



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Ingegneria Industriale

CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN INGEGNERIA AEROSPAZIALE

Tesi di Laurea magistrale

SIMULAZIONE DI UN INCENDIO IN GALLERIA CON IL SOFTWARE FDS

Relatore: Prof. Giampaolo Navarro

Correlatore: Dott. Marco Antonello

Laureando: Pietro Favia

Matricola: 1014010

ANNO ACCADEMICO 2012/2013

INDICE

1) EQUAZIONI DEL MOTO E PROCEDURA RISOLUTIVA ADOTTATA DA FDS.....	4
1.1 LE EQUAZIONI DEL MOTO	
1.2 COMPORTAMENTO DELLE EQUAZIONI DI NS	
1.3 DINAMICA DEI FLUSSI TURBOLENTI	
1.4 TECNICHE NUMERICHE : DIFFERENZE TRA RANS E LES	
1.5 RISOLUZIONE NUMERICA TRAMITE LES	
1.6 SIMULAZIONI DNS	
1.7 CONDIZIONI AL CONTORNO E MODELLI A PARETE	
1.8 PARAMETRI DI STABILITA' NUMERICA	
1.9 CALCOLO DELLO SCAMBIO TERMICO	
1.10 PARTICELLE	
2) CHIMICA E FISICA DELL'INCENDIO.....	20
2.1 LA COMBUSTIONE	
2.2 PROPAGAZIONE DELLA FIAMMA DELLA COMBUSTIONE	
2.3.1 COMBUSTIBILI SOLIDI	
2.3.2 COMBUSTIBILI LIQUIDI	
2.4 PARAMETRI DELLA COMBUSTIONE	
2.5 PARAMETRI GLOBALI D'INCENDIO	
2.6 MODELLI DI PIROLISI E DI COMBUSTIONE	
2.6.1 MODELLO DI PIROLISI IN FDS	
2.6.2 MODELLO DI COMBUSTIONE IN FDS	
2.7 ALGORITMO ADOTTATO DA FDS PER LA SIMULAZIONE DI UN INCENDIO	
3) GLI INCENDI IN GALLERIA.....	35
3.1 IL PROBLEMA DELL'INCENDIO IN GALLERIA	
3.2 ELEMENTI A SUPPORTO DELLA SICUREZZA STRADALE	
3.2.1 VIE DI FUGA E PIAZZOLE DI EMERGENZA	
3.2.2 SEGNALETICA	
3.2.3 DISPOSITIVI DI SICUREZZA	
3.3 ALCUNI PARTICOLARI INTERVENTI PASSIVI	
3.3.1 IL COMPORTAMENTO DELLE PAVIMENTAZIONI IN CASO DI INCENDIO	
3.3.2 COMPORTAMENTO DEL CALCESTRUZZO IN CASO D'INCENDIO:IL FENOMENO DELLO SPALLING	

3.4	LA VENTILAZIONE NELLE GALLERIE STRADALI	
3.4.1	VENTILAZIONE LONGITUDINALE	
3.4.2	CALCOLO DELLA PORTATA DI ARIA FRESCA	
3.4.3	CALCOLO DELLA SPINTA DELL'ARIA IN GALLERIA	
3.4.4	SCELTA DELLE CARATTERISTICHE DEI VENTILATORI	
3.5	ESPERIMENTI D'INCENDIO IN GALLERIA	
3.6	RELAZIONI EMPIRICHE DEI PARAMETRI D'INCENDIO	
3.6.1	HRR	
3.6.2	LUNGHEZZA DI FIAMMA	
3.6.3	EFFETTO DELLA VENTILAZIONE	
3.6.4	BACKLAYERING	

4)	<i>RISULTATI DELLE SIMULAZIONI.....</i>	<i>54</i>
4.1	SCENARIO	
4.2	MATERIALI E CONDIZIONI AL CONTORNO	
4.3	SIMULAZIONI DI FREE BURNING	
4.3.1	SIMULAZIONE 1	
4.3.2	SIMULAZIONI 2-3	
4.4	SIMULAZIONI DI SPEGNIMENTO	
4.4.1	SISTEMA DI SPEGNIMENTO	
4.4.2	SIMULAZIONE 4	
4.4.3	SIGNIFICATO FISICO DELL'E_COEFFICIENT	
4.4.4	SIMULAZIONI DI SPEGNIMENTO CON REAZIONE: SIMULAZIONI 5-6-7	
4.5	SIMULAZIONI CON VENTILATORI	
5)	<i>CONCLUSIONI.....</i>	<i>104</i>
6)	<i>REFERENZE BIBLIOGRAFICHE.....</i>	<i>107</i>

*“Andai nei boschi perché volevo vivere con saggezza, in profondità,
succhiando tutto il midollo della vita, per sbaragliare tutto ciò che non era vita e per
non scoprire, in punto di morte, che non ero vissuto.”*

H.D. Thoreau

1 EQUAZIONI DEL MOTO E PROCEDURA RISOLUTIVA ADOTTATA DA FDS

1.1 LE EQUAZIONI DEL MOTO

Ci proponiamo in questo capitolo di presentare le equazioni del moto e la procedura risolutiva adottata da FDS. Per avere ulteriori dettagli, rimandiamo alla Technical User Guide del programma.

Le leggi fisiche che descrivono un sistema termo-fluidodinamico definiscono un set di 6 equazioni differenziali in 6 incognite: le tre componenti della velocità $[u, v, w]$, la pressione p , la temperatura T e la densità ρ . Tale sistema di equazioni (che va sotto il nome di equazioni di Navier Stokes) è fortemente accoppiato e caotico: un piccolo cambiamento nelle condizioni iniziali può portare a traiettorie nello spazio delle soluzioni completamente differenti fra di loro. Le equazioni che FDS adotta sono le seguenti:

EQUAZIONE DI CONSERVAZIONE DELLA MASSA

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} = \dot{m}'''_b \quad (1.1)$$

che in termini delle singole specie gassose diventa:

$$\frac{\partial(\rho Y_a)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho Y_a \vec{u} = \nabla \cdot \rho D_a Y_a + \dot{m}'''_a + \dot{m}'''_{b,a} \quad (1.2)$$

dove $\dot{m}'''_b = \sum_a \dot{m}'''_{b,a}$ è la velocità di produzione delle specie gassose per evaporazione di gocce o particelle.

EQUAZIONE DELLA QUANTITA' DI MOTO

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} \vec{u} + \nabla p = \rho \vec{g} + \vec{f} + \nabla \cdot \tau_{ij} \quad (1.3)$$

dove $\vec{u} \vec{u}$ è un tensore diadico, \vec{f} il vettore delle forze esterne per unità di volume mentre τ_{ij} il tensore degli sforzi viscosi, definito come:

$$\tau_{ij} = \mu(2S_{ij} - \frac{2}{3}\delta_{ij}(\nabla \cdot \vec{u})) \quad (1.4)$$

con δ_{ij} delta di Kronecher e

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

il tensore delle velocità. Il simbolo μ è la viscosità dinamica del fluido.

EQUAZIONE DELL'ENERGIA

$$\frac{\partial(\rho h_s)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho h_s \vec{u} = \frac{Dp}{Dt} + q''' - q_b - \nabla \cdot \vec{q} + \varepsilon \quad (1.5a)$$

dove h_s è l'entalpia sensibile, q''' l'Heat Release Rate per unità di volume associato a una reazione chimica mentre \vec{q} i flussi radiativi e conduttivi:

$$\vec{q} = -K \nabla T + \vec{q}_r$$

con K conduttività termica.

EQUAZIONE DI STATO

$$p = \frac{\rho RT}{W} \quad (1.5.b)$$

Nel modello risolutivo è usata una forma approssimata delle equazioni di Navier Stokes, valida per bassi numeri di Mach. Questa è infatti una delle principali differenze con altri codici commerciali che simulano flussi ad alta velocità trattando la comprimibilità e l'esistenza delle onde d'urto, che sono contemplate dalle equazioni di NS. Tale approssimazione può essere applicata poiché le velocità raggiunte dal flusso in un incendio sono piuttosto basse rispetto alla velocità del suono e ciò consente di impiegare dei time step non troppo piccoli, cosa che sarebbe necessaria se dovessimo risolvere un sistema di equazioni discretizzato con flussi che viaggiano a velocità paragonabili alla velocità del suono. Prendendo come riferimento il lavoro di Rehm e Baum (Rehm, Baum, 1978) riguardo a flussi con bassi numeri di Mach e soggetti a sorgenti di calore, nello sviluppo del software viene presa in considerazione un'approssimazione dell'equazione di stato, in cui la pressione viene decomposta in un termine di background e in un termine fluttuante. In generale dalla versione 5 di FDS si assume che la componente di background della pressione possa variare da un compartimento all'altro; così facendo ad esempio la pressione nella m-esima zona è una combinazione lineare della sua componente di background e della perturbazione indotta dal flusso secondo

$$P(x, y, z, t) = \bar{P}_m(z, t) + \tilde{P}(x, y, z, t) \quad (1.5.c)$$

Lo scopo di questa decomposizione è che per bassi numeri di Mach, si può assumere che densità e temperatura siano inversamente proporzionali e che dunque l'equazione di stato possa essere approssimata a

$$\bar{P}_m = \frac{\rho RT}{W} \quad (1.5.d)$$

Tale approssimazione coinvolge il filtraggio delle onde acustiche e permette grandi variazioni di temperatura e di densità. FDS, come detto prima, ha anche la possibilità di definire pressioni medie per diversi compartimenti; la pressione P viene rimpiazzata dalla sua componente di background per filtrare le onde sonore che sono tipicamente più veloci di flussi a bassa velocità come succede negli incendi: grazie a tale assunzione, i time step non devono essere necessariamente troppo piccoli e poi, in secondo luogo, l'equazione di stato modificata porta a una riduzione delle variabili dipendenti; infatti l'equazione dell'energia non viene mai esplicitamente risolta ma i suoi termini sorgente sono inclusi nell'espressione per il calcolo della divergenza della velocità del flusso.

Ovviamente nella nostra applicazione, ci sarà un'unica pressione di background che chiamiamo $\bar{P}_0(z, t)$. Per calcolarla viene utilizzata la seguente relazione

$$\frac{d\bar{P}_0(z, t)}{dz} = -\rho_0(z)g \quad (1.5.e)$$

dove $\rho_0(z)$ è la densità di background. Usando l'equazione di stato (1.5.b), possiamo scrivere la pressione di BG come funzione della temperatura di BG:

$$\bar{P}_0(z) = P_\infty \exp\left(-\int_{z_\infty}^z \frac{Wg}{RT_0(z')} dz'\right) \quad (1.5.f)$$

in cui il pedice infinito indica il suolo. E' possibile definire in quest'ultima espressione una stratificazione lineare della temperatura di BG ponendo

$$T_0(z) = T_\infty + \Gamma z \quad (1.5.g)$$

con $\Gamma = -0,0098 \text{ K/m}$. Per questo, noto $T_0(z)$, la pressione di BG è stimata con l'espressione integrale di sopra ed è la quantità costante alla quale sarà poi aggiunto il termine di fluttuazione.

1.2 COMPORTAMENTO DELLE EQUAZIONI DI NS

Le equazioni di Navier Stokes hanno un comportamento variabile a seconda del regime di moto, sia esso laminare o turbolento. Ovviamente il parametro che consente di descrivere il comportamento delle equazioni è il numero di Reynolds:

$$Re = \frac{u_{\infty} \rho c}{\mu}$$

dove c è un parametro caratteristico del sistema che nel caso di un profilo è la corda, nel caso di una galleria potrebbe essere la sua dimensione trasversale. Per lunghezze piccole, basse velocità e viscosità elevate (cioè bassi numeri di Reynolds), le equazioni hanno generalmente delle soluzioni stazionarie nel tempo. In questo caso esse possono essere risolte numericamente o anche, in alcuni casi particolari, analiticamente. Poiché da un punto di vista fisico il numero di Reynolds è il rapporto tra le forze inerziali e le forze viscosi del flusso, bassi valori di Re corrispondono a moti dominati dalla diffusione viscosa della quantità di moto e della vorticità. Tali moti sono chiamati laminari. Oltre un certo valore limite del numero di Reynolds, che dipende comunque dalla configurazione geometrica del sistema, cominciano ad apparire delle fluttuazioni nelle grandezze fisiche che descrivono il moto. Il flusso diventa tridimensionale e non stazionario. Siamo nella cosiddetta "zona di transizione". Superato tale valore limite il flusso diventa turbolento: cominciano cioè ad apparire tutta una serie di strutture fortemente caotiche, denominate appunto vortici. Purtroppo nella stragrande maggioranza dei casi, nelle applicazioni pratiche, i numeri di Reynolds sono per ogni sistema, molto elevati, tanto da portarci nel regime turbolento. Diventa perciò fondamentale cercare di comprendere il comportamento delle equazioni di NS in tale regime. Purtroppo risolvere direttamente per via numerica tali equazioni è qualcosa di impossibile al giorno d'oggi: consideriamo infatti il problema di un incendio in galleria; per risolvere il campo di moto, è necessario dividere la galleria stessa in sottodomini o volumi di controllo; per ogni volume di controllo si scrivono poi le equazioni di NS in forma algebrica (o col metodo dei volumi finiti o delle differenze finite). Per ogni volume di controllo abbiamo 6 equazioni algebriche in 6 incognite da risolvere. In tutto ciò bisognerebbe fissare un tempo di osservazione del fenomeno (nel nostro caso sarà di 1800 secondi) da dividere in tutta una serie di step temporali δt . Da osservazioni numeriche, che motiveremo nel seguito tramite la teoria di Kolmogorov, il numero delle celle necessario per descrivere il sistema è $N_c = A Re^{2.25}$ dove A è una costante caratteristica del sistema. Da ciò si intuisce che per $Re = 10^6$ o più grandi il numero di celle necessario per la descrizione corretta del sistema è circa 10^{12} . Il calcolatore dovrebbe perciò risolvere 10^{12} equazioni in 10^{12} incognite; e il tutto deve essere ripetuto a ogni step temporale. Per sistemi più complessi a Re più elevati, il problema diventa di dimensioni astronomiche.

1.3 DINAMICA DEI FLUSSI TURBOLENTI

Per comprendere la natura della relazione numerica $N_c = A Re^{2.25}$, possiamo provare a citare molto brevemente la dinamica di un sistema turbolento. Un flusso turbolento è un moto fortemente irregolare con un ampio intervallo di scale significative e descrivibile con leggi statistiche. Ora, un moto irregolare è aperiodico; dunque esso non può essere descritto con uno sviluppo in serie finito di funzioni ma si può tuttavia, ricorrere alla tecnica della trasformata di Fourier. Dunque qualsiasi grandezza fisica che entra in gioco in un flusso turbolento viene studiata tramite l'integrale di Fourier; a ogni grandezza è perciò associato uno spettro e le frequenze e le lunghezze d'onda associate a tale spettro sono la rappresentazione matematica delle scale dei tempi e delle lunghezze che caratterizzano fisicamente i vortici del moto. Queste lunghezze d'onda si estendono da un valore massimo comparabile con l'ampiezza del campo fluido (vortici di dimensione più grande) a un valore minimo determinato dai meccanismi di dissipazione viscosa dell'energia. Il fenomeno fisico che sparge il moto su una scala ampia di lunghezze d'onda è il cosiddetto stiramento dei vortici: la turbolenza guadagna energia solo se i vortici sono orientati lungo la direzione in cui i gradienti di velocità possono stirarli. Infatti se si considera un vortice avente momento di inerzia I e velocità di rotazione ω , per la conservazione della quantità di moto si ha $I_1 \omega_1 = I_2 \omega_2$ da cui $\omega_2 = \frac{I_1}{I_2} \omega_1$ dove gli indici 1 e 2 indicano le quantità prima e dopo lo stiramento. Poiché la massa del vortice è costante e poiché dopo lo stiramento il diametro del vortice diminuisce, anche I diminuisce mentre la velocità di rotazione cresce. Facendo un calcolo analogo per l'energia cinetica, $E1 = \frac{1}{2} I_1 \omega_1^2 = \frac{1}{2} \omega_1 (\omega I) < E2 = \frac{1}{2} I_2 \omega_2^2 = \frac{1}{2} \omega_2 (\omega I)$

da cui si vede che lo stiramento fa crescere anche l'energia cinetica dei vortici. Ora, il moto medio interagisce praticamente coi vortici di dimensioni più grandi del moto turbolento. In altri termini i vortici del flusso principale stirano i vortici più grandi del flusso turbolento aumentando la loro energia cinetica e fornendo così loro energia. Questo meccanismo del vortex stretching si ripete poi con il trasferimento della stessa energia cinetica dai vortici di dimensioni più grandi a quelli di dimensioni più piccole fino ad arrivare alle dimensioni molecolari. Poiché l'energia cinetica traslazionale delle molecole è legata alla temperatura, il tutto va a finire in moto medio delle molecole cioè in aumento della temperatura.

Se supponiamo di costruire un semplice modello di vortice, è necessario almeno due grandezze indipendenti: una scala dei tempi e una scala delle lunghezze. Se il vortice è paragonato a un cilindro rotante, definiamo L l'altezza del cilindro e t il tempo caratteristico per compiere una rotazione. Il raggio del cilindro r avrà più o meno lo stesso ordine di grandezza di L . Definiamo perciò L^* , t^* lunghezze caratteristiche e tempi scala dei vortici più grandi e con L' , t' quelle dei vortici più piccoli. Da relazioni matematiche derivanti dalla teoria di Kolmogorov, si ha $\frac{L'}{L^*} \cong Re^{-3/4}$ e $\frac{t'}{t^*} \cong Re^{-1/2}$

Supponiamo di considerare un cubetto di 10 cm e che esso sia attraversato da un flusso con velocità 10 m/s. Il numero di Reynolds, a conti fatti è dell'ordine di 10^4 . Dato sperimentale costante nei flussi turbolenti è che L^* è dello stesso ordine di grandezza delle dimensioni del sistema e perciò è noto. Dunque dalla relazione di Kolmogorov possiamo calcolare L' che nel nostro esempio è $2,21 * 10^{-5}$ m. ripetendo il ragionamento per le scale del tempo si ha $t' = 10^{-6}$ s. Per risolvere perciò le equazioni di NS nel cubo di 10 cm e per risolverle con una certa precisione tenendo conto anche dei vortici più piccoli in termini di lunghezze e tempi, la discretizzazione spaziale e temporale deve avere gli ordini di grandezza sopra assunti. Se il nostro cubetto dovesse essere diviso in celle di $2,21 * 10^{-5}$ m, allora il numero di celle sarebbe circa 10^{11} cioè, facendo i calcoli, proporzionale a $Re^{2,25}$. Se decidessimo di discretizzare con celle più ampie, finiremmo col "non vedere" le strutture più piccole, cioè i vortici più piccoli. Essendo tuttavia le equazioni non lineari e fortemente caotiche, piccole variazioni delle condizioni al contorno portano a risultati completamente differenti e perciò per avere soluzioni precise, non bisogna trascurarle. Tuttavia risolvere le equazioni di NS con queste discretizzazioni è troppo oneroso per ogni calcolatore in circolazione; ecco perché si cerca di tener conto delle strutture più piccole non calcolandole esplicitamente ma modellando il loro effetto sulle strutture più grandi, introducendo i cosiddetti modelli di turbolenza.

1.4 TECNICHE NUMERICHE: DIFFERENZE TRA RANS E LES

Per risolvere dunque le equazioni di NS, si rende necessario l'utilizzo di alcune tecniche numeriche, che differiscono fra loro per il tipo di approccio adottato; tra queste ricordiamo le LES (Large Eddy Simulation), le DNS (Direct Navier Stokes) e le RANS (Reynolds Average Navier Stokes). Ci concentreremo ovviamente sulle prime due visto che di fatto sono anche quelle adottate dal nostro software FDS. Ora, la DNS, come dice la parola stessa, fornisce una soluzione numerica diretta delle equazioni, descrivendo dettagliatamente istante per istante tutti i fenomeni fisici della turbolenza, non stazionari e caotici, senza modelli di turbolenza al suo interno. Abbiamo poi la RANS, che risolve le equazioni mediate con un modello che entra direttamente nella dinamica in maniera rilevante. Il modello tuttavia non è universale: possiede infatti delle costanti che devono essere tarate e che dipendono dal flusso in esame. La tecnica consiste nello scrivere tutte le grandezze fisiche in gioco come somma di un termine medio (che dovrebbe essere rappresentativo del flusso senza turbolenza) e di un termine fluttuante (che dovrebbe invece tener conto delle fluttuazioni introdotte da tutte le scale dei vortici). Un problema di questa tecnica tuttavia, consiste nell'impossibilità di descrivere fenomeni non stazionari, di interesse pratico in molte applicazioni. Basti pensare ad una previsione meteorologica: in questo contesto è necessario tener conto dei moti ciclonici non stazionari delle strutture atmosferiche più grandi e questo non può essere fatto direttamente con una RANS che tenderebbe a mediare anche tali strutture che sono poi rilevanti nella dinamica atmosferica. La non universalità di questo modello e l'impossibilità di descrivere fenomeni non stazionari, ha portato negli anni '60 alla nascita della LES. La LES è una tecnica concettualmente più avanzata della RANS e affonda le sue radici in due ipotesi fondamentali della teoria K41 di Kolmogorov (similarità e universalità): da tale teoria infatti sappiamo che mentre le scale più grandi della turbolenza risentono della particolare geometria del flusso, le piccole scale mostrano invece delle caratteristiche universali che non dipendono dal particolare flusso in esame. L'idea concettuale della LES è perciò quella di simulare le grandi scale direttamente (in modo che possa venire fuori la dipendenza dalla geometria del flusso) e far intervenire un modello per stimare le scale più piccole. La speranza di ottenere un modello universale risiede nel fatto che le scale su cui è costruito il modello, mostrano delle caratteristiche universali. Considerazione fondamentale è che tale tecnica simula direttamente le grandi scale e quindi anche i processi non stazionari che si riscontrano nei flussi turbolenti. Una LES è usata in FDS perché fornisce buoni risultati in lontananza delle pareti (per un incendio l'errore a parete è tollerabile); per implementarla, abbiamo bisogno di usare celle e time step di dimensioni tali da contenere le strutture vorticosi che vogliamo studiare; se però si fa l'ipotesi che il flusso abbia bassi numeri di Mach, si intuisce anche dalle relazioni di Kolmogorov che il numero di celle è contenuto. Per effettuare una LES bisogna realizzare quattro passi concettuali (G. Yeoh & K. Yuen, 2008) :

- 1) definire l'operatore di filtraggio G_Δ che separa la velocità relativa alle grandi scale \tilde{u} dalla velocità residua delle piccole scale, il cui effetto è così modellizzato.
- 2) applicare questo operatore alle equazioni di NS ottenendo così le equazioni filtrate che governano l'evoluzione della \tilde{u}
- 3) modellizzare i termini incogniti delle equazioni filtrate
- 4) risolvere numericamente le equazioni filtrate (in FDS sarà usato l'algoritmo Predictor-Corrector)

Se φ è una generica grandezza fisica l'operazione di filtraggio si ottiene applicando il seguente operatore

$$\varphi = \int_{\Delta} \varphi(x, t) G(|x - x'|) dx \text{ dove } G \text{ è una funzione filtro.}$$

Indichiamo poi con Δ il volume della griglia di calcolo. Molto semplicemente, tutto questo vuol dire che i vortici di dimensioni più grandi dell'ampiezza del filtro sono considerati grandi vortici, quelli di dimensione più piccola saranno modellizzati e considerati piccoli vortici. Molto spesso in alcuni codici, può essere utilizzata la media alla Favre: data una generica grandezza del flusso φ , la sua media è $\tilde{\varphi}(x', t) = \frac{\overline{\rho\varphi(x,t)}}{\bar{\rho}}$ in cui, dopo aver applicato al numeratore e al denominatore l'operazione di filtraggio, si passa a mediare il tutto rispetto alla densità. Di conseguenza la proprietà istantanea φ può ora essere scritta come $\varphi = \tilde{\varphi}(x, t) + \varphi''(x, t)$ in cui $\tilde{\varphi}$ rappresenta la componente risolta alle grandi scale mentre φ'' la componente di sottogriglia che tiene conto di variazioni spaziali non risolte a lunghezze più piccole di quelle del filtro. Appliciamo questa procedura di media alle equazioni di NS considerando anche la media alla Favre e otteniamo così le equazioni FANS filtrate:

EQUAZIONE DI CONSERVAZIONE DELLA MASSA

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} = 0 \quad (1.8)$$

EQUAZIONE DELLA QUANTITA' DI MOTO

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j - \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \bar{S}_u \quad (1.9)$$

dove

$$\sigma_{ij} = \bar{p} \delta_{ij} - \mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \quad (1.10)$$

è il tensore degli sforzi viscosi

EQUAZIONE DELL'ENERGIA

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{h}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{h}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{K}{C_p} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j} \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{h} - \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{h}) + \bar{S}_h \quad (1.11)$$

A queste equazioni andrebbe aggiunta poi quella relativa alla generica proprietà scalare

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{\varphi}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{\varphi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho D \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial x_j} \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{\varphi} - \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{\varphi}) + \bar{S}_\varphi \quad (1.12)$$

e l'equazione di stato.

Ora, nelle LES, le piccole scale dissipative non sono risolte accuratamente; obiettivo fondamentale dei modelli di scala sottogriglia (SGS) è di rappresentare le perdite di energia cinetica dovute alle forze viscosi; il target è perciò non di riprodurre gli stress SGS accuratamente ma solo di descrivere il loro effetto sulle scale più grandi in maniera statistica. In questo campo, Smagorinsky (1969) suggerì che l'ipotesi di Boussinesq può essere utilizzata per fornire una buona descrizione dei vortici non risolti. Seguendo tale ipotesi (G. Yeoh & K. Yuen, 2008), si arriva a modellare il tensore

$$\tau_{ij} = \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j - \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j = -2\mu_t S_{ij} + \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} \quad (1.13)$$

$$\text{dove } S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \quad (1.14)$$

con μ_t viscosità turbolenta e S_{ij} il tensore degli sforzi su grande scala. Il modello di Lilly-Smagorinsky assume che la viscosità turbolenta possa essere risolta in termini di una scala di velocità e di una scala di lunghezza. Supponendo che la scala della lunghezza sia proprio il filtro Δ , la scala della velocità può essere espressa come il prodotto tra la scala delle lunghezze e la deformazione media del flusso risolto; in tal modo si ha:

$$\mu_t = \bar{\rho} C_1 \Delta^2 |\tilde{S}| \quad (1.15)$$

dove C_1 è una costante empirica mentre $|\tilde{S}| = \sqrt{\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}}$. Analogamente il tensore $\tau_{kk} = 2\bar{\rho}C_k\Delta^2|\tilde{S}|$. E' stato osservato che questo termine può tuttavia essere ignorato poiché $C_k \ll C_1$. Considerando questa modellazione del tensore degli sforzi turbolenti, poiché l'operatore divergenza è un operatore lineare, è possibile mettere insieme in un unico termine il tensore degli sforzi viscosi e quello degli sforzi turbolenti. L'espressione alla quale arriviamo seguendo il modello di Boussinesq è:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j) = -\frac{\partial}{\partial x_j}(\sigma_{ij} + \tau_{ij}) + \bar{S}_u \quad (1.16)$$

in cui

$$-\frac{\partial}{\partial x_j}(\sigma_{ij} + \tau_{ij}) = -\frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{p}\delta_{ij} - \mu\left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i}\right) - \mu_t\left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i}\right) + \frac{2}{3}\mu\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j}\delta_{ij} + \frac{2}{3}\mu_t\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j}\delta_{ij}). \quad (1.17)$$

Nei modelli LES la viscosità turbolenta è molto più grande della viscosità dinamica del flusso. Ne consegue che in tutte le simulazioni LES l'espressione di sopra si riduce a

$$-\frac{\partial}{\partial x_j}(\sigma_{ij} + \tau_{ij}) = -\frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{p}\delta_{ij} - \mu_t\left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i}\right) + \frac{2}{3}\mu_t\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j}\delta_{ij}), \quad (1.18)$$

in cui il gradiente della pressione è portato in genere a primo membro.

