 12: Predicción numérica $\sigma - \varepsilon$ en compresión uniaxial para diferentes temperaturas vs EC2

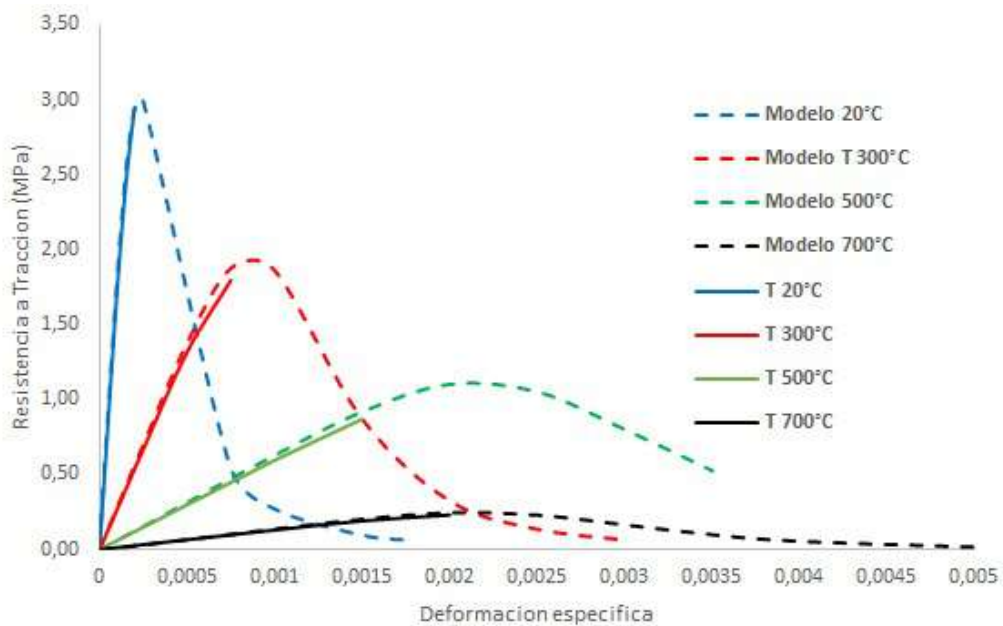


Figura 13: Predicción numérica $\sigma - \varepsilon$ en tracción uniaxial para diferentes temperaturas vs EC2

aplica la carga sostenida hasta alcanzar el estado $\sigma = 0,30f'_c$. Una vez alcanzado este punto, se mantiene constante la carga y se deja pasar el tiempo, lo cual activa la formulación elasto-viscoplástica del modelo, obteniéndose las respuestas diferidas ilustradas en la Figura 14, para parámetros del modelo correspondientes a temperaturas de $200^{\circ}C$ y $300^{\circ}C$. Las curvas obtenidas ilustran buena concordancia con los resultados experimentales.

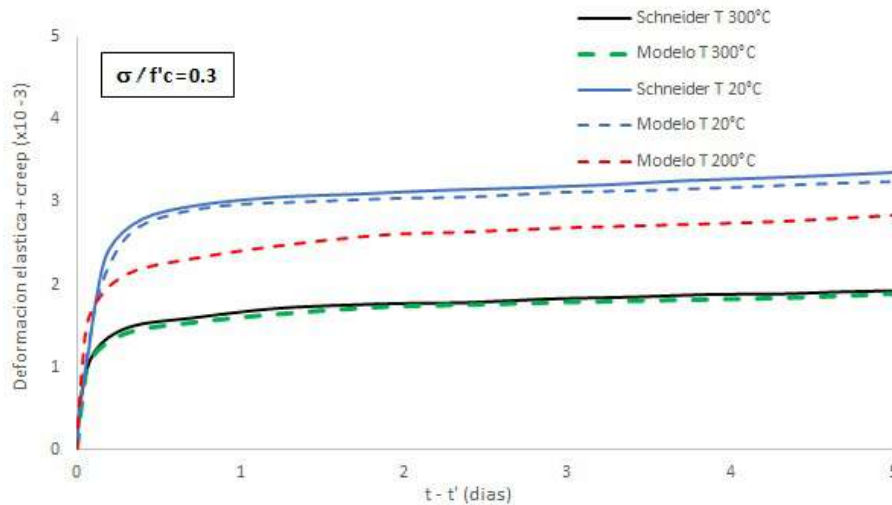


Figura 14: Predicción numérica en deformación diferida para diferentes temperaturas vs Scheneider (1976)

6. CONCLUSIONES

Se ha presentado un nuevo modelo numérico a nivel macro mecánico basado en la formulación original de Drucker-Prager versión parabólica, incorporando la extensión viscoplástica de acuerdo con los lineamientos de la teoría de Perzyna a fin de dotar al mismo de la capacidad de simular procesos tiempo-tasa dependientes. De este modo, el planteo propuesto sintetiza en una única formulación integral un amplio espectro de situaciones que permite una transición entre estados elásticos puros y la condición viscoplástica, incluyendo el caso elastoplástico como estado particular para condición de viscosidad nula. La incorporación de la viscoplasticidad implica que el modelo propuesto pueda emplearse en casos de carga o deformación sostenida en el tiempo, con lo cual es posible analizar problemas tiempo-tasa dependientes y con exposición a altas temperaturas. Los resultados numéricos, si bien de naturaleza preliminar, son cualitativa y cuantitativamente consistentes, logrando predicciones razonables del comportamiento del hormigón en compresión/tracción uniaxial para un amplio rango de temperaturas. Asimismo, los resultados de ensayos numéricos de fluencia lenta permiten comprobar que el modelo propuesto es una herramienta numérica apta para el estudio de problemas de flujo, restando realizar diversos chequeos y sobre todo su aplicación a nivel estructural.