Per quanto riguarda l'equazione dell'energia, anche il termine

$$q_{ij} = \bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{h} - \bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{h} = -\bar{\rho}C_{ah}\Delta^2|\tilde{S}|\frac{\partial\tilde{h}}{\partial x_j}, \quad (1.19)$$

con $C_{ah} = \frac{C_1}{Pr_t}$.

In questo modo si può modificare analogamente anche l'equazione dell'energia che diventa:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{h}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{h}) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\frac{K}{c_p}\frac{\partial\tilde{h}}{\partial x_j} + \frac{\rho C_1\Delta^2|\tilde{S}|}{Pr_t}\frac{\partial\tilde{h}}{\partial x_j}\right] + \bar{S}_h. \quad (1.20)$$

Definendo

$$\frac{K_{LES}}{c_p} = \frac{\mu_{LES}}{Pr_t} = \frac{\rho C_1\Delta^2|\tilde{S}|}{Pr_t}, \quad (1.21)$$

arriviamo all'equazione dell'energia:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{h}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{h}) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\frac{K}{c_p}\frac{\partial\tilde{h}}{\partial x_j} + \frac{K_{LES}}{c_p}\frac{\partial\tilde{h}}{\partial x_j}\right] + \bar{S}_h \quad (1.22)$$

in cui anche in questo caso la conducibilità termica turbolenta prevale su quella dinamica.

1.5 RISOLUZIONE NUMERICA TRAMITE LES

Abbiamo ora costruito il nostro modello LES di 6 equazioni in 6 incognite che ora saranno le grandezze mediate. Queste equazioni possono poi essere manipolate ed essere riportate alla forma (1-5) (facendo l'assunzione di flusso a basso Mach e seguendo le ipotesi di Rehm e Baum. Di fatto la parte che abbiamo adesso esaminato riguarda solo la modellazione del tensore degli sforzi turbolenti), che è quella utilizzata dal software FDS per risolvere il moto. Dunque a partire da questo momento useremo la forma (1-1.5.d) delle equazioni del moto e in base alle considerazioni appena fatte, è ovvio che nelle nostre notazioni, μ e K saranno sempre la viscosità turbolenta e la conducibilità termica turbolenta.

Ci proponiamo adesso di introdurre la procedura di soluzione numerica adottata da FDS (Mc Grattan et al., Technical Reference Guide); per fare questo passiamo brevemente in esame le equazioni di NS, trasformandole e discretizzandole tramite il metodo alle differenze finite. Tale metodo come ben sappiamo consiste nel trasformare le derivate in rapporti incrementali. Il primo passo è semplificare l'equazione del momento

$$\frac{\partial(\rho\vec{u})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho\vec{u}\vec{u} + \nabla p = \rho\vec{g} + \vec{f} + \nabla \cdot \tau_{ij} \quad (1.23)$$

1)Definiamo il gradiente della pressione come

$$\vec{\nabla} P = \rho_n \vec{g} + \vec{\nabla} \tilde{P} \quad (1.24)$$

2)Applichiamo l'identità vettoriale

$$(\vec{u} \cdot \nabla)\vec{u} = \nabla|\vec{u}|^2/2 - \vec{u} \times \vec{\omega} \quad (1.25)$$

3)dividiamo i termini per la densità

4) Decomponiamo il termine relativo alla fluttuazione della pressione

$$\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \tilde{P} = \vec{\nabla} \left(\frac{\tilde{P}}{\rho} \right) - \tilde{P} \vec{\nabla} \left(\frac{1}{\rho} \right) \quad (1.26)$$

5)definiamo

$$H \equiv |\vec{u}|^2 + \frac{\tilde{P}}{\rho} \quad (1.27)$$

Ora l'equazione del momento può essere scritta

$$\frac{\partial\vec{u}}{\partial t} - \vec{u} \times \vec{\omega} + \vec{\nabla} H - \tilde{P} \vec{\nabla} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{1}{\rho} [\vec{g}(\rho - \rho_n) + \vec{f}_b + \vec{\nabla} \cdot \tau_{ij}] \quad (1.28)$$

o in notazione più compatta

$$\frac{\partial\vec{u}}{\partial t} + \vec{F} + \vec{\nabla} H = 0 \quad (1.29)$$

Prendendo la divergenza dell'equazione del momento, si può ricavare un'equazione ellittica che ci servirà nel seguito:

$$\nabla^2 H = - \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \vec{u}) - \nabla \cdot \vec{F} \quad (1.30)$$

Da un punto di vista fisico il vettore F è riferito ai flussi mentre il termine ∇H al gradiente della pressione. Discretizziamo spazialmente le equazioni del momento

$$\frac{\partial u}{\partial t} + F_{x,ijk} + \frac{H_{i+1,j,k} - H_{i,j,k}}{\delta x} = 0 \quad (1.31)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + F_{y,ijk} + \frac{H_{i,j+1,k} - H_{i,j,k}}{\delta y} = 0 \quad (1.32)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + F_{z,ijk} + \frac{H_{i,j,k+1} - H_{i,j,k}}{\delta z} = 0 \quad (1.33)$$

I termini di flusso vengono invece discretizzati:

$$F_x = w\omega_y - v\omega_z - \frac{1}{\rho} (f_x + \frac{\partial\tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{xy}}{\delta y} + \frac{\partial\tau_{xz}}{\delta z}) \quad (1.34)$$

$$F_y = u\omega_z - w\omega_x - \frac{1}{\rho} (f_y + \frac{\partial\tau_{yx}}{\delta x} + \frac{\partial\tau_{yy}}{\delta y} + \frac{\partial\tau_{yz}}{\delta z}) \quad (1.35)$$

$$F_z = v\omega_x - u\omega_y - \frac{1}{\rho} (f_z + \frac{\partial\tau_{zx}}{\delta x} + \frac{\partial\tau_{zy}}{\delta y} + \frac{\partial\tau_{zz}}{\delta z}) \quad (1.36)$$

Le componenti della vorticità sono

$$\omega_{x,i,j,k} = \frac{w_{i,j+1,k} - w_{i,j,k}}{\delta y} - \frac{v_{i,j+1,k} - v_{i,j,k}}{\delta z} \quad (1.37)$$

$$\omega_{y,i,j,k} = \frac{u_{i,j+1,k} - u_{i,j,k}}{\delta z} - \frac{w_{i,j+1,k} - w_{i,j,k}}{\delta x} \quad (1.38)$$

$$\omega_{z,i,j,k} = \frac{v_{i,j+1,k} - v_{i,j,k}}{\delta x} - \frac{u_{i,j+1,k} - u_{i,j,k}}{\delta y} \quad (1.39)$$

mentre quelle del tensore degli stress viscosi

$$\tau_{xx,i,j,k} = \mu_{i,j,k} \left(\frac{4}{3} (\nabla \cdot \vec{u})_{i,j,k} - 2 \frac{v_{i,j,k} - v_{i,j-1,k}}{\delta y} - 2 \frac{w_{i,j,k} - w_{i,j,k-1}}{\delta z} \right) \quad (1.40)$$

$$\tau_{yy,i,j,k} = \mu_{i,j,k} \left(\frac{4}{3} (\nabla \cdot \vec{u})_{i,j,k} - 2 \frac{u_{i,j,k} - u_{i,j-1,k}}{\delta x} - 2 \frac{w_{i,j,k} - w_{i,j,k-1}}{\delta z} \right) \quad (1.41)$$

$$\tau_{zz,i,j,k} = \mu_{i,j,k} \left(\frac{4}{3} (\nabla \cdot \vec{u})_{i,j,k} - 2 \frac{u_{i,j,k} - u_{i,j-1,k}}{\delta x} - 2 \frac{v_{i,j,k} - v_{i,j-1,k}}{\delta z} \right) \quad (1.42)$$

$$\tau_{xy,i,j,k} = \mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} \left(\frac{u_{i,j+1,k} - u_{i,j,k}}{\delta y} + \frac{v_{i+1,j,k} - v_{i,j,k}}{\delta x} \right) \quad (1.43)$$

$$\tau_{xz,i,j,k} = \mu_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}} \left(\frac{u_{i,j,k+1} - u_{i,j,k}}{\delta z} + \frac{w_{i+1,j,k} - w_{i,j,k}}{\delta x} \right) \quad (1.44)$$

$$\tau_{yz,i,j,k} = \mu_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} \left(\frac{v_{i,j,k+1} - v_{i,j,k}}{\delta z} + \frac{w_{i,j+1,k} - w_{i,j,k}}{\delta y} \right) \quad (1.45)$$

Ovviamente la divergenza è così definita:

$$(\nabla \cdot \vec{u})_{i,j,k} = \frac{u_{i,j,k} - u_{i-1,j,k}}{\delta x} + \frac{v_{i,j,k} - v_{i,j-1,k}}{\delta y} + \frac{w_{i,j,k} - w_{i,j,k-1}}{\delta z} \quad (1.46)$$

Tenendo conto delle considerazioni prima fatte sul modello Lilly-Smagorinsky, la viscosità (presa nelle LES come quella turbolenta) è discretizzata come:

$$\mu_{i,j,k} = \rho_{i,j,k} (C_s \Delta)^2 |\tilde{S}| \quad (1.47)$$

dove

$$\Delta = \delta x \delta y \delta z \quad (1.48)$$

è il volume della singola celletta mentre

$$|\tilde{S}|^2 = 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{u})^2 \quad (1.49)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} \cong \frac{u_{i,j,k} - u_{i-1,j,k}}{\delta x_i} \quad (1.50)$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} \cong \frac{1}{2} \left(\frac{u_{i,j+1,k} - u_{i,j,k}}{\delta y_{j+\frac{1}{2}}} + \frac{u_{i,j,k} - u_{i,j-1,k}}{\delta y_{j-\frac{1}{2}}} \right) \quad (1.51)$$

La conduttività termica come già detto è legata alla viscosità turbolenta e così discretizzata

$$K_{i,j,k} = \frac{c_p \mu_{i,j,k}}{Pr_t} \quad (1.52)$$

Un passo fondamentale è poi rappresentato dalla combinazione dell'equazione della massa e dell'energia tramite la divergenza. Si può dimostrare che, prendendo la derivata totale della pressione nell'equazione di stato, e sostituendo tutti i termini usando l'equazione della massa e dell'energia (App B Technical Guide), mutandis mutandum,

$$\nabla \cdot \vec{u} = D - \mathcal{P} \frac{\partial p_m}{\partial t} \quad (1.53)$$

Dove \mathcal{P} e D sono rispettivamente termini di produzione e diffusione funzioni delle quantità termodinamiche in gioco.

$$\mathcal{P} = \frac{1}{\bar{p}_m} \left(1 - \frac{R}{\bar{W}C_p}\right) \quad (1.54)$$

$$D = f(\bar{W}, D_a, Y_a, h_{sa}, T, \dot{m}_a, \rho, \mathcal{P}, \bar{p}_m, q''', \dot{q}_b''') \quad (1.55)$$

Dove la notazione $f(\cdot)$ sta indicare che il termine di diffusione è funzione di tutta una serie di parametri termodinamici. Per l'espressione esatta rimandiamo alla Technical User guide.

Abbiamo ora tutti gli ingredienti per esaminare la procedura risolutiva adottata da FDS (Mc Grattan et al., Technical Reference Guide) : FDS usa un'approssimazione alle differenze finite del secondo ordine applicata su una mesh rettangolare. Le variabili vengono calcolate nel tempo adottando un algoritmo Runge Kutta del secondo ordine. La tecnica applicata è quella del Predictor Corrector, in cui la variabile al generico step temporale, è prima stimata con un algoritmo esplicito (nel nostro caso un semplice metodo di Eulero), dopo di che tale stima di primo tentativo è usata per calcolare un valore più accurato tramite il Corrector. Siano perciò $\rho^n Y^n \vec{u}^n \bar{p}^n H^n$ le variabili del flusso allo step temporale n;

1)calcoliamo la patch average velocity \vec{u}^n (User guide)

2)Stimiamo ρ , Y e \bar{p} al successivo step temporale con un algoritmo esplicito di Eulero. Per esempio la densità sarà data da:

$$\frac{\rho^* - \rho^n}{\delta t} + \nabla \cdot \rho^n \vec{u}^n = 0 \quad (1.56)$$

3)Cambiamo i valori di ρ^* e Y_a^* in corrispondenza delle mesh al contorno

4)Applichiamo le condizioni al contorno per ρ^* e Y_a^*

5)Calcoliamo la divergenza $\nabla \cdot \vec{u}^*$ usando le quantità termodinamiche stimate con la relazione (1.53). Da notare che in questo step il campo delle velocità non è stato ancora calcolato.

6)Risolvere l'equazione di Poisson per la fluttuazione della pressione con un solutore diretto che opera su ciascuna mesh adottando una FFT (Fast Fourier Transform)

$$\nabla^2 H^n = - \left[\frac{\nabla \cdot \vec{u}^* - \nabla \cdot \vec{u}^n}{\delta t} \right] - \nabla \cdot \vec{F}^n \quad (1.57)$$

7)Stimare la velocità allo step successivo

$$\frac{\vec{u}^* - \vec{u}^n}{\delta t} + \vec{F}^n + \nabla H^n = 0 \quad (1.58)$$

Da notare che la divergenza della velocità stimata è di fatto uguale alla divergenza stimata $\nabla \cdot \vec{u}^*$ calcolata usando le quantità termodinamiche stimate.

8)Controllare il time step a questo punto per assicurare che

$$\delta t \max\left(\frac{|u|}{\delta x}, \frac{|v|}{\delta y}, \frac{|w|}{\delta z}\right) < 1 \quad (1.59)$$

e che

$$\delta t v \left(\frac{1}{\delta x^2} + \frac{1}{\delta y^2} + \frac{1}{\delta z^2} \right) < 1 \quad (1.60)$$

Se il time step è troppo grande, esso viene ridotto in modo che esso soddisfi entrambi i vincoli e la procedura torna di nuovo al punto 1. Se il controllo sul time step è soddisfatto allora si passa alla seconda parte dell'algoritmo, quello relativo al Corrector;

1)Calcolare la patch average velocity \vec{u}^* (Mc Grattan et al., Technical Reference Guide)

2)Applicare l'algoritmo di Runge Kutta alle variabili di massa; la densità è così corretta:

$$\frac{\rho^{n+1} - \frac{1}{2}(\rho^n + \rho^*)}{\delta t/2} + \nabla \cdot \rho^* \vec{u}^* = 0 \quad (1.61)$$

3) Cambiamo i valori di ρ^n e Y_a^n in corrispondenza delle mesh al contorno

4) Applichiamo le condizioni al contorno per ρ^n e Y_a^n

5) Calcoliamo la divergenza $\nabla \cdot \vec{u}^{n+1}$ usando le quantità termodinamiche stimate con la relazione (53). Da notare che in questo step il campo delle velocità non è stato ancora calcolato.

6) Calcoliamo la fluttuazione della pressione usando le quantità stimate

$$\nabla^2 H^* = - \left[\frac{\nabla \cdot \vec{u}^{n+1} - 1/2(\nabla \cdot \vec{u}^* + \nabla \cdot \vec{u}^n)}{\delta t/2} \right] - \nabla \cdot \vec{F}^n \quad (1.62)$$

7) Calcoliamo la velocità al successivo step temporale adottando Runge Kutta

$$\frac{\vec{u}^{n+1} - \frac{1}{2}(\vec{u}^* + \vec{u}^n)}{\delta t/2} + \vec{F}^n + \nabla H^* = 0 \quad (1.63)$$

8) Alla fine del time step i valori di H^* , \vec{u}^{n+1} sono cambiati alle mesh al contorno con chiamate MPI (Mc Grattan et al., Technical Reference Guide)

OSSERVAZIONI: In tutta questa procedura chiaramente le equazioni sono discretizzate nel modo in sopra riportato al paragrafo. Mancherebbe la discretizzazione dell'equazione di conservazione della massa, dove la densità allo step (n+1) è stimata a partire dall'informazione allo step n con

$$\frac{\rho_{ijk}^{(n+1)stim} - \rho_{ijk}^n}{\delta t} + (\vec{u} \cdot \nabla \rho)_{ijk}^n = -\rho_{ijk}^n (\nabla \cdot \vec{u})_{ijk}^n \quad (1.64)$$

dopo di che la densità viene corretta allo step successivo con

$$\frac{\rho_{ijk}^{(n+1)stim} - \frac{1}{2}(\rho_{ijk}^n + \rho_{ijk}^{(n+1)stim})}{\delta t/2} + (\vec{u} \cdot \nabla \rho)_{ijk}^{n+1} = -\rho_{ijk}^{(n+1)stim} (\nabla \cdot \vec{u})_{ijk}^{(n+1)stim} \quad (1.65)$$

Le equazioni di conservazione delle specie sono discretizzate allo stesso modo: per il Predictor

$$\frac{(\rho Y_a)_{ijk}^{(n+1)stim} - (\rho Y_a)_{ijk}^n}{\delta t} + \dots = \dots - (\nabla \cdot \rho D_a \nabla Y_a)_{ijk}^{(n)} \quad (1.66)$$

mentre per il Corrector

$$\frac{(\rho Y_a)_{ijk}^{(n+1)stim} - \frac{1}{2}(\rho Y_a)_{ijk}^n + (\rho Y_a)_{ijk}^{(n+1)stim}}{\delta t/2} + \dots = \dots - (\nabla \cdot \rho D_a \nabla Y_a)_{ijk}^{(n+1)stim} \quad (1.67)$$

-Per quanto riguarda le tecniche relative ai limitatori di flusso e alla correzione del flusso rimandiamo alla user guide

-Alla fine di questo step temporale sono note le tre componenti della velocità, la densità e la fluttuazione di pressione. Infine la temperatura è calcolata con l'equazione di stato:

$$T_{i,j,k} = \frac{\bar{P}_n}{\rho_{i,j,k} R \sum_0^{NS} Y_{\alpha i,j,k} / W_{\alpha}}$$

1.6 SIMULAZIONI DNS

Ci sono scenari in cui è possibile usare direttamente le proprietà molecolari μ, K, D direttamente. Di solito le celle devono avere dimensioni dell'ordine del mm o anche meno e in tal caso FDS realizza direttamente una simulazione DNS. Essa può comunque essere settata direttamente dall'utente. In questo caso conduttività termica, viscosità e diffusività del materiale sono ricavate direttamente dalla teoria cinetica visto che la dipendenza dalla temperatura diventa importante; quindi la viscosità dinamica della specie a

$$\mu_a = \frac{26,69 \times 10^{-7} (W_a T)^{1/2}}{\sigma_a^2 \Omega_v}$$

Dove σ_a è il diametro della sfera di Lennard Jones e Ω_v l'integrale di collisione, una funzione empirica della temperatura. La conduttività termica della specie a è invece

$$K_a = \frac{\mu_a C_{pa}}{Pr}$$

Dove il numero di Prandtl è circa 0,7. La viscosità e la conduttività termica di una miscela di gas è ovviamente

$$\mu_{DNS} = \sum_a Y_a \mu_a$$

$$K_{DNS} = \sum_a Y_a K_a$$

Il coefficiente di diffusione binario della specie a è invece

$$D_{ab} = \frac{2,66 \times 10^{-7} (T)^{3/2}}{W_{ab}^{1/2} \sigma_{ab}^2 \Omega_D}$$

E' assunto che il nitrogeno sia la specie dominante in ogni tipo di combustione, dunque il coefficiente di diffusione è quello della data specie diffusa dentro il nitrogeno (Mc Grattan et al., Technical Reference Guide)

$$(\rho D)_{a,DNS} = \rho D_{a0}$$

dove la specie 0 è il nitrogeno.

1.7 CONDIZIONI AL CONTORNO E MODELLI A PARETE

Il modello a parete si usa in vicinanza alle pareti solide; in queste regioni infatti i flussi turbolenti rallentano bruscamente dando origine a forti gradienti del campo delle velocità, che richiedono un numero molto elevato di celle per essere calcolati. A causa del rallentamento del flusso, il moto passa da un regime turbolento a un regime laminare, rendendo perciò inutilizzabili i modelli di turbolenza di cui abbiamo precedentemente parlato. Con il metodo delle funzioni a parete, le equazioni sono risolte a un'opportuna distanza dalle pareti mentre vicino a parete vengono utilizzate delle relazioni algebriche derivanti dallo studio empirico dello strato limite. L'obiettivo è di non risolvere il flusso nella regione vicino a parete dove gli effetti viscosi diventano importanti, in modo da usare un ridotto numero di celle.

Quando l'equazione del momento, in cui compare il termine degli stress viscosi, viene integrata vicino a parete, il termine più complesso da trattare è il $\tau_{xy}|_{z=0}$, poiché il gradiente della velocità della corrente normale alla parete non può essere risolto. Ci si trova perciò in una situazione completamente differente di quella che esiste nel flusso ad elevati numeri di Reynolds dove sono invece i termini inerziali ad essere predominanti sui termini viscosi. Per calcolare gli stress a parete, è utilizzato il cosiddetto modello di Werner e Wengle (Mc Grattan et al., Technical Reference Guide). Innanzitutto definiamo la velocità

d'attrito $u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$. A partire da questa quantità definiamo ora un importante parametro, la velocità adimensionale $u^+ = \frac{u}{u^*}$ e la distanza adimensionale tra il centroide (ved figura 1) della cella adiacente a parete e la parete, $z^+ = \frac{z}{l}$ con $l = \frac{\mu}{(\rho u^*)}$.

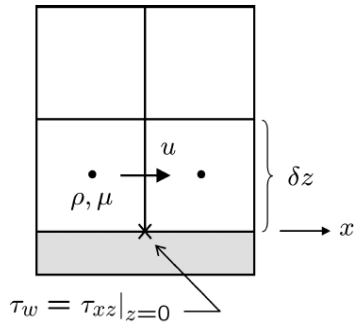


figura 1: rappresentazione della mesh di calcolo in prossimità della parete

In base a un primo tipo di modello (Pope, 2000) (Tennekes, 1972), la velocità è fatta variare secondo

$$u^+ = z^+ \quad \text{per } z^+ < 5 \quad (1.68)$$

$$u^+ = 2,4 \log z^+ + 5,2 \quad \text{per } z^+ > 30 \quad (1.69)$$

La regione intermedia è chiaramente di transizione e in essa gli sforzi viscosi e inerziali sono entrambi importanti. Nel modello di Werner (Werner and Wengle, 1991), l'andamento della velocità è chiaramente differente; questo per semplificare le espressioni delle funzioni a parete ed eliminare le difficoltà matematiche legate alla zona di transizione. La legge di WW è:

$$u^+ = z^+ \quad \text{per } z^+ < 11,81 \quad (1.70)$$

$$u^+ = A (z^+)^B \quad \text{per } z^+ > 11,81 \quad (1.71)$$

In cui $A=8,3$ e $B=1/7$.

Comparando le due leggi, otteniamo il seguente grafico.

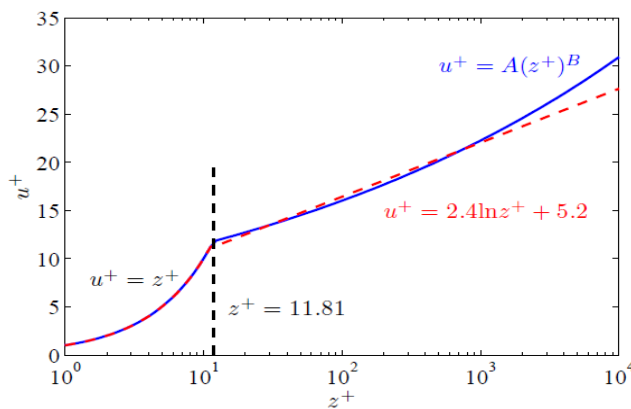


Figura 2 : rappresentazione grafica della legge di Pope e di Werner-Wengle a parete

Con ovvio riferimento alla figura 1, dunque, gli sforzi a parete sono calcolati come segue:

$$|\tau_w| = \frac{2\bar{u}|u|}{\delta z} \quad \text{per } z^+ < 11,81 \quad (1.72)$$

$$|\tau_w| = \bar{\rho} \left[\alpha \left(\frac{\bar{\mu}}{\bar{\rho} \delta z} \right)^\beta + \eta \left(\frac{\bar{\mu}}{\bar{\rho} \delta z} \right)^B |u| \right] \quad \text{per } z^+ > 11,81 \quad (1.73)$$

dove i parametri α β η B sono definiti nella user guide. $\bar{\rho}$ è il valore medio dei valori di densità nelle celle vicine. Idem per $\bar{\mu}$. Dalla figura 1, si nota immediatamente la disposizione delle mesh vicino a parete e il centroide ad esse associato. Per capire quale delle formule del modello di WW usare, una volta definita la mesh nel modello, dobbiamo ricavare z^+ che dipende da τ_w . Una procedura per tentativi è allora usata in FDS ; calcoliamo prima τ_w dalla seconda del modello di WW per $z^+ > 11,81$. Quindi $z^+ = \sqrt{\frac{\tau_w}{\bar{\rho}}}$. Se $z^+ > 11,81$ allora il valore di τ_w è preso come valido, se no il τ_w dalla prima del modello di WW per $z^+ < 11,81$.

Dunque riassumendo, il campo di moto è diviso in due strati: quello più vicino a parete è simulato come se fosse laminare, mentre quello più lontano come se fosse turbolento, trascurando la zona di raccordo.

Come detto prima, z^+ è la distanza adimensionale tra il centroide della cella adiacente a parete e la parete stessa. Se tale valore è troppo basso, è possibile che si usino i modelli di turbolenza (nelle celle successive) in una regione in cui il moto non è pienamente turbolento. Dunque tale valore non deve essere troppo basso.

1.8 PARAMETRI DI STABILITA' NUMERICA

Il passo temporale delle simulazioni in FDS è legato essenzialmente alla natura e alla velocità del trasporto convettivo e diffusivo che avviene nel corso della simulazione. Le condizioni che regolano la durata dello step temporale sono due: la condizione di Courant-Friedrichs-Levy(CFL) e la condizione di Von Neumann (VN).

La CFL afferma che in un sistema alle derivate parziali, il passo temporale del metodo di soluzione deve essere più piccolo di un certo intervallo di tempo; in particolar modo, la soluzione delle equazioni differenziali non deve essere aggiornata con un passo temporale superiore a quello necessario a una particella per attraversare una singola mesh di fluido.

Supponiamo perciò di prendere una cella di dimensioni $\delta x, \delta y, \delta z$ con componenti di velocità u, v, w ; il parametro definito alla condizione CFL, che è quello già introdotto nella procedura Predictor-Corrector, è

$$CFL = \delta t \max\left(\frac{|u|}{\delta x}, \frac{|v|}{\delta y}, \frac{|w|}{\delta z}\right)$$

Ad ogni avanzamento temporale, viene calcolata questa quantità in corrispondenza ad ogni cella e il passo temporale δt viene regolato in modo che il valore di CFL caschi tra CFL_MIN e CFL_MAX (i cui valori predefiniti sono rispettivamente 0,8 e 1). Tali valori possono però essere modificati dall'utente.

Analoga è la condizione di Von Neumann, che riguarda tutti i casi in cui diventa predominante la diffusione: il parametro VN

$$VN = 2 \max\left(v, D, \frac{K}{\rho C_p}\right) \delta t \left(\frac{1}{\delta x^2}, \frac{1}{\delta y^2}, \frac{1}{\delta z^2}\right)$$

È calcolato per ogni cella e anche qui il passo temporale è regolato in modo che il parametro VN sia compreso tra VN_MIN e VN_MAX (0,8 e 1). Eventuali errori di instabilità numerica possono essere dovuti a una non corretta impostazione dei parametri da parte dell'utente.

1.9 CALCOLO DELLO SCAMBIO TERMICO

Lo scambio termico che andremo a considerare nel modello, sarà quello convettivo e quello radiativo. Ancora una volta, ribadiamo che tali modelli risolutivi sono implementati nel codice FDS e per avere più dettagli in merito alla procedura di risoluzione delle equazioni, rimandiamo alla guida tecnica (Mc Grattan et al., Technical Reference Guide).

Per quanto riguarda il primo, esso è calcolato in base all'espressione $q_c = h \Delta T$ in cui

ΔT è la differenza tra la temperatura della parete e il fluido a contatto con la parete (in quest'ultimo caso la temperatura del fluido è valutata al centro della griglia di calcolo a ridosso della superficie solida).

Il coefficiente di scambio termico invece è ricavato con la seguente espressione empirica, prendendo cioè il massimo tra il coefficiente di convezione naturale e forzata rispettivamente:

$$h = \max\left[C\Delta T^{\frac{1}{3}}, \frac{K}{L} 0,037 Re^{4/3} Pr^{1/3}\right] \quad (1.74)$$

in cui

-C si riferisce alla convezione naturale, valendo 1,52 e 1,31 rispettivamente per superfici orizzontali e verticali

-L è una lunghezza caratteristica (di default 1m)

-K conducibilità termica del fluido

Il termine 0,037 che compare nella parentesi quadra è invece il coefficiente di convezione forzata. Sia C che il fattore 0,037 possono essere modificati dall'utente.

Lo scambio termico per irraggiamento coinvolge lo scambio di energia tra tutte le superfici presenti (nel nostro caso pareti della galleria, asfalto). La soluzione dello scambio termico per irraggiamento richiede che siano noti i fattori di vista tra le varie superfici (così che siano note le orientazioni tra le varie superfici) e le relazioni che legano alla lunghezza d'onda le proprietà di emissione, diffusione e assorbimento del mezzo in cui avviene lo scambio. FDS risolve il problema dello scambio termico radiativo andando ad utilizzare un modello ai volumi finiti, tenendo conto dell'influenza della fase fluida e dell'eventuale presenza di particelle (per esempio gocce emesse da spruzzatori) sul bilancio globale. Il solutore opera secondo due modelli: il primo, predefinito, impiega un modello di corpo grigio mentre il secondo esegue un calcolo multi banda. L'ipotesi di gas grigio fa riferimento al metodo con cui è trattata la dipendenza dalla lunghezza d'onda dei coefficienti di assorbimento della radiazione termica da parte della fase fluida del dominio. Ora, dato un mezzo in grado di emettere assorbire e diffondere, l'equazione del trasporto riferita al mezzo stesso e al vettore direzione dell'intensità, afferma che mentre la radiazione si propaga nel mezzo secondo la direzione \vec{s} , la sua intensità può crescere grazie ai processi di emissione e al contributo della diffusione, mentre decresce a causa del riassorbimento e della diffusione all'interno del mezzo stesso. Tale equazione può essere scritta:

$$\vec{s} \cdot \nabla I_\lambda(\vec{x}, \vec{s}) = k(\lambda, \vec{x}) [I_b(\vec{x}) - I_\lambda(\vec{x}, \vec{s})] \quad (1.75)$$

dove il termine sorgente I_b va calcolato in base alla funzione di Planck, \vec{x} è il vettore posizione e k il coefficiente di assorbimento. Nella pratica la dipendenza dalla lunghezza d'onda non può essere risolta in maniera accurata e allora lo spettro elettromagnetico viene diviso in un numero piccolo (N) di bande e l'equazione di sopra è viene scritta per ciascuna di esse. Tuttavia anche con N piccolo questo porta via un numero cospicuo di risorse di calcolo. In questo caso l'equazione per del trasporto per la specifica banda è :

$$\vec{s} \cdot \nabla I_n(\vec{x}, \vec{s}) = k_n(\lambda, \vec{x}) [I_{bn}(\vec{x}) - I_{\lambda n}(\vec{x}, \vec{s})] \quad \text{per } n=1,2,\dots,N$$

Il termine sorgente è dato da $I_{bn} = F_n(\lambda_{min}, \lambda_{max}) \sigma T(x)^4 / \pi$ dove è presente il fattore di forma. Quando sono note le intensità delle singole bande, l'intensità totale è: $I_n = \sum_{n=1}^N I_n(\vec{x}, \vec{s})$.

Ora, nella maggior parte degli incendi, il particolato (soot) è il termine principale che regola lo scambio radiante da parte delle fiamme e dei gas caldi prodotti dalla combustione. L'ipotesi del modello a gas grigio è giustificata quando il particolato, che ha un comportamento spettrale uniforme, costituisce il prodotto principale della combustione. Da questa ipotesi ovviamente si può stabilire che $N=1$, eliminando così la dipendenza spettrale e riducendo le risorse di calcolo. Inoltre l'ipotesi di corpo grigio, permette di scrivere il termine sorgente secondo $I_b = \sigma T(x)^4 / \pi$. Comunque di default, è attivo il modello a corpo grigio e tramite opportuni parametri (ved Guide) è possibile modificare il numero di angoli solidi usati per la discretizzazione (di default 100) dell'equazione di scambio termico per irraggiamento, fissare la frequenza di chiamate al solutore e aggiornare di volta in volta gli angoli solidi nell'algoritmo risolutivo. Alla fine della risoluzione del metodo, è noto $I_\lambda(\vec{x}, \vec{s})$ punto per punto. Da questo valore si può ricavare il vettore di flusso radiante punto per punto

$\vec{q}''_r(\vec{x}) = \int \vec{s}' I(\vec{x}, \vec{s}') d\vec{s}'$ integrando su tutto l'angolo solido definito sulla sfera unitaria usato nelle equazioni di NS prima esaminate; in tal modo è possibile ricavare i termini di flusso termico che comparivano nell'equazione dell'energia (NS):

$$-\nabla \cdot \vec{q}''_r(gas) = k(\vec{x}) [U(\vec{x}) - 4\pi I_b(\vec{x})] \quad \text{con} \quad (1.76)$$

$$U(\vec{x}) = \int I(\vec{x}, \vec{s}') d\vec{s}' \quad (1.77)$$

Dove in pratica l'energia radiante guadagnata dalla singola cella è la differenza tra quella assorbita e quella emessa (76). Il ricorso al modello multi banda è giustificato solo se la combustione produce una frazione minima di fuliggine (soot) e solo in

questi casi risulta importante tener conto del diverso comportamento spettrale di acqua e anidride carbonica. (Nel nostro caso per limitare il tempo di calcolo, viene adottato il modello di corpo grigio di default). Una questione importante riguarda poi la frazione di energia che viene rilasciata dalle fiamme come radiazione termica. Tale frazione è nota come frazione irraggiata ed è una funzione della temperatura e della composizione chimica della fiamma. A loro volta questi due termini sono funzioni della risoluzione adottata nella griglia. Per quel che riguarda infatti la temperatura della fiamma, maglie di calcolo che sono superiori al cm, non possono cogliere in modo preciso il valore della temperatura superficiale della fiamma, valore che poi è usato nel calcolo del termine sorgente dell'equazione del trasporto. Infatti a causa della maggiore dimensione delle celle non si riesce a cogliere l'innalzamento della temperatura che caratterizza la zona della reazione. In questi casi (di mesh poco fitte) il termine sorgente I_b dell'equazione del trasporto più che essere calcolato, viene modellato; in FDS se si vuole usare l'equazione del trasporto così com'è si pone `RADIATIVE_FRACTION=0`. Altrimenti un valore diverso da zero va ad agire sul termine sorgente in corrispondenza della zona di reazione. La frazione irraggiata è un termine molto comune nella scienza della combustione; con essa ci si riferisce alla frazione di rilascio termico totale che prende la forma della radiazione termica. Per tutti i combustibili in natura essa assume valori tra 0,3 e 0,4. Nelle simulazioni LES (quelle da noi adottate) si ricorre alla modellazione del termine sorgente ponendo di default la $RF=\chi =0,35$. Chiaramente nelle DNS non c'è bisogno di modellazione e tale parametro è messo a 0. In numeri, il termine sorgente è così calcolato:

$$kI_b = k\sigma T^4/\pi \quad (78) \quad \text{fuori dalla zona di fiamma}$$

$kI_b = \max(\chi \frac{\dot{q}'''}{4\pi}, k\sigma T^4/\pi)$ (79) dentro la zona di fiamma (per modellare il termine sorgente nelle celle lambite dalle fiamme; qui è preso il massimo tra il valore che sarebbe stimato in qualsiasi altro punto del dominio e quello modellato con la radiative fraction; se quest'ultimo valore è il più grande, vuol dire che a causa della mesh poco fitta, FDS sbaglierebbe a calcolare il termine sorgente perché non stimerebbe adeguatamente l'innalzamento della temperatura e dunque l'energia termica rilasciata dall'incendio rispetto a un caso reale dato da $\chi \frac{\dot{q}'''}{4\pi}$. Allora si usa la modellazione con χ inserendo artificialmente la quantità di energia termica immessa dalle fiamme.)

\dot{q}''' è l'Heat Release Rate Per Unit Volume e χ appunto la nostra Radiative Fraction.

Quindi, nella zona di reazione viene calcolato l'HRR (come vedremo dai modelli di combustione del cap 2); se usiamo una LES, nota la RF, conosciamo la frazione di energia radiante emessa. Risolviamo coi volumi finiti l'equazione del trasporto della radiazione in ogni punto del dominio (in ogni punto ci sarà un termine sorgente a seconda che ci si trovi lontano dalle fiamme o nella zona di fiamma) in modo da ricavare i flussi radiativi. Fatto ciò, conoscendo il coefficiente di assorbimento della nostra sostanza, facendo la differenza nella singola cella tra l'energia che entra e quella che esce, dalla legge di corpo nero si ricava la nuova temperatura nella cella stessa, che entrerà a far parte del termine sorgente allo step successivo. Nel frattempo ci si calcola i flussi radiativi con cui poi entrare nella procedura Predictor-corrector prima esaminata per il calcolo delle variabili termodinamiche. La procedura è poi ripetuta a ogni step.

Infine per concludere, un'attenzione particolare spetta alle particelle di acqua e water mist. Esse tendono ad attenuare la radiazione termica tramite un meccanismo di diffusione (scattering) della radiazione e di assorbimento della stessa. L'interazione tra radiazione termica e gocce deve essere modellata sia per una previsione accurata della distribuzione delle temperature nel dominio fluido, sia per risolvere il bilancio termico delle gocce. La modellazione della dispersione e dell'assorbimento si rifà alla teoria di Mie (che prevede una soluzione analitica delle eq di Maxwell per la dispersione delle radiazioni elettromagnetiche a causa della presenza di particelle). Anche qui l'utente può agire per migliorare l'accuratezza della modellazione con il parametro `NMIEANG` (di default 15). Noi lo lasceremo uguale a 15 per non aumentare i tempi di calcolo.

1.10 PARTICELLE

Fds permette l'analisi di tipo lagrangiano delle singole particelle. Esse vengono osservate e se ne studia la traiettoria preferendo questa analisi al punto di vista euleriano (in cui venivano invece definiti volumi di controllo). Nelle nostre simulazioni, particelle di acqua verranno emesse da spruzzatori sulle pareti della galleria per realizzare lo spegnimento. Tali particelle saranno dotate di massa e i loro parametri caratteristici potranno essere settati nel codice. Essi sono: densità calore specifico, diametro (che sarebbe quello per cui metà del volume dello spray è definito da goccioline di diametro superiore, metà invece è costituito da gocce di diametro inferiore). La distribuzione dei diametri seguirà la seguente legge:

$$F(d) = \frac{1}{2\pi} \int_0^d \frac{1}{\sigma d'} e^A dd' \quad \text{con } A = \frac{\log \frac{d^2}{d_m}}{2\sigma^2} \quad (80) \quad \text{per} \quad d < d_m$$

$$F(d) = 1 - e^{\gamma^{-0,693(\frac{d}{d_m})}} \quad (81) \quad \text{per} \quad d > d_m$$

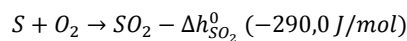
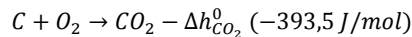
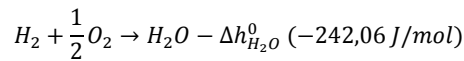
In cui γ definisce l'uniformità della distribuzione attorno al valore mediano (di default 2,4). Per una generica particella liquida è poi possibile definire i seguenti parametri: temperatura di vaporizzazione, temperatura di solidificazione, temperatura iniziale, e calore di vaporizzazione.

2 CHIMICA E FISICA DELL'INCENDIO

L'incendio è un evento caratterizzato da reazioni di combustione che generano enormi potenze termiche e quantità di gas combustibili, tali da provocare danni ingenti a strutture e persone. Un aspetto importante è rappresentato sicuramente dalla fase di ignizione e di sviluppo dell'incendio, che dipendono dalla quantità e dalla distribuzione dei combustibili, dalle loro caratteristiche geometriche, dalle condizioni di ventilazione. I danni causati da un incendio, non sono perciò determinabili a priori a causa del numero delle variabili in gioco ma devono essere valutati considerando la probabilità di rischio, eventuali test sperimentali e simulazioni numeriche riguardanti l'uso di CFD, in modo da avere delle indicazioni di massima. In questo capitolo ci proponiamo di esaminare la fisica dell'incendio (introducendo anche i parametri fondamentali che vengono usati per la sua descrizione) e i modelli impiegati dal software FDS per descrivere pirolisi e combustione.

2.1 LA COMBUSTIONE

La combustione è una reazione chimica di ossidazione, tipicamente rapida, CHE SI SVOLGE IN FASE GASSOSA, e che avviene con emissione di calore. Le sostanze combustibili, tipicamente contengono idrogeno (H), carbonio (C), zolfo (S), e vengono ossidate dall'ossigeno presente nell'aria (che come ben sappiamo è una miscela contenente anche ossigeno). Alcune semplici reazioni di combustione possono essere così descritte :



In cui Δh^0 è l'entalpia di reazione o calore di combustione (in FDS PER LA REAZIONE DI PIROLISI `heat_of_reaction`), in condizioni di riferimento standard (25 °C e pressione atmosferica). Per convenzione l'entalpia di formazione standard di sostanze elementari è 0. Tali equazioni indicano che la reazione di combustione che stiamo valutando, avviene in perfette condizioni stechiometriche, rispettando cioè i valori dei rapporti massici. Ad esempio, dalla reazione di combustione che porta alla formazione dell'anidride carbonica, si potrebbe dire che 1 mole di carbonio reagisce con una mole di ossigeno biatomico per dare una mole di biossido di carbonio oppure che 12 kg di carbonio reagiscono con 32 kg di ossigeno per dare 44 kg di anidride. La cosa interessante da notare in queste semplici reazioni è la variabilità del calore di combustione. L'energia termica che si origina dalla reazione dipende dalla composizione chimica dei reagenti e dei prodotti. Per determinare il calore di combustione di una sostanza, bisogna far riferimento necessariamente all'entalpia standard di formazione di una sostanza. Ogni sostanza presente in natura infatti viene etichettata con questa grandezza, definita come l'entalpia che essa possiede in condizioni standard. Tale valore viene ricavato sperimentalmente. Se conosciamo l'entalpia standard di tutte le sostanze coinvolte nella reazione, allora è possibile ricavare l'entalpia di reazione nelle medesime condizioni ambientali (o calore di combustione nel caso di una reazione di combustione) tramite la legge di Hess (*Rotini, 2012*):

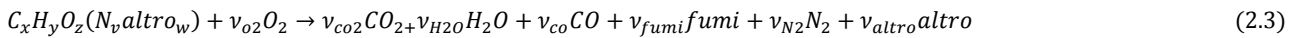
$$\Delta h^0 = (\sum_i^M \Delta h_{fi}^0 \cdot n_i)_{prodotti} - (\sum_i^M \Delta h_{fi}^0 \cdot n_i)_{reagenti} \quad (2.1)$$

In cui n è il coefficiente stechiometrico della generica specie i -esima, N e M sono il numero di specie chimiche reagenti e prodotte mentre Δh_i^0 l'entalpia di formazione standard della generica specie coinvolta nella reazione. Se supponiamo di trovarci a una temperatura diversa dalla temperatura standard, il calore di combustione può essere ricavato tramite

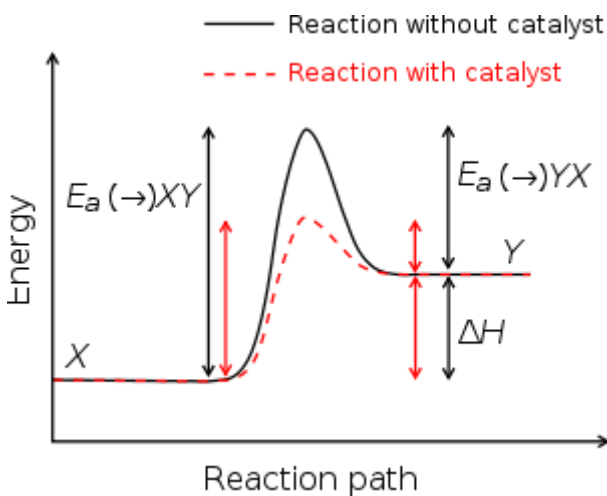
$$\Delta h = \Delta h_f^0 + \int_{T_0}^T C_p T dT \quad (2.2)$$

Un'attenzione particolare spetta al segno che contraddistingue il calore di reazione in condizioni standard. Esso è negativo e da un punto di vista fisico, considerando la legge di Hess, esso si spiega con una quantità di energia contenuta nei reagenti maggiore rispetto a quella contenuta nei prodotti. Detto in altri termini i legami chimici dei prodotti sono meno forti di quelli dei reagenti. In tal caso si dice che la reazione è esotermica, avviene cioè con liberazione di energia nello spazio circostante. Ogni reazione di combustione è esotermica. Il calore generato dalla reazione a sua volta riscalda i partecipanti alla reazione stessa e li porta ad una temperatura tale che essi ad un certo punto cominciano ad irradiare energia elettromagnetica nello spazio nello spettro del visibile; da cui l'origine delle fiamme. Le sostanze combustibili più comuni sono costituite nella maggior parte dei casi da idrogeno e carbonio. Se la reazione di combustione avviene in un'atmosfera in cui l'aria non è sufficiente ad ossidare completamente il carbonio, allora si ha la formazione di monossido di carbonio, prodotto tipico nelle

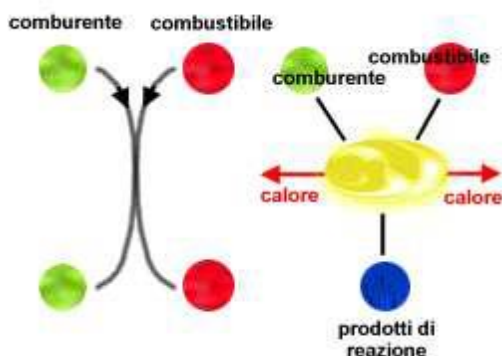
combustioni povere di ossigeno. Infine nei prodotti della combustione bisogna ricordare i prodotti di reazione dello zolfo presente quasi in tutti i combustibili, gas inerti come l'azoto, gas che derivano dalla decomposizione di sostanze organiche, minerali e residui. Tutti questi prodotti vanno sotto il nome di fumi. Tenendo conto di ciò la formula generale che descrive una reazione di combustione (Mc Grattan et al., FDS 5 User Guide) è:



Come tutte le reazioni chimiche, un aspetto da valutare è la velocità di reazione (Chimica e fisica dell'incendio, corpo nazionale vigili del fuoco). Poiché la combustione libera energia, dovrebbe avvenire spontaneamente. Nella realtà esse appaiono in "letargo" per moltissimo tempo. Infatti seppur spontanee da un punto di vista termodinamico, in genere procedono a bassissima velocità a temperatura ambiente. Questo perché, fisicamente parlando, le molecole devono scontrarsi e riarrangiarsi per formare adeguatamente i prodotti. L'arrangiamento può richiedere una certa quantità di energia, chiamata energia di attivazione, e a temperatura ambiente non tutte le molecole possiedono energia sufficiente per superare la barriera di attivazione. Molto schematicamente, da un punto di vista grafico, il concetto di energia di attivazione può essere così esplicitato.



Si parla generalmente di catalizzatori per definire quelle sostanze che forniscono un "percorso alternativo" da un punto di vista energetico alla reazione, in modo che questa proceda più velocemente. Ora, un ottimo catalizzatore è sicuramente la temperatura, visto che la maggior parte dell'energia posseduta dalle molecole è di tipo cinetico. Aumentando la temperatura, fisicamente cresce l'energia cinetica media traslazionale delle molecole e dunque esse possono avere una probabilità maggiore, statisticamente parlando, di superare l'ostacolo della barriera di attivazione. Questo vuol dire che a bassa temperatura, le molecole si urtano senza reagire, mentre a temperature più elevate, poiché l'energia di urto è superiore all'energia di attivazione, la reazione può avere luogo.



Tutto questo è alla base dell'equazione di Arrhenius, sulla quale torneremo nel seguito quando parleremo di pirolisi. Matematicamente, la cosa può essere interpretata usando la cinetica chimica. Data una generica reazione chimica di ordine

$a + b$, (il ragionamento è valido anche per una reazione di combustione) $A + nB \rightarrow mC$, la sua velocità di reazione è definita come:

$$v = k[A]^a[B]^b \quad (2.4)$$

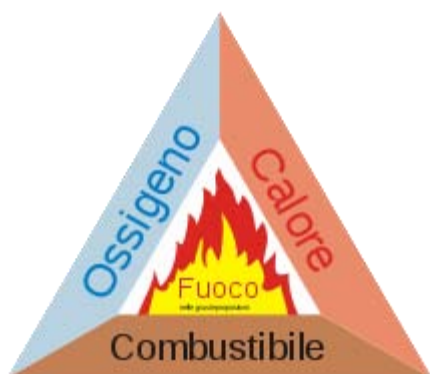
dove i due parametri a e b sono determinati sperimentalmente mentre

$$K = Ae^{\frac{-E_a}{RT}} \quad (2.5)$$

in cui E_a è l'energia di attivazione della reazione mentre T è appunto la temperatura. Si vede perciò che al crescere della temperatura, l'esponente negativo cresce e con esso anche la costante di Arrhenius K . Ora, ogni combustibile è caratterizzato da una **temperatura di ignizione**. Sotto tale temperatura le collisioni veloci a sufficienza da superare l'energia di attivazione sono poco probabili, mentre al di sopra di essa avvengono con probabilità maggiore. In tal modo la reazione di combustione avviene con più rapidità e si può perciò dire che sopra tale temperatura, la reazione ha effettivamente luogo. Se poi in un volume molto ristretto, combustibile e comburente sono opportunamente miscelati e la temperatura di ignizione è raggiunta in un intervallo di tempo piccolo, la combustione può assumere i connotati di un'esplosione.

2.2 PROPAGAZIONE DELLA FIAMMA DELLA COMBUSTIONE

La genesi di un incendio prevede fondamentalmente l'esistenza di tre requisiti fondamentali: combustibile, comburente e temperatura adeguata (o calore fornito dall'esterno) che rientrano dunque nel cosiddetto "triangolo del fuoco" (*Chimica e fisica dell'incendio, corpo nazionale vigili del fuoco*)



La cosa importante da osservare è che la reazione di combustione **AVVIENE IN FASE GASSOSA**. Ciò è vero naturalmente per i combustibili che si trovano già allo stato gassoso, come per esempio il metano; lo stesso avviene per i liquidi in cui si ha un passaggio di alcune molecole dalla fase liquida alla fase gassosa a causa della temperatura e in seguito a ciò può avvenire la reazione. Stesso ragionamento per i combustibili solidi che sono soggetti al fenomeno della pirolisi: esso si riferisce alla degradazione termica dei materiali organici (come ad esempio il legno). Per effetto del calore fornito dall'ambiente esterno, avviene anche la liberazione, alla superficie del combustibile solido, di sostanze volatili che andando poi a reagire con l'ossigeno, alimenteranno la combustione. Più in generale i prodotti della pirolisi possono essere formati da una frazione gassosa e liquido-oleosa, oltre che da residui solidi. La pirolisi perciò nel caso di un combustibile solido diventa una condizione necessaria per poter poi arrivare alla reazione di combustione che procede sempre in fase gassosa (torneremo nel seguito a parlare di pirolisi quando introdurremo il modello adottato da FDS per descriverla). Per quanto riguarda il comburente, esso è sempre rappresentato dall'ossigeno, che però come ben sappiamo è contenuto in una miscela di gas nota come aria. Infine la temperatura, che deve essere sufficientemente alta da permettere la miscelazione di combustibile e comburente. Una possibile soluzione può essere rappresentata da un innesco: un agente esterno in grado di far crescere la temperatura in un punto e in grado di far avvenire la reazione di combustione localmente. Una volta sviluppatasi la reazione di combustione in un punto, il calore da essa generato, si propaga nelle regioni circostanti, provocando l'innesco di altre reazioni di combustione e dunque la propagazione della fiamma. La velocità con cui la fiamma si propaga dipende sicuramente dal rapporto combustibile-comburente, dall'ambiente in cui il tutto avviene e dalla natura del gas. Tale velocità generalmente è determinata per via empirica o con simulazioni, vista la variabilità dei fattori in gioco. Diciamo però che la velocità della fiamma è tanto più alta quanto più combustibile e comburente sono tra loro in rapporto stechiometrico. Si introduce perciò il limite di infiammabilità: esso è espresso come percentuale in volume di combustibile nella miscela d'aria - combustibile. Il LII è la minima concentrazione di combustibile nella miscela aria-combustibile che consente a quest'ultimo di reagire dando luogo a una fiamma che si propaga poi nella miscela. Il LIS è invece la concentrazione massima di

combustibile nella miscela, oltre la quale l'aria è di fatto insufficiente per dare luogo alla reazione di combustione. Fisicamente, se il gas o vapore è diluito con un eccesso d'aria, allora il calore sviluppato dall'accensione non sarà in grado di far salire la temperatura degli strati adiacenti di miscela fino al punto di accensione. L'aria funziona cioè come diluente. Viceversa se il combustibile è presente in quantità troppo elevata, sarà questo a funzionare come diluente abbassando la quantità di calore disponibile agli strati adiacenti di miscela, fino a impedire la propagazione della fiamma. L'ampiezza del campo di infiammabilità dipende senz'altro dalla reattività dei combustibili, cioè dall'entità dei legami che tengono insieme gli atomi delle molecole. L'intervallo tra il limite superiore ed inferiore è invece rappresentato dalle concentrazioni di combustibile che sono favorevoli alla propagazione della fiamma.