REFERENCIAS

- [1] R. de Borst and P. Peeters, "Analysis of concrete structures under thermal loading", *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, Vol. **77**, pp. 173-186, (1989).
- [2] B. Luccioni, M. Figueroa y R. Danesi, *Thermo-mechanic model for concrete exposed to elevated temperatures*, *Engineering Structures*, Vol. **25**, pp. 729-742, (2003).
- [3] J. Ozbolt, I. Kozar, R. Eligehausen and G. Periskic, "Instationäres 3D Thermomechanisches Modell für Beton", *Beton und Stahlbetonbau*, Vol. **100**, pp. 39-51, (2005).

- [4] V. Kodur, M. Dwaikat and N. Raut, “Macroscopic FE model for tracing the fire response of reinforced concrete structures”, *Engineering Structures*, Vol. **31**, pp. 2368-2379, (2009).
- [5] Z. Bazant and W. Thonguthai, “Pore pressure in heated concrete walls: theoretical prediction”, *Magazine of Concrete Research*, Vol. **107**, pp. 67-76, (1979).
- [6] D. Gawin, F. Pesavento and B. Schrefler, “Modelling of hygro-thermal behaviour of concrete at high temperature with thermo-chemical and mechanical material degradation”, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, Vol. **192**, pp. 1731-1771, (2003).
- [7] R. Tenchev and P. Purnell, “An application of a damage constitutive model to concrete at high temperature and prediction of spalling”, *International Journal of Solids and Structures*, Vol. **42**, pp. 6550-6565, (2005).
- [8] K. Kukla, *Concrete at high temperatures: hygro-thermo-mechanical degradation of concrete.*, PhD Thesis, University of Glasgow. United Kingdom (2010)
- [9] J. Zhao, *Fire-induced Spalling Modelling of High Performance Concrete*, PhD Thesis, Thechnical University Delft, Delft, Países Bajos, (2012)
- [10] Z. P. Bazant and M. F. Kaplan, *Concrete at High Temperatures: Material Properties and Mathematical Models*, Pearson Education, (1996)
- [11] D. Gawin and F. Pesavento and B. Schrefler, “Hygro-termo-chemo-mechanical modelling of concrete at early ages and beyond - Part I: hydration and hygro-thermal phenomena”, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. **67**, pp. 299-331, (2006)
- [12] D. Gawin and F. Pesavento and B. Schrefler, “Hygro-termo-chemo-mechanical modelling of concrete at early ages and beyond - Part II: shrinkage and creep of concrete”, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. **67**, pp. 332-363, (2006)
- [13] M. Ortiz, “A constitutive theory for the inelastic behaviour of concrete”, *Mechanics of Materials*, Vol. **4**, pp. 67-93, (1985).
- [14] D. Gawin and C. Majorana and B. Schrefler, “Numerical analysis of hygro-thermal behaviour and damage of concrete at high temperature”, *Mechanics of Cohesive-Frictional Materials*, Vol. **4**, pp. 37-74, (1999).
- [15] D. Gawin and C. Majorana and B. Schrefler, “Modelling of deformations of high strength concrete at elevated temperatures”, *Materials and Structures*, Vol. **37**, pp. 218-236, (2004).
- [16] D. Gawin and C. Majorana and B. Schrefler, “Modelling creep and shrinkage of concrete by means of effective stresses”, *Materials and Structures*, Vol. **40**, pp. 579-591, (2007).
- [17] G. Houry and C. Majorana and F. Pesavento and B. Schrefler, “Modeling of heated concrete”, *Magazine of Concrete Research*, Vol. **54**, pp. 77-101, (2002).

- [18] Keun Kuang Lee, *Evaluation of Concrete Behavior under High Temperature*, PhD. Thesis, University of Colorado, Boulder, (2008)
- [19] O. Coussy, *Poromechanics*, John Wiley & Sons Ltd., England, (2004)
- [20] D. C. Drucker and W. Prager, “Soil mechanics and plastic analysis or limit design”, *Quarterly of Appl Math*, Vol. **10**, pp. 157–165, (1952).
- [21] P. Perzyna, “The constitutive equations for rate sensitive materials”, *Quarterly of Appl Math*, Vol. **20**, pp. 321-332, (1963).
- [22] J. Ponthot, *Radial return extensions for viscoplasticity and lubricated friction. Proc. International Conference On Structural Mechanics and Reactor Technology Smirt U13*, Brazil (1995), No. 2, Pags. 711-722.
- [23] U. Schneider, “Behavior of Concrete Under Thermal Steady State and Non Steady State Condition. ”, *Fire and Material*, Vol. **I**, pp. 103-111, (1976).