I limiti di infiammabilità sono anche funzione della pressione e della temperatura. Abbassando la pressione infatti i limiti di infiammabilità si avvicinano tra loro e la propagazione della fiamma può risultare così ostacolata che la miscela diventa non esplosiva. Questo perché, da un punto di vista fisico le molecole di combustibile e comburente sono così lontane fra loro che diventa improbabile che siano soddisfatti contemporaneamente i tre lati del triangolo del fuoco. L'aumento della pressione alza invece il limite superiore. Da notare che il comportamento descritto non è quello che caratterizza tutti i combustibili: possono presentarsi situazioni più complesse da descrivere caso per caso.

L'aumento della temperatura di una miscela di gas e aria allarga il campo di infiammabilità. Tale andamento è spiegabile considerando la tendenza delle reazioni ad incrementare di molto la loro velocità all'aumentare della temperatura. Anche in questo caso, l'entità dell'effetto è diverso da combustibile a combustibile.

Infine un ultimo parametro da valutare nello studio della velocità della fiamma è la turbolenza: se immettiamo nell'ambiente una certa quantità di gas combustibile (o vapore generato dalla pirolisi), prima che esso si mescoli con l'aria, ci vorrà del tempo; inizialmente potranno esistere regioni dove è presente solo il combustibile, regioni dove troviamo solo aria e zone intermedie con quantità eguali di combustibile e comburente. Se è presente un innesco la reazione inizierà ad avvenire solo nelle regioni in cui la concentrazione di combustibile cade nei limiti di infiammabilità. In teoria però la fiamma non potrebbe propagarsi nelle altre regioni circostanti visto che esse possono trovarsi fuori dai limiti di infiammabilità. Una volta avvenuta l'accensione però la turbolenza che si genera a causa dell'aumento del volume del gas velocizza il rimescolarsi del combustibile e del comburente, favorendo così il propagarsi della fiamma.

In conclusione i parametri che entrano in gioco nella determinazione di tale velocità sono molteplici e questo rende molto difficile la sua valutazione per via analitica.

Introduciamo ora qualche dettaglio sui principali combustibili che entrano in gioco in incendio.

2.3.1 COMBUSTIBILI SOLIDI

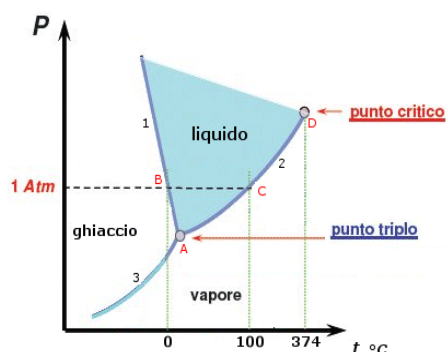
I combustibili solidi sono sicuramente tra i più diffusi e quelli che sono usati anche da più tempo (*Chimica e fisica dell'incendio, corpo nazionale vigili del fuoco*). Tra di essi ricordiamo il legno, usato anche come materiale di riferimento nei test sperimentali: di esso andremo a parlare: esso è costituito da cellulosa (il componente fondamentale), lignina, zuccheri, resina e gomma, che al termine della combustione danno luogo alle ceneri. Stesse caratteristiche hanno tutti i derivati del legno, come la carta, il lino, il cotone. La temperatura di ignizione del legno (che è temperatura del combustibile solido al di sopra della quale i vapori liberati dalla pirolisi, reagiscono con violenza con l'ossigeno presente nell'ambiente circostante, se presente in condizioni stechiometriche adeguate) è di circa 250 C tuttavia se il legno è a contatto per molto tempo con superfici calde, possono avvenire localmente fenomeni di carbonizzazione e la combustione può partire a una temperatura molto più bassa.

Un'importante caratteristica del legno è poi la pezzatura, definita come il rapporto tra il volume del legno e la sua superficie esterna. Grande pezzatura vuol dire che le superfici a contatto con l'aria sono relativamente scarse e in più il materiale ha una massa più grande per poter smaltire il calore ricevuto verso l'ambiente esterno. Questo ragionamento, portato alle sue estreme conseguenze, dice che grossi pezzi di legno prendono fuoco con più difficoltà rispetto ai piccoli pezzi di legno. D'altronde c'è anche da dire che sia per i combustibili solidi che per i combustibili liquidi, più il materiale viene ridotto in particelle di dimensioni più piccole e più esso è in grado di prendere fuoco più facilmente. Quando il legno viene ridotto in particelle di piccole dimensioni esso può addirittura diventare esplosivo.

Per quanto riguarda la conduttività termica, esso è un parametro molto importante perché permette di definire la capacità del materiale di trasmettere il calore. Nel caso del legno è bassa, quindi il calore è trasmesso con più difficoltà e questo risulta in una minore velocità di propagazione della fiamma.

2.3.2 COMBUSTIBILI LIQUIDI

La definizione delle proprietà termiche per i combustibili liquidi è simile a quella vista per i combustibili solidi, con l'unica differenza di aggiungere alcuni parametri in più. Innanzitutto un combustibile liquido può essere descritto tramite il diagramma P-T; per esempio per l'acqua abbiamo:



Tale diagramma, riscontrabile anche per ogni combustibile liquido, consente di caratterizzare i passaggi di stato ed è in grado di fornire nel diagramma pressione-temperatura la pendenza della curva delle fasi, consentendo di calcolare l'incremento di pressione parziale di un gas al crescere della temperatura del liquido. Introduciamo ora i parametri caratteristici di un combustibile liquido:

- **temperatura di infiammabilità**: essa è la minima temperatura alla quale un combustibile liquido emette vapori sufficienti a formare con l'aria una miscela, che se innescata dall'esterno, brucia. Riportiamo alcuni valori per i combustibili liquidi più comuni:

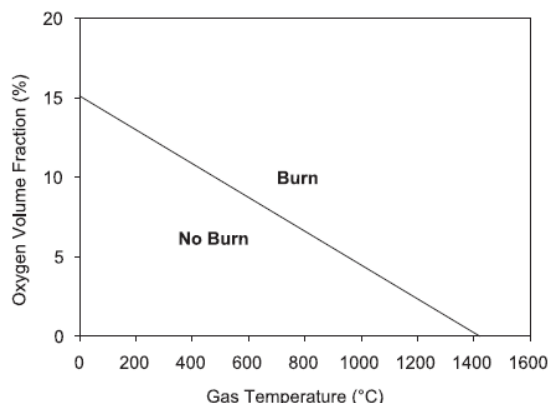
SOSTANZA	TEMPERATURA DI INFIAMMABILITA' (°C)
benzina	-20
gasolio	65
Olio lubrificante	165
acetone	-18
Alcool etilico	13

E' ovvio che più grande è il valore della temperatura di infiammabilità e minore è la pericolosità del combustibile.

- **temperatura di accensione**: Essa rappresenta la minima temperatura alla quale un combustibile liquido, in presenza d'aria brucia senza innesco; alcuni valori sono riportati in tabella:

SOSTANZA	TEMPERATURA DI ACCENSIONE (°C)
benzina	250
gasolio	220
legno	220-250
carta	230
metano	537

Infine anche per i liquidi diventa importante il cosiddetto limite di infiammabilità: supponiamo per esempio di considerare una pozza di eptano a temperatura ambiente. Sappiamo che essa bolle a una temperatura di 98 °C. Quello che succederà da un punto di vista fisico è che tale bolla evaporerà lentamente fino a che non verrà raggiunto lo stato di equilibrio tra le pressioni parziali tra fase liquida e fase gassosa. Tuttavia la presenza di vapori combustibili nell'aria non vuol dire necessariamente che avvenga un incendio; infatti come già si potrebbe intuire dai discorsi fatti nei paragrafi precedenti, o avviene la miscelazione tra combustibile e ossigeno ma non avviene la reazione; oppure in seguito alla miscelazione, si innesca la combustione ed essa procede fino ad esaurimento di uno dei due reagenti; il discriminante tra queste due situazioni è rappresentato ancora una volta dal triangolo del fuoco: combustibile e comburente devono essere nelle giuste quantità in aria e soprattutto ci deve essere una quantità di calore dall'esterno per superare l'energia di attivazione (temperatura sufficientemente elevata). Il tutto è riassunto dal seguente grafico BURN-NO BURN che si può trovare per qualsiasi sostanza (*Mc Grattan et al., Technical Reference Guide*):



2.4 PARAMETRI DELLA COMBUSTIONE

I parametri che consentono di descrivere la combustione sono principalmente tre: il potere calorifico, la temperatura adiabatica di fiamma e l'aria teorica necessaria alla combustione. Il potere calorifico è la quantità di calore sviluppata nel corso della reazione completa di 1 kg di combustibile liquido o solido. Esso viene espresso in kJ/kg. I poteri calorifici (che nel codice FDS sono denominati con Heat_Of_Combustion) possono essere calcolati se sono note la composizione chimica del combustibile e le entalpie delle reazioni di combustione; ad esempio se torniamo a considerare la reazione (1) di formazione della CO_2 , a partire dall'entalpia di reazione, possiamo calcolare il potere calorifico con una semplice proporzione:

$$12 : 393,3 = 1000 : x$$

In cui 12 è il peso atomico del carbonio, -393,13 kJ è l'entalpia di reazione e $x=32775$ kJ/kg il potere calorifico. Se nella reazione è presente dell'acqua, occorre distinguere tra potere calorifico superiore Q_s (quando l'acqua è allo stato liquido) ed inferiore Q_i (quando l'acqua è allo stato di vapore). In genere la differenza tra il pci e il pcs è dell'ordine del 4% e del 7% rispettivamente per combustibili solidi e combustibili liquidi. Ovvio che per combustibili che non contengono idrogeno o acqua, non è necessario definire la differenza tra pci e pcs. Questo è il caso dell'ossido di carbonio.

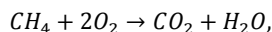
La temperatura adiabatica di fiamma (Rotini, 2012) invece è da un punto di vista fisico la massima temperatura alla quale possono essere portati i prodotti della combustione grazie al calore svolto dalla combustione stessa. Già da queste considerazioni preliminari, si può intuire che il calcolo della TAF è condizionato dal potere calorifico e dal calore specifico dei materiali in gioco e la sua determinazione è eseguita nell'ipotesi che tutto il calore sviluppato dalla reazione vada esclusivamente ad aumentare la temperatura, senza che ci siano scambi energia verso l'esterno, né perdite dovute a conversioni di energia termica in energia radiante (come visto però nel Cap 1, circa 1/3 di questa energia verrà convertita in energia radiante verso l'esterno). Da questo il termine temperatura adiabatica di fiamma. Il calcolo è molto semplice ed è caratterizzato dall'equazione:

$$(T_{af} - T_0) \sum_j n_j c_{pj} = pc + \sum_i m_i c_{pi} (T_{in} - T_0) \quad (2.6)$$

Dove m_i, n_j sono rispettivamente le portate massiche dei reagenti e dei prodotti, pc il potere calorifico, T_0 la temperatura di riferimento della reazione di combustione e T_{af} la nostra incognita. L'equazione di bilancio dice che i reagenti sono portati alla temperatura di riferimento della reazione, dopo di che tutto il potere calorifico è convertito in energia interna che va ad aumentare la temperatura dei prodotti, portandoli alla T_{af} .

Rimane infine l'aria necessaria alla combustione. Per bruciare un combustibile sfruttando al massimo le sue capacità termiche bisogna farlo combinare con una determinata quantità di ossigeno. Ricordiamo che l'aria è un miscuglio gassoso costituito per il 79% di azoto e per il 21% di ossigeno (trascurando tracce di gas minori). Il rapporto 79/21 vale circa 3,8 .

$1 \frac{N}{m^3}$ di O_2 è accompagnato cioè da $3,8 \frac{N}{m^3}$ di azoto e contenuto perciò in $4,8 \frac{N}{m^3}$ di aria. Considerando per esempio la reazione che coinvolge la combustione del metano,



$1 \frac{N}{m^3}$ di metano brucia in $2 \frac{N}{m^3}$ di ossigeno e quindi in $9,6 \frac{N}{m^3}$ di aria. E' chiaro che la quantità d'aria calcolata in questi esempi è quella teorica; nella realtà si può operare con eccesso d'aria o in condizioni riducenti. Questa situazione viene quantificata con il rapporto di equivalenza aria-combustibile definito come $\varphi = \frac{(\frac{m_a}{m_f})_{st}}{(\frac{m_a}{m_f})}$.

Se $\varphi > 1$ il sistema è in condizioni riducenti perché ha a disposizione meno ossigeno di quello che porterebbe alla combustione completa del combustibile. Nei sistemi di interesse pratico (come nei motori a combustione) si opera con eccesso d'aria ($\varphi > 1$) in modo da essere sicuri di consumare tutto il combustibile a disposizione. Il caso $\varphi = 1$ corrisponde invece alle condizioni stechiometriche teoriche.

2.5 PARAMETRI GLOBALI D'INCENDIO

Nella dinamica di un incendio è fondamentale capire se esso si verifichi in un luogo aperto o al chiuso. I parametri principali da prendere in considerazione sono (Rotini, 2012):

la potenza termica di picco

la quantità totale di energia rilasciata

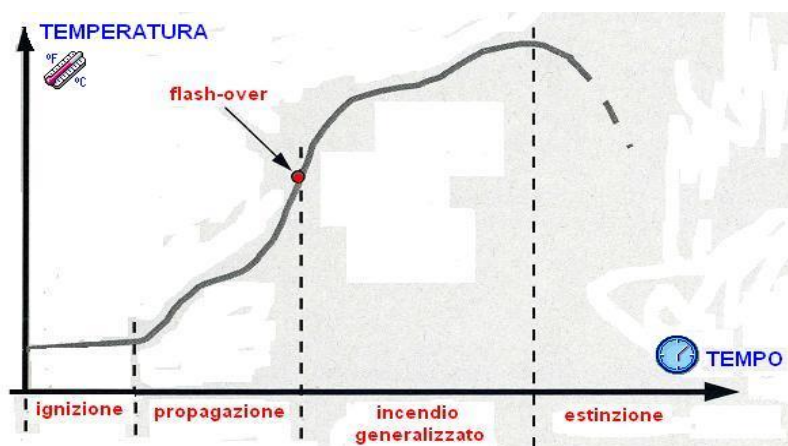
la velocità di crescita della potenza termica

temperature dell'aria e delle pareti

la quantità dei prodotti della combustione

la durata complessiva dell'incendio.

Di fatto, facendo sviluppare l'incendio in un luogo confinato, la sua evoluzione è costituita da tre parti: una prima fase di crescita successiva all'innesco, una seconda fase stazionaria e infine una terza fase di decadimento. La temperatura varia generalmente da zona a zona. Nel grafico abbiamo riportato l'andamento della temperatura media, anche se un grafico del genere è riscontrabile anche per le temperature puntuali:



Ora, nella prima fase di sviluppo (fase 1), come si vede la temperatura media varia di poco col tempo, questo perché la maggior parte dell'Heat Release Rate sviluppato è usato per vaporizzare l'umidità contenuta nei materiali combustibili, per portarli alla temperatura d'innesco e superarla e per riscaldare l'aria vicina al focolaio. Un parametro importante in questa prima fase è il grado di infiammabilità del materiale: esso deve essere in grado di sviluppare in seguito all'innesco, volumi di gas e vapori infiammabili in tempi brevi, altrimenti si rischia che la sorgente termica si esaurisca ancor prima che si verifichi l'ignizione. L'ossigeno in questa fase è molto abbondante rispetto alle modeste e limitate reazioni che si verificano. In incendi di piccole dimensioni, la fase iniziale non comporta trasmissione di calore verso gli oggetti circostanti e le fiamme sono di dimensione modesta. In incendi di grandi dimensioni in luoghi chiusi, come in galleria, la situazione cambia; a col passare del tempo i fumi prodotti, più leggeri salgono verso l'alto miscelando all'aria e raffreddandosi parzialmente. La temperatura in

questa fase non subisce un aumento repentino. In seguito inizia la propagazione dell'incendio che coinvolge gli oggetti circostanti (mobili, rivestimenti di pareti ecc.). Se la quantità di calore fornita non è sufficiente ad innalzare (solo innalzare) la temperatura degli oggetti adiacenti non ancora coinvolti, si può verificare una graduale estinzione (e questo dipende dalla conduttività e capacità termica dei materiali). Ora, la prosecuzione dell'incendio è piuttosto irregolare: essa può dipendere dalla rottura di porte o finestre che consentono un ricircolo d'aria e o da fatto che la temperatura non raggiunge quella di ignizione per altri materiali. Successivamente, le fiamme raggiungono il soffitto dove si accumulano gas caldi e fumi. La temperatura aumenta rapidamente così come il calore sviluppato ma non raggiunge valori tali da consentire l'ignizione di altri materiali. Se la ventilazione è adeguata l'incendio prosegue da oggetto a oggetto e le fiamme e i gas caldi irradiano in tutte le direzioni energia termica. A questo punto si registra un repentino aumento della temperatura e la maggior parte dei materiali combustibili prendono fuoco; in questa fase la quantità di calore rilasciata dall'incendio è maggiore di quella che viene dispersa per conduzione, convezione o irraggiamento. Il fenomeno in un ambiente chiuso, come in galleria, viene ulteriormente esagitato perché i fumi non riuscendo ad evacuare verso l'esterno cominciano ad irraggiare verso il basso provocando così un ulteriore aumento della temperatura. Tale fase si chiama flashover ed è la fase di transizione che ogni incendio subisce dalla fase di accensione a quella di completa maturità in cui tutti i materiali combustibili emettono vapori infiammabili e la temperatura arriva a superare i 600 °C. L'incendio vero e proprio inizia nella fase di flashover; questo è un punto di non ritorno, superato il quale è difficile che l'incendio si estingua da solo. Il criterio più usato per la determinazione di questo punto è il raggiungimento di una temperatura di 600 °C che provoca generalmente l'innesco di tutti i materiali combustibili presenti per irraggiamento e convezione e si può verificare dai 3 ai 30 minuti. Il flashover è anche accompagnato da alcuni fenomeni come: le temperature nei diversi punti del locale che diventano uniformi, notevoli volumi di ossigeno richiesti dall'esterno a causa dell'accelerarsi della combustione e infine notevoli quantità di ossidi di carbonio (superiori al 20%) che possono portare a intossicazione delle persone presenti.

Arriviamo poi alla fase della maturità dell'incendio (fase 2): qui la temperatura media assume un valore costante, anche se le temperature dei soffitti sono generalmente maggiori di quelle dei pavimenti e delle finestre. In questa fase, a causa della dilatazione del volume dovuta all'aumento della temperatura, i gas caldi tendono ad evacuare verso l'alto, richiamando così aria fresca dal basso. In generale questo vuol dire che la parte alta degli edifici sarà in pressione mentre la parte bassa in depressione. Infine arriviamo all'ultima fase (fase (3)), quella di estinzione in cui la temperatura decresce più o meno rapidamente a seconda della potenza termica dei materiali residui e delle strutture incendiate ancora in gioco.

Per definire poi la quantità di energia sviluppata in un incendio si usa come parametro il carico d'incendio, il potenziale termico della totalità dei materiali combustibili presenti nell'ambiente. Nella pratica viene misurato in kg di legno equivalente (con pc di 4400 kJ/kg).

Un altro parametro con cui definire l'incendio è poi l'heat release rate (HRR) che indica l'energia termica emessa da un incendio per unità di tempo. Esso si può ricavare con la teoria, con prove sperimentali in ambiente controllato e con simulazioni CFD. Per la maggior parte dei materiali combustibili come nel nostro caso, esso è fornito in letteratura. Anche il suo tipico andamento può essere scomposto in tre fasi: nella prima fase esso cresce molto spesso con velocità quadratica e con una variazione della pendenza più o meno forte. E' in questa fase che avviene l'ignizione, lo sviluppo dell'incendio e il flashover; nella seconda fase l'HRR raggiunge il suo valore massimo e la potenza rimane stazionaria. La parte finale dell'HRR tende a valore nullo secondo un andamento generalmente lineare che si osserva dall'istante in cui resta disponibile il 30% circa della massa di combustibile.

2.6 MODELLI DI PIROLISI E COMBUSTIONE

Nello studio di tutti i fenomeni di combustione si assume l'ipotesi che le reazioni chimiche inizino a svilupparsi solo quando la temperatura della miscela abbia raggiunto un valore conveniente, al di sotto del quale la miscela si comporta come se fosse inerte. Tale ipotesi è fondamentale perché secondo la teoria di Arrhenius la velocità di reazione è inversamente proporzionale al diminuire della temperatura. Ecco perché nel primo paragrafo abbiamo definito la temperatura di ignizione (in FDS la Ignition temperature), ossia quella al di sopra della quale avviene il fenomeno della thermal explosion, cioè la transizione da una reazione di ossidazione molto lenta, quasi latente, a una reazione repentina, non stazionaria e autoaccelerante. Infatti a causa dell'aumento di temperatura, la velocità della reazione aumenta, con conseguente aumento della potenza termica sviluppata, che genera un ulteriore aumento della T in una specie di reazione a catena che va ad interessare tutta la miscela. Ogni combustibile (noi lavoreremo coi solidi) ha una sua temperatura di ignizione, che dipende dalle sue proprietà chimico-fisiche, dalla pressione.

Nel seguito, lavorando con combustibili solidi, avremo a che fare con la loro combustione; essa passa prima attraverso la gassificazione del materiale tramite un processo di decomposizione fisica e chimica per effetto termico (pirolisi). Cerchiamo

di capire come trattare matematicamente questo fenomeno e di costruire un modello fisico che utilizzi il meccanismo pirolisi-combustione;

Per capire come FDS implementa il modello di pirolisi è importante ricavare la distribuzione delle temperature nei risolvendo l'equazione di conduzione del calore attraverso i solidi; in FDS, per calcolare la funzione $T(x, t)$ viene considerata un'equazione di conduzione monodimensionale nella direzione x entrante nel solido (*Mc Grattan et al, Technical Reference Guide*), del tipo:

$$\rho_s C_s \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} K_s \frac{\partial T}{\partial t} + \dot{q}'''_s \quad (2.7)$$

in cui il termine sorgente si compone di una sorgente di reazioni chimiche e di assorbimento radiativo dall'esterno:

$$\dot{q}'''_s = \dot{q}'''_{s,c} + \dot{q}'''_{s,r} \quad (2.8)$$

Tale equazione è poi risolta utilizzando il metodo alle differenze finite di Crank-Nicholson (*Mc Grattan et al, Technical Reference Guide*).

2.6.1 MODELLO DI PIROLISI

Consideriamo un componente α supponendo che esso subisca $N_{r\alpha}$ reazioni (*Mc Grattan et al, Technical Reference Guide*); useremo l'indice β per rappresentare una di queste reazioni:

$$\text{materiale } \alpha \rightarrow v_{s,\alpha\beta} \text{Residuo}_{\alpha\beta} + v_{g,\alpha\beta,w} H_2O + v_{g,\alpha\beta,f} HC \quad (2.9)$$

in cui si osserva la produzione di un residuo solido, di acqua e di un combustibile gassoso HC. La densità locale del materiale evolve secondo la legge di conservazione della massa: $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho_{s\alpha}}{\rho_{s0}} \right) = - \sum_{\beta=1}^{N_{r\alpha}} r_{\alpha\beta} + S_{\alpha}$ che dice chiaramente che la componente α viene consumata dalle reazioni $r_{\alpha\beta}$ e prodotta dalle reazioni S_{α} . $r_{\alpha\beta}$ è la velocità della reazione β e ρ_{s0} la densità iniziale del materiale. S_{α} è la velocità dei produzione del materiale ad opera di altre reazioni. La velocità della reazione, $r_{\alpha\beta}$, è funzione della temperatura ed è una combinazione della legge di potenza e della legge di Arrhenius:

$$r_{\alpha\beta} = \frac{(\rho_{s\alpha})^{n_{s,\alpha\beta}}}{\rho_{s0}} A_{\alpha\beta} \exp\left(-\frac{E_{\alpha\beta}}{RT_s}\right) \max[0, T_s - T_{thr,\alpha\beta}]^{n_{t,\alpha\beta}} \quad (2.10)$$

dove $T_{thr,\alpha\beta}$ è la temperatura di soglia, di default 0K, mentre i parametri $A_{\alpha\beta} E_{\alpha\beta}$ devono essere determinati per via sperimentale.

Il termine S_{α} è la somma su tutte le reazioni in cui il residuo solido è il materiale α

$$S_{\alpha} = \sum_{\alpha=1}^{N_m} \sum_{\beta=1}^{N_{r\alpha'}} v_{s,\alpha'\beta} r_{\alpha'\beta} \quad (2.11)$$

La velocità di produzione di ogni specie volatile è data da

$$\dot{m}'''_{\gamma} = \rho_{s,0} \sum_{\alpha=1}^{N_m} \sum_{\beta=1}^{N_{r\alpha'}} v_{g,\alpha\beta,\gamma} r_{\alpha\beta} \quad (2.12)$$

La portata massica dei gas emessi sulla superficie (si assume che tutti siano trasportati insieme sulla superficie) si ricava con

$$\dot{m}''_{\gamma} = \int_0^L \dot{m}'''_{\gamma} dx \quad (2.13)$$

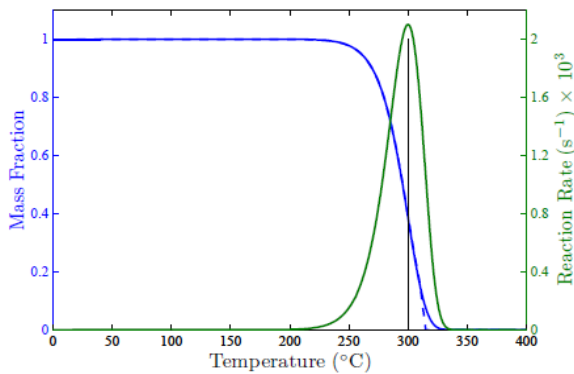
dove L è lo spessore della superficie. Il termine di sorgente chimica dovuto alla pirolisi, che rientra nella conduzione del calore è calcolato come:

$$\dot{q}'''_{s,c} = -\rho_{s,0} \sum \sum r_{\alpha\beta}(x) H_{r,\alpha\beta} \quad (2.14)$$

in cui $H_{r,\alpha\beta}$ è il calore di reazione (heat of reaction in FDS) del modello di pirolisi. Fisicamente dunque, la reazione di pirolisi in teoria avviene a qualsiasi temperatura (se di default $T_{thr,\alpha\beta} = 0$). A basse temperature e in assenza di irraggiamento

dall'esterno tuttavia ($\dot{q}'''_{s,r} = 0$), la velocità di reazione è trascurabile (vedi fig in basso) e la reazione è come se non avvenisse: quindi $\dot{q}'''_{s,c}$ è come se fosse nullo (il termine basso dipende ovviamente dai coefficienti A ed E). Se iniziamo a riscaldare il solido, ad esempio con irraggiamento, ci sarà, nell'equazione di conduzione del calore, il termine $\dot{q}'''_{s,r}$ che sarà positivo, e che andrà a incrementare la temperatura dentro il solido in base all'equazione monodimensionale di trasmissione. Inizialmente le temperature continueranno ad essere basse e dunque il termine $\dot{q}'''_{s,c}$ continuerà ad essere trascurabile ancora rispetto a $\dot{q}'''_{s,r}$. Al crescere della temperatura nei vari strati del solido, la reazione di pirolisi inizierà ad avere una velocità finita, avvenendo a tutti gli effetti. Se essa si verifica, essendo una reazione endotermica, ha bisogno di acquistare energia dall'ambiente: e in questo caso l'energia che preleva è data proprio dall'espressione di $\dot{q}'''_{s,c}$. Ora, come si nota dall'equazione di conduzione, quando la temperatura raggiunge un valore tale che la reazione di pirolisi non sia più latente ma avvenga ad una certa velocità, è come se della quantità di calore totale che arriva sul solido per irraggiamento, parte di essa vada a finire in energia interna con l'aumento della temperatura nei layer del corpo e parte di essa venga persa a causa della reazione di pirolisi, che essendo endotermica, ha bisogno di energia per avvenire. Se interrompessimo il flusso radiativo ad una temperatura elevata, la pirolisi continuerebbe ad avvenire e ci sarebbe a questo punto un flusso uscente di energia dal sistema; cioè a mano a mano che la pirolisi prosegue, senza flusso radiativo esterno, la temperatura del corpo si abbasserebbe fino a raggiungere di nuovo una temperatura che la renda latente. FDS quindi allo step temporale n valuta i flussi di calore che arrivano nella cella su base anche ai focolai esistenti nel dominio e note le temperature T_S valuta il termine relativo al flusso in uscita della pirolisi. Note le due sorgenti, è risolta l'equazione di conduzione e si ricava la nuova distribuzione T_S con cui poi andare a ripetere il tutto allo step n+1.

Il problema nell'utilizzare questo modello di pirolisi è sicuramente nel tarare i coefficienti A e E. Tali parametri devono essere ricavati sperimentalmente per la particolare reazione che viene presa in considerazione. Da un punto di vista computazionale, FDS valuta questi 2 parametri facendo riferimento alla reference temperature, l'heating rate e il pyrolysis range. Questi tre parametri devono essere specificati nella linea MATL che definisce il materiale (il primo è quello fondamentale, gli altri due servono a far collimare meglio i risultati con la trattazione sperimentale) insieme al calore specifico, conducibilità termica, densità, potere calorifico (in FDS chiamato heat of combustion) e heat of reaction (calore di reazione, come al solito differenza tra entalpie dei prodotti e dei reagenti). Considerando il seguente grafico, che esprime la variazione della frazione di massa della sostanza (in blu) e la reaction rate (verde) con la temperatura (*Mc Grattan et al., FDS 5 User Guide*):



- **reference temperature** è la temperatura alla quale la frazione di massa (mass fraction in blu) decresce con pendenza massima

- **heating rate** la variazione di temperatura cui il materiale è stato esposto

- **pyrolysis range** l'ampiezza in ΔT della curva che rappresenta la velocità di reazione assumendo che tale curva abbia forma triangolare. In questo modo usando questi 3 parametri è fatta una stima di massima della reazione e A ed E sono calcolati secondo:

$$r_p = \frac{2\dot{T}}{\Delta T} (1 - v_r) \quad (2.15)$$

$$E = \frac{r_p RT_p^2}{0.4 T} \quad (2.16)$$

$$A = \frac{r_p}{0.4} e^{E/RT_p} \quad (2.17)$$

Una volta che la reazione di pirolisi comincia ad avvenire, il fuel viene rilasciato nello spazio circostante. FDS calcola cella per cella la quantità di fuel rilasciata. Se non specificato diversamente tramite la linea REAC, il fuel di riferimento è il propano.

2.6.2 MODELLO DI COMBUSTIONE

Per quanto riguarda la reazione di combustione, nel nostro caso essa è simulata tramite il modello di combustione a frazione di miscela (*Mc Grattan et al, Technical Reference Guide*), che riduce il problema della modellazione della combustione alla determinazione di grandezze scalari z_i . Noto il valore locale dei termini z_i è possibile ricavare per tutte le celle della mesh le frazioni di massa dei reagenti e dei prodotti con le cosiddette **relazioni di stato**. Ora, dato un volume contenente delle specie gassose, una frazione di miscela può essere definita come il rapporto tra una categoria di gas rispetto alla massa totale. Nella combustione la frazione di miscela è una quantità definita come la frazione della miscela dei gas che si origina nella corrente di fuel. Quindi sulla superficie che brucia essa è 1, nell'aria fresca è 0. Invece in una regione dove è avvenuta la combustione essa sarà costituita da fuel non bruciato e da una certa quantità di prodotti della combustione. Questa quantità Z è comunque una funzione del tempo e dello spazio. Per molte applicazioni la strategia "mixed is burned" è sicuramente accettabile: essa implica che quando il combustibile e il comburente si mescolano tra loro, danno subito origine ai prodotti della combustione reagendo. Esistono tuttavia scenari in cui non si può dire con certezza che fuel e ossigeno vengano a reagire dopo essersi miscelati (come si può intuire ricordando i limiti di infiammabilità); in questi casi la frazione di miscela rimane una quantità valida ma non è più in grado di definire completamente la composizione della miscela di gas. Se ossigeno e fuel si mischiano e non bruciano, per descrivere questa possibilità dovremo introdurre nel modello almeno due quantità scalari: nel seguito mostreremo la strategia per andare al di là del modello *mixed is burned*, che è poi quella adottata da FDS. Invece di risolvere una singola equazione del trasporto per Z , ne vengono risolte due o tre introducendo dei parametri Z_i , rispettando il fatto che la massa di fuel si conserva e che quindi $\sum Z_i = Z$. Quindi se Z_1 definisce la frazione di massa di fuel non bruciato, $Z_2 = Z - Z_1$ definisce la frazione massica di fuel bruciato ed è di fatto la componente di Z che si origina dai prodotti della combustione. Con questo approccio è possibile tener conto del fatto che fuel e ossigeno si mischiano senza bruciare. Descriviamo prima di tutto il modello a un singolo step di reazione; la reazione che andiamo a considerare è sempre la (1). Il coefficiente stechiometrico delle ceneri è legato alla frazione massica delle ceneri y_s dalla relazione

$$v_s = \frac{W_F}{W_S} y_s \quad (2.18)$$

mentre il peso molecolare della cenere è legato ai pesi molecolari dell'idrogeno e del carbonio

$$W_s = X_H W_H + (1 - X_H) W_C \quad (2.19)$$

Stesso discorso per il coefficiente stechiometrico del monossido:

$$v_{CO} = \frac{W_F}{W_{CO}} y_{CO} \quad (2.20)$$

Il modo standard di scrivere la frazione di miscela è una combinazione lineare di frazioni massiche di fuel e ossigeno:

$$Z = \frac{sY_F - (Y_{O_2} - Y_{O_2}^\infty)}{sY_F^l + Y_{O_2}^\infty} \quad (2.21)$$

in cui Y_F^l è la frazione massica di fuel nella corrente di fuel generata dalla superficie, che supponendo assenza di diluizioni poniamo pari a 1; Y_F , Y_{O_2} la frazione massica di fuel e di ossigeno nella cella, $Y_{O_2}^\infty$ la frazione massica di ossigeno nell'aria ambiente e in cui

$$s = \frac{v_{O_2} W_{O_2}}{v_F W_F} \quad (2.22)$$

Un modo alternativo di esprimere questa quantità è in funzione dei pesi molecolari delle singole specie:

$$Z = \frac{1}{Y_F^l} (Y_F + \frac{W_F}{xWCO_2} YCO_2 + \frac{W_F}{xW_S} Y_S + \frac{W_F}{xWCO} YCO) \quad (2.23)$$

Ora, se supponiamo che la combustione avvenga così rapidamente nella singola cella non possono coesistere fuel e ossigeno visto che bruceranno istantaneamente dando luogo a una fiamma; allora l'espressione di Z diventa

$$Z(\vec{x}, t) = Z_f \quad (2.24)$$

con

$$Z_f = \frac{Y_{O_2}^{\infty}}{sY_f^l + Y_{O_2}^{\infty}} \quad (2.25)$$

Ovviamente questa è un'approssimazione visto che tale situazione si verifica solo quando fuel e comburente sono nelle giuste proporzioni secondo i limiti di infiammabilità e quando la temperatura nella celletta lo consente. Perciò riproporre questa situazione in tutte le celle in cui fuel e ossidante vengono a incontrarsi è un'approssimazione brutale. Il problema viene superato considerando una partizione della funzione Z in due parti:

$$Z_1 = \frac{Y_F}{Y_F^l} \quad (2.26)$$

che è la frazione di fuel non bruciato

$$Z_2 = \frac{1}{Y_F^l} (\frac{W_F}{xWCO_2} YCO_2 + \frac{W_F}{xW_S} Y_S + \frac{W_F}{xWCO} YCO) \quad (2.27)$$

che è la frazione di fuel bruciato che ha originato i prodotti.

Fatto ciò FDS richiede che siano risolte due equazioni di trasporto per queste due variabili scalari; dopo di che nella singola celletta avremo i due valori per Z_1 e Z_2 . Come detto, la limitazione di un modello single step è che fuel e comburente bruciano subito non appena mischiati (mixed is burned). Questa assunzione è valida per compartimenti ben ventilati ma perde senso per compartimenti sotto ventilati o in presenza di agenti di spegnimento come water mist acqua. In questo caso Comunque, per capire se in seguito alla generazione di fuel dal materiale solido con la pirolisi, avremo o no reazione di combustione, in FDS è usato un semplice algoritmo. In generale i meccanismi che descrivono tali fenomeni sono molto complessi. Al giorno d'oggi un settore di ricerca molto sviluppato è rappresentato appunto dai modelli sotto scala per la soppressione.

Consideriamo allora un volume di controllo di gas caratterizzato dalla temperatura T_m , massa m , e frazione di massa d'ossigeno Y_{O_2} . La combustione completa dell'ossigeno genererà la seguente energia:

$$Q = mY_{O_2} \left(\frac{\Delta H}{r_{O_2}} \right) \quad (2.28)$$

dove $\frac{\Delta H}{r_{O_2}}$ è il calore reso disponibile dalla combustione completa della maggior parte dei combustibili organici per unità di massa d'ossigeno ed è 13100 kJ/kg; se supponiamo che tutto questo calore vada interamente ad aumentare la temperatura della singola celletta, si registrerà un aumento della temperatura del fluido, che arriverà a un valore T_f secondo la relazione:

$$Q = mC_p(T_f - T_m) \quad (2.29)$$

con C_p calore specifico medio.

Uguagliando le due espressioni, otteniamo una relazione che lega la frazione massica di ossigeno e l'innalzamento della temperatura in condizioni adiabatiche ovviamente:

$$Y_{O_2} = \frac{C_p(T_f - T_m)}{13100} \quad (2.30)$$

Se assumiamo un valore massimo di 1700 K (*Beyler C. 2003*) per la temperatura adiabatica di fiamma valido per fiamme diffusive generate da idrocarburi, (e questa è un'ipotesi per fissare nell'ultima equazione T_f) e si pone per esempio la temperatura della celletta pari a 300 K, la frazione minima di ossigeno, andando a sostituire è 0,128. Sperimentalmente è stato possibile osservare che le fiamme si autoestingono a quella temperatura attorno a un 14 % 12% di concentrazione di ossigeno. Per capire comunque se avverrà la reazione tra fuel e ossigeno basta valutare il grafico in figura 1 che non è che la legge

$$Y_{O_2} = \frac{C_p(T_f - T_m)}{13100} \quad (2.31)$$

FDS valuta la frazione di ossigeno nella celletta e la temperatura del gas nella stessa; se si cade al di sopra della regione burn entrando con una data temperatura del gas T_m in ascissa e con una frazione di ossigeno in ordinata, la combustione potrà avvenire e tutto il combustibile nella celletta verrà bruciato. Quindi alla superficie di burning a Z_1 è assegnato il valore 1, mentre Z_2 è 0. Fisicamente questo vuol dire che non sono assegnati prodotti di combustione alla superficie del solido. Se Z_1 e Z_2 coesistono in una celletta, FDS controlla che siano verificate le condizioni della figura 1, tenendo conto anche della frazione di ossigeno nella celletta stessa. Se questo accade, si verifica la reazione e il valore di Z_1 e di Z_2 sono modificati, rappresentando l'istantanea conversione del fuel nei prodotti. Fatto ciò, il vantaggio di questo modello è che è possibile calcolare la frazione massica delle specie prodotte dalle reazioni con semplici relazioni di stato del tipo

$$Y_i = f_i(Z_1, Z_2) \quad (2.32)$$

dove $i = F, N_2, O_2, CO_2, H_2O, CO, s$. Per dettagli consultare la guida tecnica.

I coefficienti stechiometrici invece:

$$v_{O_2} = v_{CO} + \frac{v_{CO} + v_{H_2O} - z}{2} \quad (2.33)$$

$$v_{CO_2} = x - v_{CO} - (1 - H_{frac})v_s \quad (2.34)$$

$$v_{H_2O} = \frac{y}{2} - \frac{H_{frac}}{2}v_s - v_{H_2O} \quad (2.35)$$

$$v_{CO} = \frac{W_f}{W_{CO}}y_{CO} \quad (2.36)$$

$$v_{H_2} = \frac{W_f}{W_{H_2}}y_{H_2} \quad (2.37)$$

$$v_s = \frac{W_f}{W_s}y_s \quad (2.38)$$

$$v_{N_2} = \frac{v}{2} \quad (2.39)$$

Come viene calcolato poi l'HRR? Quando i gas sono caratterizzati da un modello di reazione a uno step come quello esaminato da noi, c'è un singolo step di reazione che converte fuel e ossigeno nei prodotti della combustione (nella realtà mai nessuna reazione di combustione è così semplice poichè esistono sempre reazioni intermedie). Essa, nella singola cella potrà avvenire o non avvenire a seconda del check sul grafico 1. Se avviene, si assume che la reazione di combustione sia infinitamente veloce (non è così nella realtà perché anche per essa c'è una velocità di reazione finita come visto all'inizio del capitolo) e si assume che la velocità di consumo del fuel sia determinata solo dal tempo di mescolamento tra fuel e ossigeno (quando nella singola cella fuel e ossigeno coesistono, deve trascorrere un certo tempo scala perché si mescolino. Dopo può partire la reazione che nella realtà avrà una sua velocità e che noi supporremo invece essere infinitamente veloce). Idealmente potremmo usare i due valori di Z_1 e Z_2 in finite rate computation per calcolare l'HRR. Tuttavia per molti calcoli la griglia è troppo grezza per fare ciò. Ecco perché questo approccio non viene neppure preso in considerazione. Piuttosto è seguito l'algoritmo di prima per il quale se fuel e ossidante rispettano il check della figura 1 la combustione avviene in modo infinitamente veloce. E questo accade in tutte le simulazioni LES di FDS e sarà l'approccio da noi seguito. L'HRR è così calcolato (*Mc Grattan et al., Technical Reference Guide*)

$$\dot{q}''' = \frac{\rho \min(Y_f, \frac{Y_{O_2}}{s})}{\tau} \Delta H \quad (2.40)$$

Dove $\tau = \frac{C(\delta x \delta y \delta z)^{2/3}}{D_{LES}}$ è la scala del tempo di mescolamento, C è preso uguale a 0,1. Una volta così calcolato l'HRR i valori di Z sono riaggiornati allo step temporale successivo secondo

$$Z_1^{n+1} = Z_1^n - \frac{\dot{q}''' \Delta t}{\rho \Delta H} \quad (2.41)$$

$$Z_2^{n+1} = Z_2^n + \frac{\dot{q}''' \Delta t}{\rho \Delta H} \quad (2.42)$$

in cui la frazione di fuel nella celletta è stata fatta diminuire, mentre la frazione massica dei prodotti sarà logicamente aumentata della stessa quantità; ecco perchè $Z_1 + Z_2$ è conservata. Cerchiamo di dare un'interpretazione alle ultime tre relazioni e di riassumere dunque come lavora FDS nel modello di combustione. Risolvendo l'equazione del trasporto della massa (cap 1), in una cella arriveranno a coesistere fuel e ossigeno; FDS effettua un controllo per capire se la temperatura e la concentrazione di ossigeno sono tali da consentire la combustione; se è così, si attende che passi un intervallo di tempo molto piccolo (τ), necessario a mescolare i reagenti, superato il quale, si assume che la reazione avvenga istantaneamente; ora, se ρ è la densità del fuel nella celletta, essa va moltiplicata per il $\min(Y_f, \frac{Y_{O_2}}{s})$: questo perché è possibile che il fuel sia in quantità maggiore da un punto di vista stechiometrico rispetto all'ossigeno; in tal caso va preso il prodotto $\rho \frac{Y_{O_2}}{s}$ perché della densità originaria di fuel nella cella, solo questa reagirà. Lo stesso discorso si può fare se l'ossigeno è maggiore rispetto al fuel. Quindi solo tot kg su m^3 reagiranno rispetto ai kg su m^3 totali. Moltiplicando questa quantità per il potere calorifico otteniamo l'energia per m^3 ; dividendo per il tempo in cui la reazione ha luogo (che è il tempo di mescolamento + tempo effettivo di reazione che però è 0 perché la reazione è infinitamente veloce) otteniamo la potenza sviluppata per m^3 , cioè \dot{q}''' . Ora, al time step successivo, la frazione di fuel verrà riaggiornata: a Z_1^n (frazione massica allo step n), verrà sottratto $\frac{\dot{q}''' \Delta t}{\rho \Delta H}$; in quest'ultima espressione, al numeratore troviamo la potenza per m^3 sviluppata da una parziale combustione di fuel o ossigeno moltiplicata per il time step Δt , che definisce l'energia per m^3 (è come se quella quantità di energia fosse prodotta per un tempo Δt). Al denominatore troviamo tutta l'energia per m^3 che sarebbe prodotta se la stessa massa di fuel per m^3 con frazione massica Y_f^l (che è quella che si riscontra nella corrente di fuel, che poniamo per semplicità pari a 1 supponendo che non ci siano diluizioni) fosse consumato ($\rho Y_f^l = \rho$); se il fuel infatti produce ΔH kJ di energia per kg e nella cella ci sono ρ kg su m^3 , la quantità totale di energia prodotta per m^3 è $\rho \Delta H$. Questo rapporto va perciò sottratto a Z_1 e aggiunto a Z_2 allo step successivo.

OSSERVAZIONI:

-Da notare che se è l'ossigeno in eccesso rispetto al fuel, in $\frac{\dot{q}''' \Delta t}{\rho \Delta H}$ al numeratore viene fuori una quantità proporzionale a Y_f perché tutto il fuel è consumato (cioè $\dot{q}''' \Delta t = \rho \min(Y_f, \frac{Y_{O_2}}{s}) = \rho Y_f$); al denominatore una quantità proporzionale a Y_f^l ($\rho \Delta H = \rho Y_f^l \Delta H$); e questo rapporto che deve essere sottratto a Z_1 coincide con Z_1 stesso che quindi allo step n+1 andrà a 0 come ci si dovrebbe attendere visto che tutto il fuel è consumato.

Viceversa se è il fuel in eccesso rispetto all'ossigeno, al numeratore, sempre seguendo il ragionamento appena fatto, avremo una quantità proporzionale a $\frac{Y_{O_2}}{s} < Y_f$; al denominatore avremo come prima un termine proporzionale a Y_f^l ; e tale rapporto sottratto a Z_1 , darà un mero maggiore di zero vista la disuguaglianza $\frac{Y_{O_2}}{s} < Y_f$; perciò allo step n+1 Z_1 sarà maggiore di zero, come ci si dovrebbe attendere visto che nella cella è rimasto fuel non bruciato.

Per la conservazione di Z, ovviamente Z_2 verrà riaggiornato, aumentando allo step successivo della medesima quantità.

Ovviamente poi risolvendo le equazioni del trasporto, è possibile che allo step n+1 arrivi altro fuel sulla celletta e altro ossigeno oltre a quelli "sopravvissuti" dalla precedente combustione; essi vanno a riaggiornare i parametri Z tutti insieme e la procedura si ripete.

Questo semplice modellino viene anche utilizzato nella soppressione di un incendio con acqua: fisicamente infatti la soppressione si verifica perché l'acqua, nella fase gassosa, abbassa la temperatura e perché fornisce un'azione di soffocamento limitando l'ossigeno a contatto col combustibile. In realtà l'acqua interviene anche nella fase solida, assorbendo parte del calore che altrimenti finirebbe sul combustibile solido ad opera dell'innesco o di un'altra sorgente di calore, limitando così la quantità di energia fornita dall'esterno alla pirolisi. Il software simula questa azione calcolando la traiettoria lagrangiana delle particelle, valutando quelle che evaporano nelle cellette della mesh e l'azione di raffreddamento che esse operano facendo un bilancio sulla temperatura della cella;

2.7 ALGORITMO ADOTTATO DA FDS PER LA SIMULAZIONE DI UN INCENDIO

Finalmente possiamo adesso comprendere il metodo adottato da FDS per la risoluzione del campo di moto in un incendio; consideriamo un materiale, di cui siano note tutte le proprietà termo-fisiche e supponiamo che nelle vicinanze ci sia una VENT in grado di emettere energia termica che funga da innesco. Al time step $t=0$ s, la temperatura è fissata di default a $20\text{ }^{\circ}\text{C}$, la pressione è quella atmosferica e la densità quella dell'aria. Al time step $t=i$, arriva sul nostro corpo una certa quantità di calore per radiazione e convezione. Questi due termini sono delle sorgenti di calore nell'equazione della conduzione monodimensionale del tipo $\dot{q}'''_{s,r}$. L'equazione di conduzione è risolta, ricavando la temperatura T_s nel solido allo step $i+1$ e tenendo conto del ristretto contributo della pirolisi al flusso energetico (vedi par) in uscita. Supponiamo che allo step n ci sia ancora irraggiamento sulla superficie del solido e che la velocità di pirolisi sia trascurabile. All'istante $n+1$ il flusso radiativo rimane sempre costante e ora compare il termine di pirolisi $\dot{q}'''_{s,c}$. Questo perché probabilmente le temperature nel solido hanno raggiunto valori tali da permettere tale reazione. Se compare questo termine sorgente al time step $n+1$, vuol dire che nel passaggio tra il tempo n ed $n+1$ è stata "succhiata" questa quantità di energia per far avvenire la pirolisi: tra il tempo n ed $n+1$ è perciò avvenuta questa reazione e dunque è stato prodotto del fuel gassoso: esso va istantaneamente sulla superficie. Esso però non reagisce ancora con l'ossigeno; FDS effettua il check fuel, ossigeno, temperatura. Se è positivo, dopo un tempo di mescolamento (in pratica al time step $n+2$), i due reagenti avranno dato origine alla reazione. Nella stessa cella, al time step $n+2$ il fuel vecchio è rimpiazzato con fuel nuovo proveniente dal processo di pirolisi, che nel frattempo continua ad andare avanti. Ora, al time step $n+2$, viene risolta l'equazione del trasporto della radiazione (essa veniva risolta anche precedentemente, solo che ora ci saranno delle variazioni a causa della comparsa della fiamma); da essa troviamo al time step $n+2$ $I(x)$ e il flusso radiativo punto per punto nel dominio (e in questo caso ci sarà un flusso radiativo che entrerà anche nel solido in pirolisi andandosi a sommare a quello dell'innesco: le fiamme cioè riscaldano fisicamente la zona di reazione). Con questo termine radiativo, con il corrispondente termine convettivo, che si può calcolare, e con le frazioni massiche nuove determinate dalla reazione di combustione al time step $n+2$, entriamo nelle equazioni di Navier Stokes al time step $n+2$ (in cui pressione, densità e temperatura fino a questo istante $n+2$ erano praticamente costanti in ogni punto) e con il Predictor Corrector calcoliamo pressione, temperatura e frazioni massiche dei gas in tutti i punti del dominio per lo step $n+3$. Nel frattempo i processi di pirolisi, di produzione del fuel e di combustione continuano ad andare avanti: nuovo fuel reagisce al time step $n+3$ creando nuovi prodotti e nuovo calore; l'equazione di trasporto della radiazione è risolta nuovamente al time step $n+3$; il flusso radiativo è calcolato in ogni punto del dominio, con quello convettivo; e con questi due termini energetici più le nuove frazioni massiche generate dalla combustione in determinati punti del dominio, che si vanno a sommare nelle varie celle alle frazioni massiche risultanti dalla risoluzione delle equazioni di Navier Stokes dallo step $n+2$ allo step $n+3$, entriamo nelle equazioni di Navier Stokes al time step $n+3$ e calcoliamo pressione, temperatura e frazioni massiche dei gas per il time step $n+4$. Così l'algoritmo si ripete.

3 GLI INCENDI IN GALLERIA

3.1 IL PROBLEMA DELL'INCENDIO IN GALLERIA

Gli incendi in galleria sono degli eventi estremamente rari: in molti anni sono infatti pochissimi i sinistri che hanno avuto delle gravi ripercussioni per le persone, le strutture e gli impianti. In una galleria l'utente guida sicuramente con più prudenza poiché si trova in un ambiente che non gli è familiare e in condizioni di luminosità più ridotte. In realtà, come si potrebbe anche intuire, le conseguenze di un incendio in un ambiente che è delimitato su quattro lati sono molto più gravi di quelle che andiamo a riscontrare all'aperto: questo a causa delle temperature, che in molti casi possono superare i mille gradi, dei possibili gas tossici e della mancanza quasi certa di illuminazione. Nel mondo l'Italia è, dopo il Giappone, il paese che ha il maggiore sviluppo di gallerie stradali. Grandi tunnel alpini la collegano, dalla Valle d'Aosta e dalla Valle di Susa, alla Francia e alla Svizzera, altri sono in progetto. Le autostrade italiane, anche quelle lungo il mare, percorrono lunghi tratti in sotterraneo (*Unione Nord Est, Sicurezza nelle gallerie stradali*). Proprio per questo, in Italia, il problema richiede una particolare sensibilità. Un incendio in galleria quasi mai è la conseguenza di un incidente classico, intendendo per tale la collisione fra due veicoli o di un veicolo contro una parete. In genere, una carburazione difettosa, un inconveniente meccanico (cambio, ruote, freni) o un guasto elettrico sono all'origine delle fiamme.

La difesa contro gli incendi in galleria è soprattutto una difesa contro gli incidenti dei mezzi pesanti (anche denominati HGV). Nel mondo, in tutti i sinistri in cui le conseguenze sono state catastrofiche il fuoco è partito da un camion e, in sei casi su otto, i danni alle strutture sono stati causati dall'incendio del carico trasportato.

La velocità di propagazione del fumo è un dato estremamente importante da non sottovalutare. L'incendio di un'autovettura, ad esempio, permette una evacuazione relativamente facile poiché 5 km/h corrispondono al passo di una camminata spedita, ma già l'incendio di un camioncino (8 km/h) o di un pullman (11 km/h) presentano difficoltà di fuga considerando che non tutti gli utenti sono in grado di sostenere simili andature e che le condizioni ambientali e psicologiche di chi si trova a fronteggiare un simile evento non sono le più propizie all'esercizio atletico.

Lo sviluppo di incendi in galleria può derivare da cause diverse e cioè:

- dai difetti meccanici o elettrici alle autovetture ovvero dai guasti (la cui frequenza statistica è praticamente la stessa che si ha all'esterno);
- da incidenti (scontri frontali, tamponamenti, urti laterali i quali però risultano statisticamente meno frequenti in galleria rispetto ai tratti all'aperto, in quanto l'utente guida con maggiore prudenza, a velocità inferiore e non è esposto a rischi esterni quali lo stato del fondo stradale, le condizioni meteorologiche, l'andamento altimetrico e planimetrico);
- da guasti alle apparecchiature elettriche o elettromeccaniche installate all'interno della galleria (cause queste ultime in verità poco frequenti).

Volendo esaminare il caso specifico dello svilupparsi di un incendio in galleria, a causa di un incidente tra autoveicoli o per perdita incontrollata di liquidi infiammabili da cisterne, bisogna cercare di capire quali conseguenze si possano avere e quali possano essere i risultati sugli utenti. Questo tipo di indagine è certamente influenzato dal carattere tipicamente aleatorio delle variabili in gioco. Come si è detto, il carico d'incendio è quasi esclusivamente imputabile ai veicoli coinvolti nell'incendio (i progettisti delle gallerie hanno cura di impiegare materiali incombustibili, fatta eccezione per l'asfalto che comunque in genere ha sempre un ritardante di fiamma). Tra i materiali combustibili si possono, in particolare annoverare:

- 1) i materiali costitutivi del veicolo: sedili, pneumatici e materiali plastici (il cui impiego si fa sempre più consistente col passare degli anni). La combustione di questi materiali genera una ingente quantità di fumi estremamente densi; essi saranno successivamente inclusi nel modellino termico delle simulazioni 2-3
- 2) il carburante contenuto nel serbatoio degli autoveicoli: in caso di combustione viene rilasciata energia termica in quantità estremamente rilevante;
- 3) il carico dei veicoli merci: la natura del carico è estremamente variabile (da ciò deriva anche la difficoltà di costruire dei modellini adeguati di HGV). Il rischio maggiore si ha evidentemente con il trasporto di merci pericolose (ad esempio la rottura di una cisterna per il trasporto di un liquido altamente infiammabile). In questo caso è evidente che ogni ragionevole contromisura può farsi che le conseguenze dell'incendio siano meno gravose.

La potenza termica emessa e la durata dell'incendio dipendono considerevolmente dalla natura e dalla quantità del carburante versato, dalla superficie coperta dal materiale combustibile e dalla disponibilità locale di comburente.

Lo sviluppo dell'incendio dipende in modo sensibile dalla velocità longitudinale dell'aria in galleria. Il tempo necessario per lo sviluppo di un incendio è generalmente molto breve: dall'innesco all'istante in cui tutto il veicolo è in fiamme può trascorrere un tempo generalmente non superiore ai 7÷10 minuti.

Il tempo disponibile per l'evacuazione in caso d'incendio è, in genere, molto limitato; infatti l'enorme quantitativo di fumi prodotti durante la combustione, determina un rapido degrado della visibilità; a questo si aggiunge anche la tossicità dei gas emessi (nell'incendio del traforo del Monte Bianco furono rilasciati gas velenosi) combinata a una drastica diminuzione dell'ossigeno e a un aumento notevole delle temperature in gioco; tutti questi fattori possono portare al panico più totale gli utenti, a una difficoltà di comunicazione tra le squadre di soccorso e alla sala radio e all'impossibilità di far pervenire agli

utenti stessi le giuste indicazioni per l'evacuazione. Tutti questi fattori possono dilatare i tempi d'intervento rendendo ancora più stringenti i vincoli temporali.

Queste considerazioni preliminari molto intuitive sono state confermate dai risultati di prove effettuate in Svizzera ed in Austria. Tali test hanno messo in evidenza che il calore prodotto dall'incendio costituisce un grave pericolo per gli utenti. Le altre conseguenze riguardano la produzione di fumi, la riduzione dell'ossigeno presente in galleria e la produzione di CO. Per quanto riguarda la produzione di fumi, il più importante risultato ottenuto dalla ricerca e dalle prove d'incendio in galleria è la verifica dell'effetto della *stratificazione*, cioè dell'altezza media alla quale i fumi della combustione si posizionano in galleria. Nel corso delle nostre simulazioni (Cap 4), chiederemo a FDS di calcolare tale parametro per avere un'idea della pericolosità del fenomeno.

Nel caso di particolari condizioni al contorno (ridotta velocità longitudinale dell'aria e modesta pendenza, ecc.) i fumi caldi tendono a riempire la sezione superiore della galleria, mantenendo la sezione inferiore libera per un certo lasso di tempo e per una limitata estensione longitudinale.

Se la velocità aumenta (come accade in presenza di ventilazione longitudinale), i fumi vengono contrastati dal flusso dell'aria sana e riescono ad espandersi in un'unica direzione, permettendo così, almeno da un lato, l'arrivo sul luogo dell'incendio delle squadre d'intervento.

È per questo motivo che la ventilazione longitudinale risulta essere particolarmente adatta per le gallerie extraurbane a doppio fornice percorso da un traffico monodirezionale, non solo da un punto di vista tecnico, ma anche da un punto di vista economico. In realtà queste considerazioni variano da caso a caso: ricordiamo che la velocità dei fumi della combustione è funzione di ciò che brucia e che perciò un impianto di ventilazione longitudinale in grado di evacuare i fumi causati dall'incendio di un'auto, potrebbe essere completamente insufficiente in presenza di carichi d'incendio più elevati.

Nel caso invece di gallerie monodirezionali urbane (soggette a frequenti congestioni) e ancor di più nel caso di gallerie bidirezionali, questo tipo di impianto comincia a mostrare i suoi limiti.

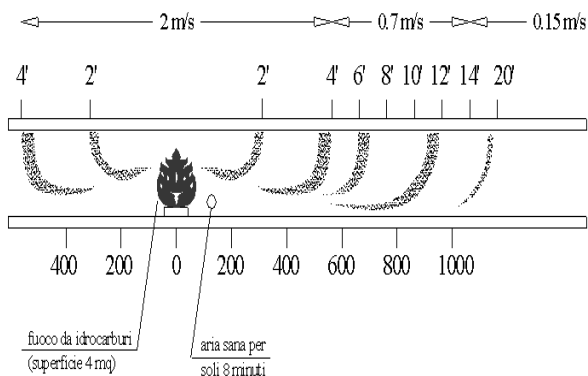


Fig 1: rappresentazioni dei fumi causati da un incendio in galleria

Osservando la figura 1, i fumi tendono ad espandersi sui due lati dell'incendio e si espandono quindi per la galleria, nelle due direzioni, proseguendo in volta il proprio cammino. Quando i fumi caldi cominciano a raffreddarsi (a causa dello scambio termico con le pareti per convezione e irraggiamento con la massa di aria fresca), inizia la discesa e la miscelazione con l'aria sana. Inoltre mentre può essere possibile allontanarsi dalla zona di incendio per non essere sottoposti a valori eccessivi di temperatura (basta allontanarsi di 150 m), man mano che ci si allontana dalla sorgente d'incendio, si viene avvolti dal fumo che impedisce la visibilità e rende difficile, fino ad impedire, la respirazione.

La quantità di persone che si potrebbero trovare coinvolte può raggiungere valori considerevoli specie se si considera la possibilità che tra i veicoli coinvolti ci siano anche autobus di linea.

3.2 ELEMENTI A SUPPORTO DELLA SICUREZZA DELLE GALLERIE STRADALI

Gli interventi che hanno un'attinenza diretta con la sicurezza dei veicoli all'interno dei tunnel stradali, possono essere di diversa natura (progettuale, impiantistica, di adeguamento, ecc.), (*Unione Nord Est, Sicurezza nelle gallerie stradali*). In particolare:

vie di fuga e piazzole di emergenza:

segnaletica:

dispositivi di sicurezza:

interventi passivi:

interventi di sanificazione.

3.2.1 VIE DI FUGA E PIAZZOLE D'EMERGENZA

Nella fase di progettazione delle gallerie viene richiesta la realizzazione di *vie di fuga e piazzole di emergenza* il cui impiego è strettamente legato a tutte quelle situazioni di criticità che possono verificarsi all'interno del tunnel.

Per ogni galleria dovrebbe essere studiata la possibilità di una via di fuga. Ciò può generalmente essere conseguito con sistemi differenti a seconda che si abbia a che fare con galleria a canna unica ovvero doppia.

Nelle gallerie a doppio foro, di lunghezza superiore ai 1000 metri, dovrebbero prevedersi *by-pass* ogni 400 metri, opportunamente dotati di setti a prova di fumo, per il passaggio da una carreggiata all'altra e ogni 300 metri per i pedoni. È opportuno alternare *by-pass* veicolari e *by-pass* pedonali. Dal punto di vista delle dimensioni per i pedonali, può indicarsi una larghezza multipla di 0.70 metri, con un minimo di 1,40 m, ed una altezza di 2.50 m, mentre per quelli veicolari una larghezza multipla di 5,00 metri ed una altezza minima di 4.75.

Nelle gallerie bidirezionali gli utenti vengono prima avvertiti del pericolo imminente, poi viene fatto loro effettuare l'inversione nel tunnel e quindi escono dalla galleria. In tal caso devono essere costruiti degli allargamenti che facilitino le manovre di inversione.

In molti casi, invece, in certe gallerie ad unico foro, percorse a doppio senso di marcia, è presente una via di fuga su sede separata, cioè un tunnel di emergenza parallelo a quello adibito al flusso veicolare.

Se lo spessore della copertura della galleria fosse così ridotto da consentirlo è conveniente prevedere una uscita verso l'esterno ogni 200 metri con dimensioni pari a quelle già indicate per i *by-pass* pedonali.

Per gallerie maggiori di 500 metri è necessario prevedere *piazzole di emergenza* per facilitare il parcheggio dei veicoli in caso di avaria. Le piazzole vengono anche usate per sistemare installazioni tecniche di emergenza. Tali piazzole, larghe 3 metri, sono lunghe 32 metri, oltre a due superfici di raccordo, in ingresso e in uscita, ciascuna lunga 6 metri.

Nelle gallerie bidirezionali devono essere costruite aree per facilitare le manovre di inversione. Le piazzole di emergenza possono anche essere usate a tale scopo. Le manovre dei veicoli pesanti devono essere facilitate mediante la costruzione di nicchie, larghe 8 metri e lunghe almeno 16, poste ortogonalmente all'asse della galleria di fronte alle piazzole.

Nelle gallerie a tre corsie è possibile fare effettuare l'inversione ai veicoli leggeri sulla stessa carreggiata. Devono comunque essere previste aree per l'inversione dei veicoli pesanti.

Le distanze tra le piazzole di emergenza possono variare tra i 250 e i 1000 metri a seconda del tipo di strada, mentre quelle tra le aree di inversione dei veicoli pesanti variano tra 1000 e 2000 metri. Le distanze citate vanno riferite alla galleria nella sua interezza, pertanto, per gallerie bidirezionali, le piazzole potranno normalmente essere sistemate alternativamente sui due lati della carreggiata.

Le piazzole e le aree per facilitare le manovre di inversione devono essere ben illuminate in modo che siano facilmente distinguibili dal resto della galleria.

Le piazzole e le aree di inversione non devono essere sistemate alla fine di curve o nei pressi degli imbocchi.

In prossimità delle piazzole di emergenza è possibile prevedere il posizionamento dei cosiddetti "luoghi sicuri" a prova di fumo e di fuoco, per la protezione degli utenti in caso di incendio. Ovviamente occorrerà provvedere a dotare questi ricoveri di un'adeguata capienza, la quale dovrà risultare dall'esame di un certo numero di probabili scenari.

3.2.2 SEGNALETICA

All'*esterno della galleria* è opportuno che sia indicata la presenza della stessa (qualora non visibile da una distanza di almeno 150 m), la lunghezza (con segnale posto a 50-100 m dall'imbocco) e la altezza limite (qualora minore di 4.5 m). È bene evitare che la

segnaletica venga apposta proprio in corrispondenza dell'imbocco ma, al contrario, è opportuno che preceda adeguatamente quest'ultimo. Per quanto concerne, invece, la segnaletica all'*interno della galleria*, essa dovrebbe essere ridotta al minimo, in quanto le informazioni sul comportamento da tenere all'interno dei tunnel stradali dovrebbe essere direttamente determinato dai criteri progettuali del sistema stradale nel suo complesso. Comunque, apposita segnaletica è necessaria nei seguenti casi:

- le curve a basso raggio devono essere dotate di segnale di pericolo, di segnale di divieto di sorpasso e di delineatori;
- l'inizio e la fine delle corsie supplementari devono essere opportunamente segnalati;
- le intersezioni nei pressi degli imbocchi devono essere dotate di apposita segnaletica orizzontale. È opportuno apporre la segnaletica direzionale nella parte alta della sezione; in tal caso deve essere ridotto al minimo il numero di linee di testo. Deve essere opportunamente valutata la reciproca influenza tra tale segnaletica e l'impianto di ventilazione.

3.3.3 DISPOSITIVI DI SICUREZZA

La scelta delle apparecchiature e la loro disposizione all'interno della galleria dipendono dal livello di rischio che è soprattutto funzione della lunghezza dell'opera e del traffico che la interessa.

I tedeschi, i giapponesi ed i norvegesi indicano a mezzo di tabelle e di grafici quali sono le apparecchiature da installare: i tedeschi, in base alla lunghezza del tunnel, i giapponesi ed i norvegesi, in base alla lunghezza ed al traffico medio giornaliero. Sarebbe possibile stabilire delle direttive in merito alle attrezzature antincendio per le gallerie italiane in funzione, come in Giappone e in Norvegia, della lunghezza e del traffico medio giornaliero.

Nella determinazione di questo traffico sarebbe però opportuno tenere conto dell'incidenza del traffico pesante. Questo si potrebbe ottenere introducendo, ad esempio, le U.V.P., unità di vetture particolari, che assegnano ad un veicolo leggero il coefficiente 1 e ad un mezzo pesante il coefficiente 4.

Molte gallerie in Italia, anche di una certa lunghezza, non sono attrezzate nemmeno con il minimo indispensabile.

Elemento fondamentale per la sicurezza è la capacità dell'operatore d'informare correttamente gli utenti sulle condizioni di circolazione in galleria, di ricevere tempestivamente la segnalazione di ogni evento anomalo e di adottare nel tempo più breve le misure richieste dalle condizioni che l'evento stesso ha creato.

Un impianto antincendio può essere di due diversi tipi: uno che si limita a segnalare la presenza di incendio ed un altro che, oltre a ciò, interviene automaticamente nell'estinzione.

Naturalmente quando scatta l'allarme vengono attivati tutti i sistemi di sicurezza previsti che riguardano:

- lo stop del flusso di traffico in entrata nella galleria;
- l'uscita dei veicoli dentro la galleria;
- l'adattamento della ventilazione e della illuminazione di emergenza;
- la diversificazione delle fonti che forniscono l'energia elettrica (per gallerie importanti).

3.3 ALCUNI INTERVENTI PASSIVI

I tunnel sono progettati quanto più possibile per prevenire le conseguenze di un incidente con materiali pericolosi coinvolti.

I provvedimenti da considerare per limitare le conseguenze di un incidente comprendono sia la sicurezza attiva che la sicurezza passiva (*Unione Nord Est, Sicurezza nelle gallerie stradali*).

Fanno parte dei *provvedimenti passivi*:

- Resistenza al fuoco delle strutture di equipaggiamento: la resistenza al fuoco può essere migliorata da un appropriato dimensionamento delle strutture civili, dalla predisposizione di congegni di protezione dal calore, dalla scelta dei materiali, e dal progetto delle strutture ed equipaggiamento. Inoltre si deve anche progettare il posizionamento delle attrezzature da proteggere;
- Resistenza all'esplosione: le strutture vulnerabili come i tunnel possono essere protette solo da piccole esplosioni ma persino in questo caso non è possibile proteggere utenti ed attrezzature;
- Pavimentazione stradale: alcuni Paesi vietano la realizzazione della superficie stradale a base di idrocarburi (in conglomerato bituminoso), vulnerabile al fuoco, e prescrivono pavimentazioni in conglomerato cementizio. Disporre *macadam* sulle superfici stradali dovrebbe essere proibito in maniera imperativa, in quanto tale materiale trattiene i liquidi pericolosi e, conseguentemente, estende la durata degli eventi infausti;
- Sistema di scarico: in tutti gli incidenti in cui vengono rilasciati dei liquidi, siano essi infiammabili o tossici, il sistema da installare deve essere particolarmente efficiente in modo da assorbire i liquidi lungo la distanza più breve e quanto più velocemente possibile. Dovrebbe quindi essere presente un canale continuo di scolo. I liquidi vengono drenati mediante un collettore collegato ad un serbatoio di raccolta. A tal proposito diamo qualche indicazione sulle pavimentazioni stradali utilizzate e sull'uso del calcestruzzo impiegato nella realizzazione delle strutture in galleria.

Tra tutti questi interventi passivi, esaminiamo brevemente il comportamento della pavimentazione.

3.3.1 IL COMPORTAMENTO DELLE PAVIMENTAZIONI IN CASO DI INCENDIO

In conseguenza di quanto detto nei paragrafi precedenti, ovviamente è necessario assicurare che tutti i materiali utilizzati per la costruzione della galleria presentino il più elevato grado di sicurezza possibile in caso d'incendio. Non dobbiamo dimenticare che una buona parte della sezione trasversale della galleria è occupata dalla pavimentazione della carreggiata. I due materiali che possono essere utilizzati per la realizzazione dello strato superiore della pavimentazione sono il calcestruzzo e le miscele di conglomerato bituminoso (*A.I.T.E.C., 2011*). Tuttavia, mentre il primo è un materiale inerte non combustibile, la presenza in quest'ultimo di uno strato di bitume, un sottoprodotto della raffinazione del petrolio altamente infiammabile, può risultare molto dannoso in caso d'incendio, perché incrementa il carico d'incendio ed emette vapori tossici, distruggendo le proprietà strutturali del materiale, che viene parzialmente o completamente trasformato in un gruppo di particelle non legate che possono essere facilmente sgretolate. La combustione delle miscele di conglomerato bituminoso è stata verificata in numerose prove di laboratorio così come in diverse pavimentazioni soggette a incendi reali. Ora, sono stati standardizzati, negli Stati Uniti e in Europa, metodi di prova per determinare il punto di accensione di una miscela di conglomerato bituminoso, in funzione del contenuto di legante.

Per quanto riguarda gli incendi che si sono effettivamente verificati in galleria, tra le altre cose, è stato riscontrato un serio danneggiamento di lunghi tratti della pavimentazione come in quelli avvenuti nei trafori del San Gottardo, del Monte Bianco (1,2 km) e del Fréjus (800 m), che è stato poi necessario ricostruire. In alcuni punti del traforo del Monte Bianco è stato riscontrato

che l'intero spessore (10 cm) della miscela di conglomerato bituminoso è bruciato, determinando anche il danneggiamento della lastra di calcestruzzo armato che supportava la pavimentazione.

Bisogna inoltre segnalare che nell'incidente che si è verificato all'interno del traforo del Fréjus (2005), il comportamento della pavimentazione in conglomerato bituminoso ha intralciato il lavoro delle squadre di soccorso, così come riportato dai vigili del fuoco, perché la pavimentazione si è liquefatta, sotto i loro piedi, in prossimità dell'incendio.

Come detto sopra, quando la miscela di conglomerato bituminoso brucia, si verifica la perdita di coesione della parte superiore che diventa facilmente sgretolabile e questo rende difficoltosa la circolazione dei mezzi.

Oltre al calore sprigionato dalla sua combustione, la miscela di conglomerato bituminoso ha anche il problema dell'emissione dei gas e dei fumi generati durante la combustione, che possiedono un elevato grado di tossicità.

Secondo i risultati riportati nel rapporto della commissione istituita dopo l'incendio del traforo del Monte Bianco, "il calore è stato d'intensità tale da innescare l'incendio anche della pavimentazione in conglomerato bituminoso, accelerando il soffocamento di molte delle vittime". Al contrario il calcestruzzo è un materiale inerte e non combustibile, che non emette gas tossici quando è sottoposto a un incendio, mantenendo le proprie capacità strutturali anche a temperature molto elevate. Questo è stato dimostrato in numerose prove di laboratorio.

Esaminiamo adesso brevemente il comportamento del calcestruzzo, impiegato come materiale nelle strutture di una galleria, nei confronti di un incendio (A.I.T.E.C, 2011).

3.3.2 COMPORTAMENTO DEL CALCESTRUZZO DURANTE UN INCENDIO: IL FENOMENO DELLO SPALLING

Il calcestruzzo è un materiale non combustibile. E' stato affermato, giustamente, che tra i materiali da costruzione convenzionali è quello che resiste maggiormente agli incendi. L'ottimo comportamento del calcestruzzo nei confronti dell'incendio è stato riscontrato non soltanto negli edifici ma anche in altri tipi di infrastrutture, come ad esempio le gallerie. Tutto ciò ha portato alla conclusione che le gallerie realizzate o rivestite con calcestruzzo (prefabbricato, gettato o spruzzato) risultano strutturalmente sicure nei confronti degli incendi. Non sono mai stati registrati casi di collasso strutturale nelle gallerie o riferimenti a decessi dovuti a danneggiamenti strutturali, nemmeno nel caso di incendi di notevole potenza termica. Cerchiamo perciò di comprendere meglio da un punto di vista fisico cosa succede nel calcestruzzo in seguito all'aumento di temperatura.

Quando il calcestruzzo è sottoposto ad elevate temperature, i componenti possono rivelare importanti proprietà (A.I.T.E.C, 2011):

- Quando si raggiunge la temperatura di 100 °C, l'acqua libera o capillare presente nella massa inizia a evaporare, ritardando il riscaldamento.
- Tra 200 e 300 °C la perdita d'acqua è completata senza causare alterazioni nella struttura idratata del cemento o alcuna evidente perdita di resistenza.
- Tra 300 e 400 °C il cemento gelificato perde l'acqua; si nota un'importante diminuzione di resistenza e possono apparire le prime fessure sulla superficie.
- A 400 °C una parte dell'idrossido di calcio prodotto dall'idratazione dei silicati nel cemento si trasforma in calce viva.
- Dai 600 °C gli aggregati iniziano a espandersi. Questo determina delle pressioni interne che danno inizio alla disintegrazione del calcestruzzo. L'incremento del volume è più elevato con gli aggregati silicei che con quelli calcarei, poiché il coefficiente di espansione termica del primo è mediamente maggiore del 35%. Sebbene una parte della variazione nella riduzione della resistenza con la temperatura dipenda dal tipo di calcestruzzo, essendo più modesta nel caso di utilizzo di aggregati calcarei, si può sicuramente affermare che fino a 500 °C la diminuzione nella resistenza non è significativa. Un'osservazione importante da fare è che le temperature sopra menzionate devono essere quelle reali raggiunte dal calcestruzzo e non quelle dell'ambiente o delle fiamme. E' per questa ragione che le conseguenze di un incendio sia sulla resistenza sia sulla capacità strutturale di un elemento di calcestruzzo, sono meno importanti di quanto previsto. Infatti il calcestruzzo è un materiale con una bassa conduttività termica e la velocità con cui aumenta la temperatura attraverso la sezione trasversale di un elemento di calcestruzzo è bassa. Questo vuol dire che le zone interne non raggiungono la stessa temperatura elevata della superficie esposta alle fiamme. Alla profondità di pochi centimetri all'interno, le temperature raggiunte non riducono eccessivamente la resistenza del calcestruzzo. Questa è un'altra ragione per la quale si ha un'eccellente comportamento delle strutture di calcestruzzo durante gli incendi. Inoltre si deve sottolineare come l'aumento progressivo della temperatura all'interno di una pavimentazione sia più basso rispetto a quella che accade all'interno di altri elementi strutturali, come ad esempio una trave o una colonna, che può essere riscaldata su varie facce contemporaneamente. Da molti test sperimentali, si può verificare che la temperatura in una lastra a 2 centimetri di profondità dalla superficie può essere 300 o 400 °C più bassa di quella rilevata sulla superficie e a 4 cm, 500 o 600 °C più bassa.

A parte la perdita della resistenza del calcestruzzo, un altro problema che può presentarsi durante un incendio è quello del fenomeno dello **spalling**; in altre parole il distacco di strati o pezzi dalla superficie e la loro caduta per gravità.

In pratica la pressione dei pori cresce a seguito dell'evaporazione dell'acqua quando la temperatura aumenta. La conseguente espansione, così come la possibile migrazione esterna di vapore e acqua, incontrano maggiore resistenza quando la struttura del calcestruzzo è più compatta, come avviene nel caso di calcestruzzo a elevata resistenza. Poiché l'acqua ha un coefficiente di espansione molto elevato, (1:1.700), la tensione a cui è sottoposta la faccia calda di una struttura in

cemento armato è enorme. Ed è la pressione dell'acqua vaporizzata sugli strati di cemento indebolito in termini di resistenza (a causa delle elevate temperature raggiunte, come detto prima) la causa principale dello spalling.

Calcestruzzi ad elevata resistenza sono più sensibili al fenomeno dello spalling a seguito di un incendio, che può portare in alcuni casi a fenomeni di distacco. A tal riguardo, una serie di test sperimentali eseguite hanno dimostrato gli effetti benefici di incorporare delle fibre di polipropilene, che fondono a circa 160 °C, creando dei canali nel calcestruzzo per far evaporare facilmente l'umidità, riducendo così la pressione dei pori. Un'altra possibilità che è stata suggerita è quella dell'utilizzo di additivi aeranti, che creano un numero elevato di microscopiche celle d'aria. Questo diminuisce la pressione interna al calcestruzzo fornendo delle minuscole camere per l'espansione dell'acqua. Un altro fattore che può influenzare il fenomeno dello spalling è la differente espansione termica tra il calcestruzzo e le barre dell'armatura di rinforzo. Di solito questo non è un problema importante per le pavimentazioni, poiché sono realizzate con lastre in calcestruzzo non armate o, nel caso di pavimentazioni ad armatura continua, il rinforzo è posizionato nella parte centrale, così che hanno un sufficiente spessore di calcestruzzo come copertura (normalmente tra gli 8 e i 13 cm) che minimizza il cambiamento di temperatura a livello dell'armatura e diminuisce la pressione interna prodotta dall'espansione delle barre. Per la stessa ragione, un altro problema che si può verificare in una struttura di calcestruzzo a seguito di un incendio – la perdita di legame tra il calcestruzzo e le barre di rinforzo – è meno probabile nelle pavimentazioni ad armatura continua. Per di più, nelle pavimentazioni non ci sono effetti di gravità o di pressione causati dal terreno circostante, che possono contribuire a determinare il fenomeno dello spalling.

Le prove hanno dimostrato che i calcestruzzi con una resistenza a compressione fino a 60 MPa non presentano significativi problemi di spalling quando sono sottoposti ad una curva d'incendio standard ISO 834. I valori di resistenza a compressione delle pavimentazioni in calcestruzzo variano tra i 25 e i 45 MPa, quindi al di sotto dei 60 MPa.

Pertanto il fenomeno dello spalling, in conseguenza di un incendio, non risulta essere un problema importante nelle pavimentazioni in calcestruzzo (A.I.T.E.C, 2011); esso è di sicuro meno rilevante di quello che si può riscontrare in altre parti della galleria, come ad esempio nel rivestimento o nel soffitto.

3.4 LA VENTILAZIONE DELLE GALLERIE STRADALI

I motori a combustione generano gas e prodotti incombusti quali i fumi; in particolare i motori a scoppio (ciclo Otto) emettono principalmente monossido di carbonio (CO), ossido di azoto (NO), aldeidi e anidride solforosa (SO₂); i motori Diesel invece producono prevalentemente fumi dovuti soprattutto a combustibile bruciato solo in parte. Con riferimento alle gallerie stradali, gli inquinanti devono essere diluiti in modo da assicurare buone condizioni di sicurezza e fisiologiche agli utenti per la guida entro le gallerie stesse. Ai fini pratici, nel caso delle gallerie stradali, gli inquinanti che vengono presi in considerazione sono soltanto il CO e i fumi.

Il monossido di carbonio è un gas altamente tossico per l'organismo umano, in quanto non appena si introduce nei polmoni si combina con l'emoglobina formando carbossiemoglobina (COHb) e provocando quindi una riduzione della quantità di ossiemoglobina (HbO₂). Si manifestano pertanto, nei soggetti "avvelenati" da CO, i fenomeni caratteristici di anossia (mancanza di ossigeno); a tal proposito, osserviamo che sarebbe più corretto parlare di "soffocamento" anziché di "avvelenamento".

La pericolosità del CO è stimata in relazione alla sua concentrazione nell'aria (misurata in parti per milione p.p.m.) al periodo di esposizione e all'attività motoria svolta dall'individuo; alcuni di tali effetti sono illustrati nel diagramma di May (Fig. 2).

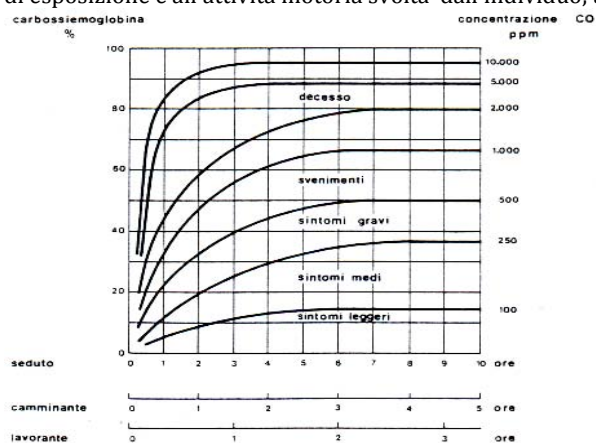


Fig 2: diagramma di May

L'altro inquinante principale è il fumo sprigionato soprattutto dai motori Diesel. In linea generale i fumi sono maleodoranti, per cui generano immediatamente una reazione negativa nel soggetto esposto, irritano l'apparato visivo, con conseguente lacrimazione e difficoltà nel mantenere, da parte del conducente dell'autoveicolo, una guida corretta e sicura; i fumi, però, arrecano un vero danno al sistema respiratorio solo dopo lunga esposizione.

Ultimo effetto, sicuramente il più importante, è che lo scarico dei fumi Diesel in aria libera rende l'atmosfera "opaca" diminuendo la visibilità.

Sin dagli anni '60 accurati studi hanno cercato di determinare gli elementi caratteristici dei fumi che si possono alla fine ricondurre a due differenti parametri:

- 1) il grado ottico di opacità (espresso in m^{-1});
- 2) la concentrazione delle particelle che compongono i fumi (espressa in mg/m^3).

Il primo metodo considera l'opacità dell'atmosfera come effetto dei fumi presenti; il secondo metodo, invece, fa riferimento al peso delle particelle sospese nell'atmosfera, che dell'opacità sono la causa.

Esistono delle tabelle di corrispondenza tra grado ottico di opacità e concentrazione di fumi: a titolo indicativo, un grado $K = 2.2 \cdot 10^{-3} m^{-1}$ corrisponde a $0.9 mg/m^3$ (condizione di visibilità ottima).

Si può stabilire che, in linea generale, per le gallerie con traffico veicolare i livelli massimi ammessi sono:

$$CO = 150 \div 250 \text{ p.p.m.}$$

$$\text{fumi} = 7.5 \div 9 \cdot 10^{-3} m^{-1}$$

Questi valori sono in relazione all'area territoriale ed all'uso previsto per la galleria: cittadina, stradale, autostradale.

Per la diluizione in gallerie di modesta lunghezza ed a basso traffico può bastare la ventilazione naturale, causata dalle condizioni atmosferiche e dall'effetto di spinta (detto effetto pistone) provocato dai veicoli sull'aria della galleria (condizioni ed effetto variabili nel tempo). Per le lunghe gallerie autostradali o per quelle di minor lunghezza, ma ad elevato traffico (gallerie urbane) occorre realizzare una ventilazione meccanica, in modo da contenere il livello degli inquinanti entro limiti accettabili.

Un problema tecnico di notevole importanza è la scelta del sistema di ventilazione. I parametri principali che devono essere tenuti in considerazione sono per normativa:

1) Tipo di galleria in relazione all'area territoriale ed all'uso previsto:

- Cittadina.
- Stradale.
- Autostradale.

2) Direzione del flusso di traffico:

- Galleria monodirezionale.
- Galleria bidirezionale.

3) Dati di traffico orario:

- Autovetture a ciclo Otto.
- Autovetture a ciclo Diesel.
- Veicoli pesanti.

4) Velocità del traffico veicolare.

5) Geometria della galleria:

- Lunghezza.
- Sezione (sagoma ed area).
- Presenza di curve e loro raggio.
- Pendenza.
- Finitura della superficie interna della galleria (roccia viva, sprizz-beton, calcestruzzo).

6) Condizioni meteorologiche:

- Vento (velocità ed eventuali direzioni prevalenti).
- Differenze di pressione e di temperatura fra i due portali.

7) Gallerie adiacenti:

- Eventuali gallerie molto vicine (in serie e/o in parallelo)

Questi parametri - qui indicati in modo estremamente succinto - sono essenziali per poter determinare la quantità d'aria fresca per la ventilazione e determinare il sistema di ventilazione più adatto. Possiamo dire che in qualsiasi genere di galleria l'impianto di ventilazione si può ricondurre essenzialmente ad uno dei seguenti tipi:

- longitudinale
- semi-trasversale
- trasversale
- sistemi misti

Noi ci occuperemo durante l'implementazione del codice FDS solo del primo.

3.4.1 VENTILAZIONE LONGITUDINALE

Questo tipo di ventilazione sfrutta il principio dell'induzione aerodinamica mediante ventilatori ad impulso installati in prossimità della volta della galleria (*Unione Nord Est, Sicurezza nelle gallerie stradali*).

I ventilatori, sempre assiali, sono appesi alla volta della galleria, singolarmente oppure a coppie, intervallati longitudinalmente in modo regolare, oppure disposti "a pacchetto" vicino all'ingresso (Fig. 3); in ogni caso devono lasciare libera un'altezza di 5 metri per il passaggio dei veicoli di maggiori dimensioni.

I ventilatori vengono definiti anche acceleratori o jet fans ed "inducono" un flusso d'aria all'interno della galleria in tutta la sua sezione e lunghezza. Questo sistema si usa maggiormente per le gallerie monodirezionali, in quanto i ventilatori aiutano il flusso d'aria già indotto dai veicoli (effetto pistone). Lo scopo di usare una ventilazione forzata di questo tipo in galleria, è che i veicoli incolonnati a monte dell'incendio vengono preservati dai fumi, i quali vengono evacuati verso la parte di galleria che si è intanto sgombrata dai veicoli.

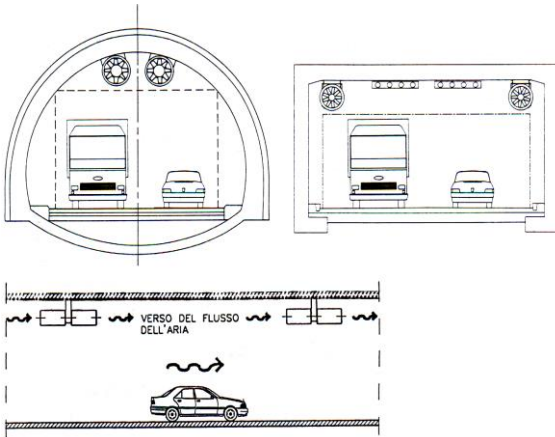


Fig 3: ventilazione longitudinale in galleria

Occorre comunque avere ben chiaro il concetto che i ventilatori sono posti in funzione con lo scopo di spingere, trascinare, facilitare il movimento dell'aria nell'intera sezione e per tutta la lunghezza della galleria. Per questo motivo il loro parametro caratteristico, pertanto, più che la "portata" d'aria è la "spinta".

Il vantaggio principale del sistema di ventilazione longitudinale è il contenuto costo dell'impianto, poiché non necessita di infrastrutture civili (camera di ventilazione, canali in muratura, prese d'aria fresca e/o scarichi di aria inquinata).

In compenso occorre portare parecchia energia elettrica all'interno della galleria mediante cavi di sezione adeguata per contenere le cadute di tensione entro il 5% ed inoltre di tipo speciale non propagante l'incendio e con bassa emissione di gas tossici e/o corrosivi (plastica ignifuga). Aspetti importanti da non trascurare nel dimensionamento dell'impianto di ventilazione longitudinale sono:

- 1) il vento ed eventualmente gli altri effetti meteorologici che possono influire negativamente sul sistema di ventilazione (differenza di pressione atmosferica e di temperatura fra i due portali);
- 2) la lunghezza: più lunga è la galleria, maggiore è la quantità di inquinanti liberata in essa, maggiore è quindi la portata d'aria necessaria;
- 3) la velocità dell'aria: nella sezione della galleria non si dovrebbero superare i 10 m/s (monodirezionale) e gli 8 m/s (bidirezionale) per i seguenti motivi:
 - ◆ disturbo alla marcia dei veicoli, soprattutto di quelli provenienti in senso contrario (bidirezionale);
 - ◆ problemi quando si devono aprire le portiere di un veicolo fermo (in avaria);
 - ◆ rapida propagazione del fumo in caso d'incendio.

E' stato possibile osservare sperimentalmente che la concentrazione di inquinanti con il sistema longitudinale è linearmente crescente dal portale d'ingresso a quello d'uscita. Pertanto, date certe condizioni di traffico, una velocità massima dell'aria, una certa sezione trasversale della galleria e le concentrazioni massime di inquinanti, esiste una lunghezza critica della galleria oltre la quale la ventilazione longitudinale non è più possibile. La lunghezza massima risulta dalla formula:

$$L_{max} = SW_{max}\delta_{max}/r$$

dove:

- S = sezione della galleria (m^2)
- W_{max} = velocità massima dell'aria in galleria (m/s)
- δ_{max} = concentrazione massima di inquinante (CO: p.p.m.; fumi: m^{-1})
- r = quantità di inquinante emessa per metro di galleria (CO: m^2/s ; fumi: m/s)

Laddove è possibile si può estendere quasi indefinitamente la lunghezza della galleria ventilata longitudinalmente, praticando dei camini verticali per l'ingresso dell'aria fresca e l'uscita dell'aria inquinata, disposti ad intervalli lungo la galleria.

Per ciò che concerne le caratteristiche tecniche dei ventilatori, osserviamo che un ventilatore ad impulso è costituito da una cassa cilindrica dove sono posti la girante, il motore e due ogive coniche alle estremità. I modelli standard per gallerie stradali sono anche dotati di due silenziatori cilindrici – uno per parte – di lunghezza pari al diametro, i quali, oltre a ridurre il livello sonoro, contribuiscono a mantenere chiuso il flusso dell'aria in uscita.

Riguardo i criteri d'installazione, è di importanza rilevante collocare un numero sufficiente di ventilatori affinché la somma delle singole spinte eguagli la spinta totale richiesta dalla galleria .

Occorre pure distanziare i ventilatori di un intervallo tale da non generare interferenze tra i ventilatori stessi. *In genere, per avere una buona induzione, si tiene come intervallo un valore pari a 8-10 volte il diametro idraulico oppure un numero di metri pari a 1/10 della spinta di ciascun ventilatore, espressa in Newton.*

A titolo d'esempio si riporta, nella figura sotto, un diagramma relativo ad un test effettuato presso una galleria tedesca (*Unione Nord Est, Sicurezza nelle gallerie stradali*). Tale grafico evidenzia come il grado di inquinamento all'interno della galleria possa essere tenuto sotto controllo, nell'arco della giornata, tramite l'attivazione, a mezzo dei dispositivi di cui si è detto, del numero di ventilatori più opportuno (da nessuno a tre).

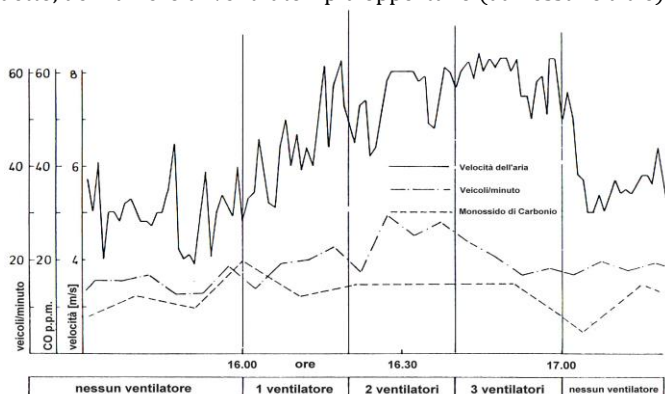


Fig 4: grado di inquinamento in una galleria in funzione del numero dei ventilatori

3.4.2 CALCOLO DELLA PORTATA DI ARIA FRESCA

La portata di aria fresca da immettere in una galleria dipende da una serie di fattori (*Unione Nord Est, Sicurezza nelle gallerie stradali*):

- 1) il valore massimo ammesso per il monossido di carbonio e per i fumi dovuti ai veicoli diesel (gli ossidi nitrici (NO) non vengono normalmente considerati significativi);
- 2) il numero di veicoli per ora ed il numero di veicoli diesel;
- 3) la velocità del flusso veicolare;
- 4) le pendenze;
- 5) la differenza di quota tra i portali.

Nonostante il fatto che in galleria le velocità di percorrenza riscontrate ricadano nell'intervallo di velocità compreso tra i 60 km/h e gli 80 km/h, nella pratica progettuale si suole far riferimento ai valori massimi della portata d'aria richiesti nel caso di traffico congestionato alla velocità di 10 - 15 km/h. In questa maniera si provvede ad un dimensionamento dell'impianto di ventilazione mirato a far fronte alle situazioni più gravose dal punto di vista dell'inquinamento dell'aria, come quelle derivanti dalle condizioni limiti di congestione veicolare. Per quanto riguarda, in primo luogo, la valutazione della portata d'aria necessaria alla

diluizione del monossido di carbonio, si possono utilizzare i diagrammi riportati nelle figure sotto relativi ai valori di emissione dei veicoli mediati a partire da una serie di dati ricavati sperimentalmente.

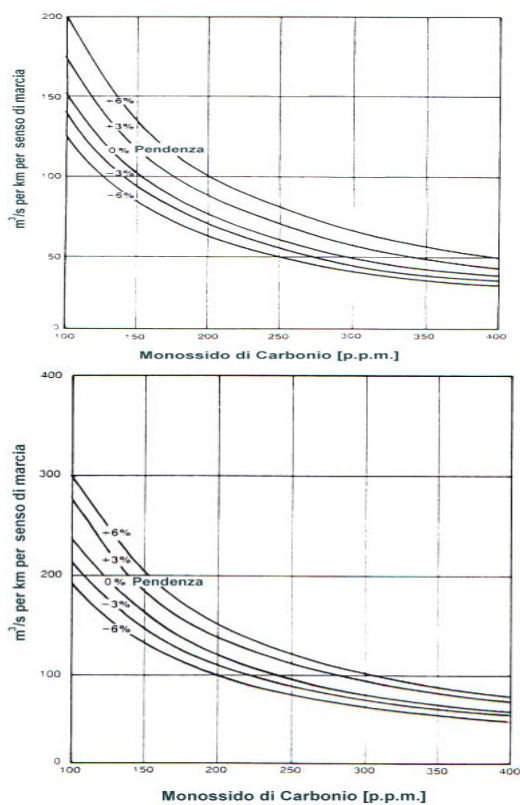


Fig 5: Diagramma per il calcolo della portata d'aria richiesta per la diluizione del monossido di carbonio.

Ipotesi: 100 veicoli per chilometro, velocità di 10 km/h, livello del mare (primo grafico) e 800 metri di quota (secondo grafico)

Si osservi che il valore della portata d'aria richiesto, in funzione del grado di inquinamento che si intende accettare, è fornito nell'unità di lunghezza e per un senso di marcia. Occorre pertanto moltiplicare il valore ricavato per lo sviluppo del tunnel e per i sensi di marcia effettivi.

I livelli di CO raccomandati sono riportati nella tabella.

TIPO DI GALLERIA	CO (ppm) CON TRAFFICO CONGESTIONATO
Gallerie urbane	
Congestione quotidiana	100-150
Congestione poco frequente	250
Gallerie extraurbane	
autostrade	250

Nel caso dei fumi prodotti dai veicoli diesel è possibile riferirsi ai grafici riportati nelle due figure seguenti. Tali diagrammi si basano sulle condizioni di congestione associate ad una percentuale di veicoli pesanti a diesel pari al 10%, del peso medio di 15 tonnellate, marcianti alla velocità di 10 km/h.

I livelli di fumi massimi ammissibili sono riportati nella tabella seguente.

TIPO DI GALLERIA	LIMITE AMMISSIBILE DI VISIBILITA' $K_{lim} (m^{-1})$
Galleria urbana con denso traffico scorrevole	0,005
Traffico congestionato	0,009

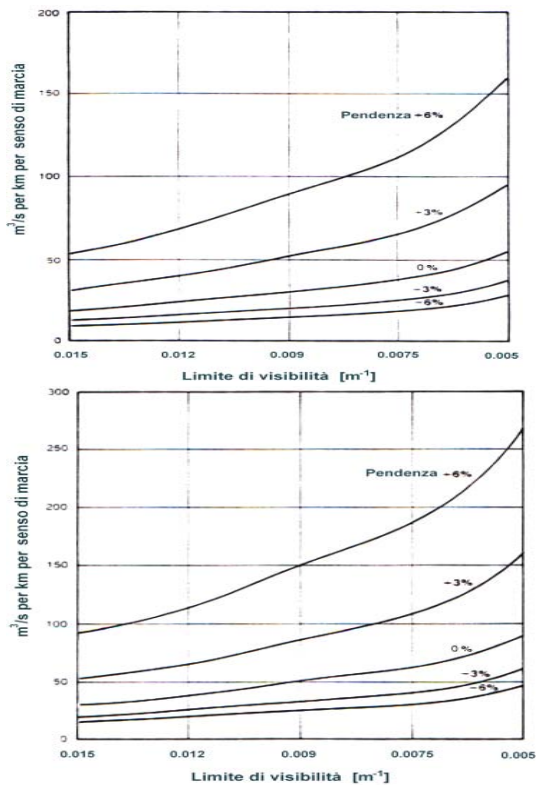


Fig 6 : Diagramma per il calcolo della portata d'aria richiesta per la diluizione dei fumi. Ipotesi: 10 veicoli pesanti per chilometro del peso di 15 t, velocità di 10 km/h, livello del mare (primo grafico) e 800 m di quota (secondo grafico).

Una volta note la portata, Q_{CO} , per la diluizione del monossido di carbonio (dal diagramma di figura 5) e la portata di aria, Q_{fumi} , necessaria per la diluizione dei fumi (tramite il diagramma di figura 5 o quello di figura 6) è possibile ricavare sia la portata complessivamente necessaria, Q_{tot} , sia il valore della velocità dell'aria indotta all'interno della galleria, V_{tot} . In particolare si ha:

$$Q_{tot} = Q_{CO} + Q_{fumi} \left(\frac{m^3}{s} \right) \quad (3.1)$$

e quindi:

$$V_T = \frac{(Q_{CO} + Q_{fumi})}{A_G} \quad (m/s) \quad (3.2)$$

essendo A_G l'area (in m^2) della sezione trasversale della galleria.

3.4.3 CALCOLO DELLA SPINTA DELL'ARIA IN GALLERIA

Una volta calcolate la portata e la velocità dell'aria per la diluizione delle sostanze inquinanti, bisogna calcolare la spinta che deve essere fornita dai ventilatori per spingere l'aria fuori dalla galleria. È noto dalla fluidodinamica che i dispositivi che devono "mettere in moto" i fluidi all'interno di un condotto sono costretti a "vincere" una serie di cadute di pressione; in particolare, l'equazione aerodinamica generale in una galleria con ventilazione meccanica, in condizioni stazionarie, è fornita dalla seguente relazione:

$$\Delta P = \Delta P_{attrito} + \Delta P_{veicoli} + \Delta P_{vento} + \Delta P_{temperatura} \quad (kg/m \cdot s^2) \quad (3.2.b)$$

Il termine $\Delta P_{attrito}$ rappresenta la perdita di pressione dovuta all'attrito delle pareti della galleria; è valutabile a mezzo della seguente espressione:

$$\Delta P_{\text{attrito}} = \frac{1}{2} \rho V_t^2 \lambda \frac{L}{D_h} \quad (3.3)$$

dove:

- ρ = densità dell'aria (kg/m^3);
- V_t = Velocità dell'aria all'interno della galleria, calcolata tramite la relazione di prima (m/s);
- λ = fattore di attrito. Il suo valore è posto generalmente pari a 0.025, ma è variabile tra 0.02 e 0.04 in funzione della scabrezza delle pareti della galleria e della presenza di ostruzioni "fisiche" al moto dell'aria;
- L = lunghezza della galleria (m);
- D_h = diametro idraulico della galleria: $4 \frac{A_g}{P_g}$ (m)
- A_g = area della sezione trasversale della galleria (m^2);
- P_g = perimetro della sezione trasversale della galleria (m).

Il termine $\Delta P_{\text{veicoli}}$ è dovuto all'effetto pistone dei veicoli nella galleria. Nel caso di gallerie caratterizzate da un solo senso di percorrenza si utilizza la seguente formula:

$$-\frac{1}{2} \rho (V_{\text{veicoli}} - V_t)^2 A_{\text{veicoli}} C/S \quad (3.4)$$

dove:

- V_{veicoli} = velocità mediamente tenuta dai veicoli all'interno della galleria (m/s). Risulta generalmente compresa tra i 60 km/h e gli 80 km/h;
- A_{veicoli} = area della sezione trasversale dei veicoli (m^2). Questo parametro è compreso tra 1.8 m^2 e 2.3 m^2 per i veicoli leggeri, varia tra 3 m^2 e 5 m^2 nel caso di veicoli commerciali, e vale circa 7 m^2 per i mezzi pesanti;
- C = fattore di resistenza aerodinamica dei veicoli. Esso vale all'incirca 0.35 per i veicoli leggeri, mentre per i veicoli commerciali e per quelli pesanti vale 0.8. Nel caso di traffico bloccato il fattore C deve essere incrementato dal 15 % al 25 %;
- S = distanziamento medio tra i veicoli in galleria (m). Per calcolarlo può essere d'aiuto l'abaco riportato in figura sotto, in cui i valori del distanziamento e quelli dei rapporti veicoli/ora e veicoli/km sono riferiti alle condizioni di traffico massimo.

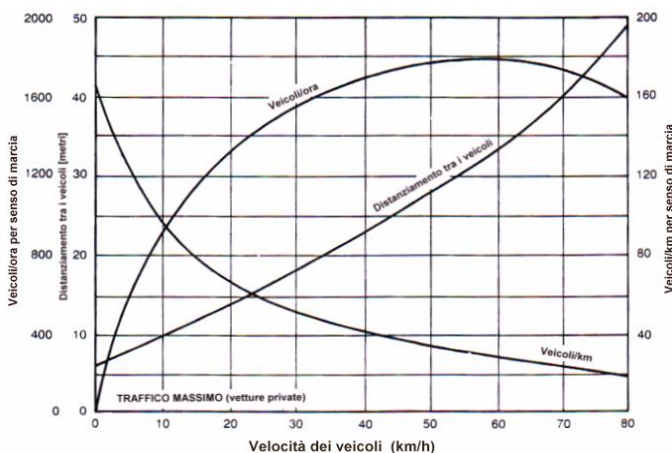


Fig 7: Abaco per il calcolo del distanziamento massimo tra i veicoli, del rapporto veicoli/ora e del rapporto veicoli/km, in funzione della velocità di marcia all'interno della galleria (condizioni di traffico massimo)

Il segno meno nella relazione precedente indica che l'effetto pistone dovuto ai veicoli che avanzano nello stesso verso del flusso d'aria indotto genera una sovrappressione favorevole alla spinta esercitata dai ventilatori. Nel caso di gallerie a doppio senso di marcia si fa riferimento alla seguente relazione:

Il termine ΔP_{vento} rappresenta la sovrappressione o la depressione dovuta all'azione del vento. In generale è un termine che si prende in considerazione soltanto in quelle aree climatiche in cui il regime dei venti risulta ampiamente studiato e pressoché costante. Esistono numerosi studi legati alla valutazione degli effetti del vento sulle perdite (o guadagni) di pressione all'interno di una galleria; una semplice formulazione è quella riportata di seguito:

$$\Delta P_{\text{vento}} = \pm \frac{1}{2} \rho V^2 \quad (3.5)$$

dove V è la velocità del vento espressa in metri/secondo.

Riguardo al termine $\Delta P_{\text{temperatura}}$, osserviamo che molti autori hanno effettuato studi sull'influenza delle condizioni meteo presenti in prossimità dei portali che delimitano una galleria; Ackeret ed altri, in particolare, hanno proposto una formula che

permette di calcolare l'incremento o il decremento di pressione termostatica dovuto alla differenza di temperatura tra i due portali:

$$\Delta P_{temp} = \Delta H \gamma \frac{T - T_v}{T} \quad (3.6)$$

dove:

- ΔH = differenza di quota tra i portali (m);
- T = temperatura media dell'aria nella galleria ($^{\circ}\text{C}$);
- T_v = temperatura dell'aria all'esterno ($^{\circ}\text{C}$);
- γ = peso specifico dell'aria in corrispondenza del portale a quota più bassa ($\text{Kg}/\text{s}^2\text{m}^2$).

3.4.4 SCELTA DELLE CARATTERISTICHE DEI VENTILATORI

Non appena sono state calcolate le quantità presenti nell'equazione (3.2.b), è possibile definire la spinta complessivamente richiesta dal sistema di ventilazione (SV):

$$S_V = \Delta P \cdot A_g (\text{kg} \cdot \text{m}/\text{s}^2) \quad (3.7)$$

Dai cataloghi delle case costruttrici dei ventilatori si evincono poi i valori della quantità di moto (spinta) del getto d'aria in uscita. La forza teorica sviluppata (F_V) può essere calcolata come segue:

$$F_V = \rho \cdot Q_V \cdot V_V (\text{kg} \cdot \text{m}/\text{s}^2) \quad (3.8)$$

dove:

- Q_V = portata volumetrica del ventilatore (m^3/s);
- V_V = velocità di scarico dell'aria dal ventilatore (media su tutta l'area d'uscita) (m/s). Se indichiamo con N il numero complessivo di ventilatori richiesti, è possibile combinare le due relazioni precedenti nel modo seguente:

$$S_V = N \cdot F_V \quad (3.9)$$

ovvero:

$$\Delta P \cdot A_g = N \cdot \rho \cdot Q_V \cdot V_V \quad (3.10)$$

e quindi:

$$N = \frac{\Delta P A_g}{\rho Q_V V_V} \quad (3.11)$$

Nella pratica, però, l'ultima relazione non può essere utilizzata in quanto non tiene conto del fatto che, a causa delle inevitabili perdite, un ventilatore non sviluppa totalmente la spinta teorica. Il rapporto tra spinta reale e spinta teorica varia tra 0.85 ed 1.05 (è maggiore dell'unità nei casi in cui un elevato rapporto mozzo/girante genera una notevole velocità anulare, che influisce sulla velocità in uscita).

Poiché in galleria il flusso d'aria non è nullo, l'equazione su F_V va riscritta come segue:

$$F_{Vreale} = \rho Q_V (V_V - V_T) = F_V \left(1 - \frac{V_T}{V_V}\right) \quad (3.12)$$

Allo scopo di lasciare libero il maggiore spazio possibile per il passaggio dei veicoli, i ventilatori vengono, di consueto, installati vicino alla volta; ciò impedisce al getto d'aria di propagarsi da quella parte e, di conseguenza, la velocità del getto contro la volta si riduce lentamente ed una porzione della sua energia si perde per attrito. Occorre, dunque, introdurre il grado di efficacia (K_2), il quale rappresenta la porzione della spinta effettivamente libera di generare, per induzione, il flusso longitudinale di aria nella galleria; esso è valutabile in funzione del rapporto tra la distanza fra l'asse del ventilatore e la volta della galleria (Z) ed il diametro interno del ventilatore (D). L'equazione precedente può quindi essere sviluppata così:

$$F_{Vreale} = F_V \left(1 - \frac{V_T}{V_V}\right) K_2 \quad (3.13)$$

Inoltre, ponendo

$$K_1 = 1 - \frac{V_T}{V_V}, \text{ si può scrivere:}$$

$$F_{Vreale} = F_V K_1 \cdot K_2 \quad (3.14)$$

Per la valutazione dei coefficienti K_1 e K_2 si possono utilizzare i diagrammi riportati nelle figure sotto.

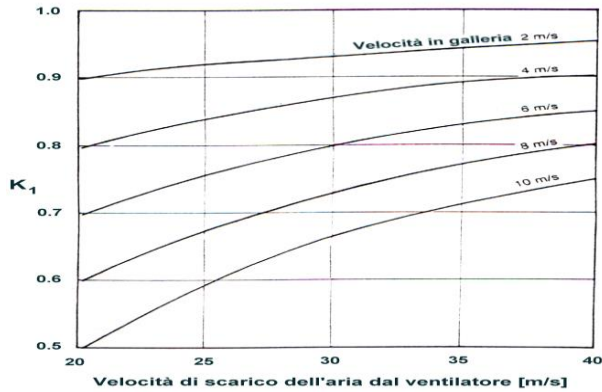


Fig 8 :diagramma per il calcolo di K_1 in funzione della velocità di scarico dell'aria del ventilatore

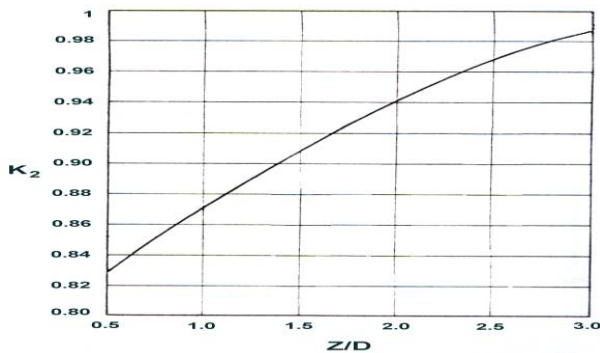


Fig 9 :diagramma per il calcolo di K_2 in funzione del rapporto Z/D

Altri fattori che possono influenzare la spinta risultante sono, per esempio:

- la distanza di separazione tra i ventilatori adiacenti. Idealmente deve essere superiore o uguale a 2 diametri (calcolati rispetto al centro dei ventilatori);
- la distanza tra i ventilatori successivi lungo lo sviluppo longitudinale della galleria. Essa dovrebbe essere uguale o superiore a 10 diametri idraulici della galleria;

In base a quanto detto prima, le equazioni diventano

$$S_V = N \cdot F_{Vreale} \quad (3.15)$$

da cui, mettendo insieme la (3.7) e la (3.15):

$$\Delta P \cdot A_g = N \cdot F_V \cdot K_1 K_2 \quad (3.16)$$

$$N = \frac{\Delta P A_g}{K_1 F_V K_2} \quad (3.17)$$

dove F_V è il valore della spinta teorica del ventilatore misurato sperimentalmente in laboratorio dalla casa costruttrice.

3.5 ESPERIMENTI DI INCENDI IN GALLERIA

Col passare degli anni sono stati condotti alcuni test sperimentali nel tentativo di stimare le grandezze in gioco in un incendio in galleria come l'andamento delle temperature, l'HRR, l'effetto della ventilazione sulla dinamica dell'incendio etc. Il primo esperimento in larga scala condotto per studiare gli effetti di un incendio in galleria, in cui sono stati misurati HRR e temperature dei gas, è stato EUREKA 499. L'HRR misurato variava tra i 6 MW e i 128 MW con temperature registrate tra i 200 e 1000 C. Altri test importanti sono stati condotti nel Memorial Tunnel in Massachussets. Cosa importante da notare è che in questi incendi il carico non è stato rappresentato da veicoli ma da "pozze" di combustibile di differente misura. Scopo dei test del Memorial era di studiare gli effetti della ventilazione sul controllo delle quantità di fumo in galleria. In questo caso per

simulare la sezione d'urto dei veicoli e il loro effetto sulla ventilazione, sono stati posizionati dei piatti di acciaio mobili in diverse posizioni. Altro test importante è quello condotto a Ofenegg in Svizzera dove però lo scopo primario era di misurare le temperature in galleria senza HRR. Nel 2002 una serie di test sono poi stati realizzati nella galleria Second Benelux in cui sono stati misurati HRR e temperature in presenza di incendi causati da contenitori di combustibile e poi autoveicoli (anche HGV), con HRR e temperature che hanno raggiunto i 4,5/26 MW 600 C. Arriviamo infine ai test condotti in Norvegia a Runehamar in un tunnel dichiarato fuori uso alla fine degli anni '80. Il tunnel è lungo 1600 m, alto 6m e profondo 9m. In totale sono stati realizzati 4 test con incendi su un rimorchio di un veicolo HGV. Nei primi tre sono stati utilizzati differenti miscele di cellulosa e plastica mentre nell'ultimo un materiale costitutivo di un HGV. In tutti i test il rapporto di massa tra cellulosa e plastica era circa 80% e 20%. Il massimo HRR variava tra 60 e 202 MW con temperature tra i 1250 e 1350 C. A questi test vanno poi aggiunti altri test sperimentali che sono stati realizzati su autoveicoli di diverso tipo. Presentiamo in tabella un sommario sui test condotti appunto su tali veicoli che ci servirà nel seguito come input per le simulazioni:

	NU. TEST	LUNGHEZZA m	ALTEZZA m	SEZIONE m2
Ofenegg	11	190	6	23
Rapparfjord	21	2300	5.2	24
Memorial	98	853	6	50
Second Benelux	14	872	5.1	50
Shimizu	10	1120	8.5	115
Runheamar	4	1600	5.5	40

Riportiamo anche le curve HRR in funzione del tempo per alcuni test. Importante per i nostri scopi la curva del test Runehamar condotta con cellulosa e plastica dove viene raggiunto un picco di 200 MW.

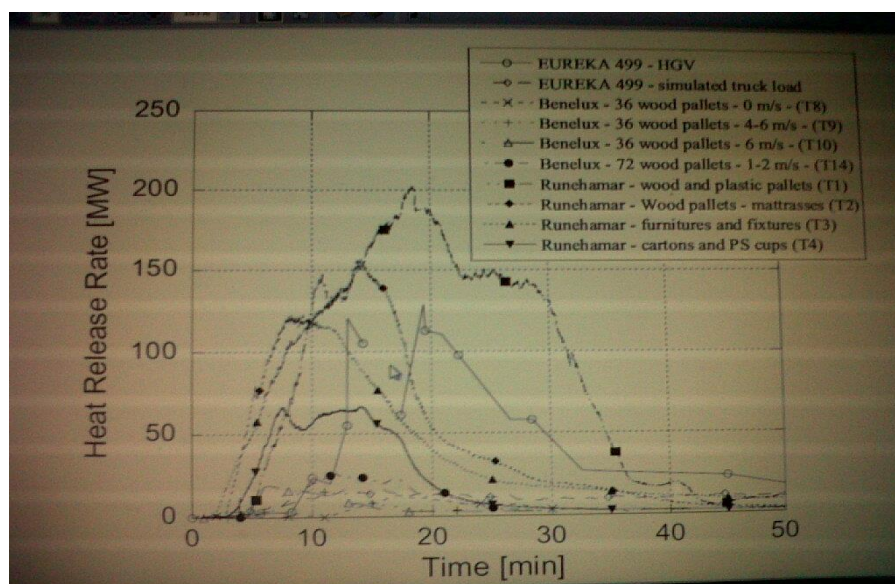


Fig 10: Andamento dell' HRR nei differenti test condotti nell'esperimento di Runehamar. L'HRR ottenuta con wood and plastic pallets raggiunge i 200 MW

3.6 RELAZIONI EMPIRICHE DEI PARAMETRI D'INCENDIO

Ribadiamo che lo scopo di questi test è di investigare il più possibile lo scenario degli incendi in galleria e al tempo stesso di fornire delle relazioni empiriche per stimare grosso modo l'andamento di alcuni parametri fondamentali nella dinamica d'incendio come HRR, lunghezza di fiamma, temperature e backlayering. Esaminiamo perciò brevemente e a titolo informativo tali relazioni, che potrebbero poi essere confrontate anche con un modello CFD di incendio.

3.6.1 HRR

Per quanto riguarda l'HRR, esso può essere considerato il più importante parametro definito nello studio del rischio d'incendio. Esso mette in relazione tra di loro numerosissimi altri parametri come temperatura, ventilazione del fumo, lunghezza di fiamma ecc. Esistono principalmente due modi per determinare sperimentalmente l'HRR:

- 1) Estrapolazione da valori di HRR da free burning test
- 2) Utilizzando la calorimetria misurando o il consumo di ossigeno o il consumo di monossido e biossido di carbonio.

Con quest'ultimo tipo di approccio è possibile stimare l'HRR tramite la seguente equazione (Lonnemark, 2005):

$$\dot{Q} = \frac{E(M_{O_2}/M_{air})(1-X_{H_2O}^0)\dot{m}}{\frac{\alpha-1}{x_{O_2}^0} + \frac{1-(X_{O_2}/(1-X_{CO_2}))}{x_{O_2}^0 - (X_{O_2}/(1-X_{CO_2}))/1-x_{CO_2}^0}} \quad (3.18)$$

dove :

\dot{Q} = Heat release rate dell'incendio in KW

E = quantità di energia sviluppata per Kg di ossigeno consumato (KJ/Kg)

M_{O_2} = peso molecolare dell'ossigeno (g/mol)

M_{air} = peso molecolare dell'aria (g/mol)

$X_{H_2O}^0$ = frazione molare dell'acqua nell'aria ambiente

$X_{O_2}^0$ = frazione molare dell'ossigeno nell'aria ambiente

X_{O_2} = frazione molare dell'ossigeno nei gas espulsi

$X_{CO_2}^0$ = frazione molare del biossido nell'aria ambiente

X_{CO_2} = frazione molare del biossido nei gas espulsi

α = rapporto tra il numero di moli dei prodotti della combustione che contengono nitrogeno e il numero di moli dei reagenti con nitrogeno.

In realtà entrambi i metodi sono caratterizzati da incertezze di cui bisogna tenere conto per poter avere una stima corretta di tale parametro. Usando i risultati dei test free burning, si rischia di sottostimare l'HRR poiché la crescita dell'incendio lo spread rate e il valore di picco dell'HRR possono crescere considerevolmente in galleria a causa della non adeguata evacuazione dei fumi caldi che in qualche modo, rimanendo intrappolati riemettono radiazione contribuendo a far crescere l'HRR. Questo fenomeno è tipico di incendi nei luoghi chiusi ed è stato osservato anche in numerosi test sperimentali in galleria.

Ora, Carvel e Al (Carvel et al., 2001) hanno studiato le differenze tra un incendio in galleria e un incendio in campo aperto e si sono occupati al tempo stesso di trovare delle relazioni tra questi due scenari per il calcolo dell'HRR. Ovviamente come detto prima le differenze tra i due scenari sono da imputare alla radiazione emessa dal soffitto e dalle pareti, dalle enormi temperature dei muri (che possono raggiungere anche i 1000 C) e anche dalla dinamica deflusso nelle vicinanze dell'incendio. Il loro lavoro si basa su tutta una serie di test sperimentali dove sono stati utilizzati di versi materiali combustibili come liquidi infiammabili, legno e auto e su come variassero le curve d'incendio in un ambiente confinato come una galleria. Gli autori sono anche riusciti a estrapolare una relazione sperimentale:

$$\dot{Q}_{tunnel} = (1 + 24(\frac{W_f}{W_t})^3)\dot{Q}_{open} \quad (3.19)$$

in cui W_f è l'ampiezza dell'incendio e W_t l'ampiezza del tunnel.

Nell'usare la relazione ci sono però due restrizioni: non è valida per incendi a base di metanolo (questo perché il metanolo a differenza di altri materiali combustibili produce una quantità minore di fumo e quindi si ha meno radiazione alle pareti e al fuel). In secondo luogo la relazione non è più vera quando l'incendio cresce così tanto di dimensioni che la ventilazione non può più essere considerata limitata. Questo significa che l'HRR si sta sviluppando in un altro modo. L'analisi ha poi dimostrato che la profondità del tunnel non è importante.

3.6.2 LUNGHEZZA DI FIAMMA

La lunghezza della fiamma è un importante fattore da considerare quando si studia la diffusione di un incendio in galleria. Essa è definita come la distanza tra il centro del fuoco e la sezione d'urto della fiamma (nel lavoro di Braubaskas (Braubaskas, 1980) è definita come h_r). Per avere un'idea delle grandezze in gioco, consideriamo la figura 11

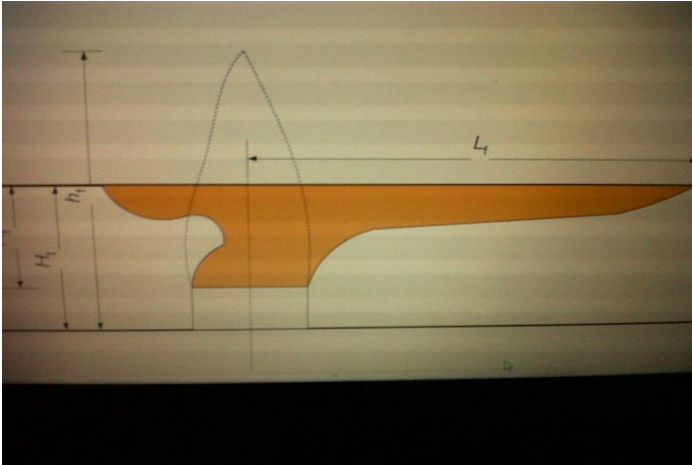


Fig 11: rappresentazione della lunghezza di fiamma e dell'altezza di fiamma

Per incendi non confinati esiste un certo numero di relazioni da usare per stimare l'altezza di fiamma. Secondo Hakestad (*Hakestad, 1983*)

$$\frac{h_f}{D} = -1,02 + 15,6N^{1,5} \quad (3.20)$$

dove $N = \frac{c_p T_0}{g \rho_0^2 (\Delta h_c / r)^3} \frac{\dot{Q}^2}{D^5}$ con Δh_c calore di combustione per unità di massa, D diametro della sorgente d'incendio, \dot{Q} HRR totale.

Essa viene spesso scritta come

$$h_f = -1,02D + 15,6\dot{Q}^{2/5} \quad (3.21)$$

I problemi nell'usare questa relazione sono due: in primo luogo essa è stata sviluppata per incendi in campo aperto e trascura perciò l'influenza del soffitto. In secondo luogo non può essere applicata a incendi con legno e plastica.

In realtà a noi interessano incendi in galleria, che sono confinati; in un ambiente di questo tipo, l'influenza del soffitto e delle pareti è sostanziale. Babrauskas (*Babrauskas, 1980*) ha studiato la fisica delle fiamme sotto un soffitto cercando delle possibili correlazioni con una fiamma libera. Se h_r è l'altezza di fiamma e h_f è l'estensione della fiamma sotto il soffitto (radialmente), Babrauskas ha mostrato che $h_r / (h_f - H_f)$ ha un range da 1.2 a 2 per casi in cui $0.5 < H_f / h_f < 0.85$. Ciò vuol dire che gli incendi studiati sono molto piccoli di quelli precedentemente discussi nei test.

Alpert (*Lonnemark, 2005*): ha mostrato che esiste una correlazione tra la temperatura massima del soffitto basate su esperimenti d'incendio in cui le dimensioni vanno dai 668 KW ai 98 MW con altezze dei soffitti tra 4.6 e 15m. La relazione che consente di calcolare l'altezza di fiamma è:

$$T_{max} - T_0 = \frac{5.38(Q/r)^{2/3}}{H_f} \quad (3.22)$$

dove r è la posizione radiale.

Da notare che T_0 è la temperatura ambiente, mentre per stimare T_{max} , diversi valori sono stati presi in considerazione da diversi autori (*Lonnemark, 2005*): 350 C (Oka), 500 C (Hakestad), 580 C (Heselden), 600 C (Rew e Daervis).

Per stimare la lunghezza di fiamma possiamo sfruttare la relazione di Delichtasios (*Lonnemark, 2005*):

$$x = -5H_f \left(\frac{2H_f}{W} \right)^{\frac{1}{3}} \log \left(\frac{\Delta T (W/2H_f)}{0.29\Delta T_0} \right) \quad (3.23)$$

In cui $x = L_f$, $\Delta T = 590(600 - 10)$, $\Delta T_0 = 1290(1300 - 10)$.

Qui il problema è che l'intera espressione diventa negativa se l'espressione logaritmica è maggiore di zero. E' perciò necessario assegnare delle restrizioni all'espressione sotto il logaritmo, in particolare:

$$\frac{0.29\Delta T_0}{\Delta T} > \left(\frac{W}{2H_f} \right)^{1/3} \quad (3.24)$$

Anche se il valore di H_f può essere discusso, nessuno dei possibili valori da un'ampiezza vicina a quella dei test di Runehamar. E' perciò evidente che tali relazioni sono state sviluppate per differenti situazioni rispetto ai test in larga scala in galleria.

D'altra parte è stato possibile osservare (*Lonnemark, 2005*) che la lunghezza di fiamma è dipendente dalla ventilazione secondo la

$$L_f = 20 \left(\frac{\dot{Q}}{120000} \right) \left(\frac{u}{10} \right)^{-0.4} \quad (3.25)$$

Nei test di Runehamar sono presentate e discusse le lunghezze di fiamma; tale parametro in particolar modo è legato all'HRR e alla velocità longitudinale secondo

$$L_f = \frac{1370 \dot{Q}^{0.8} u^{-0.4}}{(T_{ft}-T_0)^{3/2} H_t^{3/2}} \quad (3.26)$$

Anche in questo caso si tratta solo di relazioni sperimentali, anzi di correlazioni che possono essere confermate o confutate dai modelli CFD.

3.6.3 EFFETTO DELLA VENTILAZIONE

Come già discusso in precedenza, la ventilazione in galleria diventa essenziale per evacuare i fumi tossici dell'incendio e permettere agli utenti di evacuare con in condizioni di visibilità accettabili. Tuttavia una ventilazione longitudinale, trasversale o mista comportano l'apporto di aria fresca all'interno della galleria; dunque se da un lato i fumi vengono evacuati, dall'altro intuitivamente dovremmo aspettarci che l'incendio in qualche modo venga alimentato con l'apporto di ossigeno e che l'HRR cresca. Esperimenti in scala usando come combustibile pozze di metanolo hanno mostrato che il burning rate decresce al crescere della velocità dell'aria (per pozze di diametro 0.2m). Per diametri più piccoli l'effetto è molto più piccolo e quando si arriva 0.1 m diventa addirittura trascurabile. Da un punto di vista analitico, partendo ancora una volta da test sperimentali, Carvel Et al (*Carvel et al., 2001*) hanno impiegato un approccio bayesiano per stimare lo sviluppo dell' HRR in presenza di ventilazione. Tale approccio tuttavia non è oggetto di questa tesi.

Ingason e Werling (*Lonnemark, 2005*) hanno realizzato test su modellini in scala considerando una galleria di 20 m e kerosene come fuel. L'effetto della ventilazione longitudinale è stato studiato per velocità tra 0.5 e 0.75 m/s (corrispondenti a 1.4 e 2.1 m/s in scala reale). In questo set up sperimentale il burning rate per unità d'area di fuel è diminuito al crescere della velocità dell'aria (questo a causa della diminuzione della radiazione di feedback; l'aria fresca dall'esterno infatti raffredda). Per velocità più alte invece il burning rate per unità d'area di fuel è cresciuto al crescere della velocità dell'aria. Questi test sperimentali condotti nella galleria di Ofenegg (considerando anche l'effetto di ventilazione naturale) hanno perciò mostrato che possono sussistere notevoli differenze nello sviluppo di un incendio per differenti casi di ventilazione naturale. D'altra parte esistono anche numerosissime altre variabili che possono influenzare la crescita dell'HRR come la forma del tunnel, la presenza di vento in corrispondenza di uno dei due portali e addirittura la differenza di quota. Sono tutti fattori questi che contribuiscono all'instaurarsi di una ventilazione naturale che va ad aggiungersi a quella forzata. E in queste condizioni di variabilità diventa molto difficile trovare relazioni analitiche valide per descrivere l'andamento dell'HRR. E' qui che fortunatamente ci vengono in aiuto le simulazioni CFD.

3.6.4 BACKLAYERING

Un altro fenomeno abbastanza importante da non trascurare nello sviluppo di un incendio in galleria è il cosiddetto backlayering. Nonostante la presenza della ventilazione longitudinale, c'è la possibilità che le fiamme e i prodotti della combustione viaggino in direzione opposta a quella della ventilazione. Questo si verifica per certi valori di HRR e per certi valori di velocità del flusso d'aria. Ovviamente il backlayering merita di essere approfondito poiché diventa importante per la sicurezza degli occupanti nella galleria.

Anche per questo tipo di fenomeno esistono delle relazioni empiriche per stimare la velocità critica che deve avere il flusso d'aria per evitare che le fiamme viaggino in direzione opposta a quella della ventilazione. Secondo Thomas (*Lonnemark, 2005*)

$$u_{cr} = k \left(\frac{g \dot{Q} H_t}{C_p T \rho_0 A} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.27)$$

Un problema nell'uso della relazione è la stima della temperatura del layer caldo mentre La costante k è dell'ordine dell'unità. Partendo dal lavoro di Thomas, de Ris ha usato il numero adimensionale $\Delta \rho g H / (\rho_0 u^2)$ per definire la condizione critica di BL. Il fenomeno può essere evitato se tale espressione è minore di 1. Applicando questa relazione ai test di Runehamar, la velocità critica è risultata circa 2,7 m/s. Heselden (*Lonnemark, 2005*) ha invece presentato un' espressione simile a quella di Thomas per calcolare la velocità del layer di fumo. In questo caso per prevenire il fenomeno diventa importante ventilare con una velocità superiore.

Anche per il fenomeno del BL esistono numerose relazioni analitiche per stimare la velocità critica. In questo contesto non ha senso esaminarle tutte. Rimandiamo a per ulteriori dettagli.

4 RISULTATI DELLE SIMULAZIONI

In questo capitolo riportiamo i risultati delle simulazioni eseguite col software FDS.

4.1 SCENARIO

Per simulare lo scenario è stata presa in considerazione una galleria di 80 metri di lunghezza, la cui sezione coincide con quella del traforo del Gran Sasso. Ovviamente FDS non consente, per sua natura di disegnare curve. Di conseguenza esse sono state riprodotte, utilizzando un modellino CAD, approssimandole con dei rettangolini. Le dimensioni di base della sezione della galleria sono descritte dal seguente disegno:

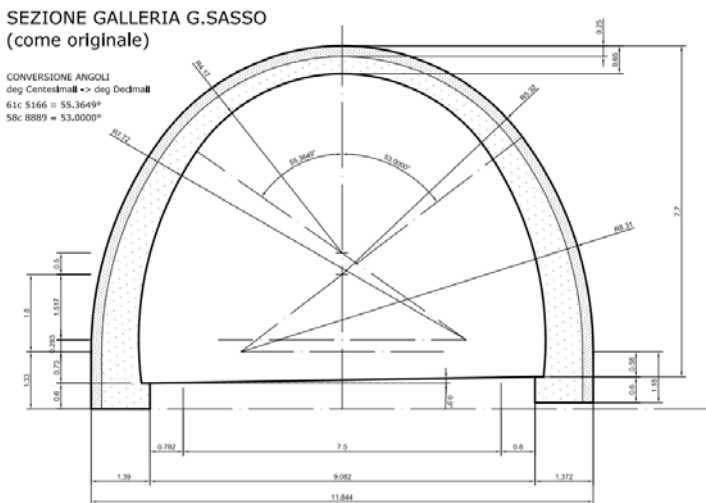


Fig 1: sezione della galleria del Gran Sasso

Per quanto riguarda le dimensioni della Mesh, originariamente il modellino era stato preparato per simulare l'incendio di un autoveicolo in galleria con un HRR di 8 MW. In tali condizioni è possibile definire un diametro caratteristico d'incendio (*Mc Grattan et al., FDS 5 User Guide*) come

$$D^* = \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_{\infty} c_p T_{\infty} \sqrt{g}} \right)^{2/5} \quad (4.1)$$

Se l'HRR massimo è di circa 8 MW, tale parametro è di 2.21 m. Per ottenere dei buoni risultati, la lunghezza della cella in una direzione deve essere il 10% di D^* (*Mc Grattan et al., FDS 5 User Guide*). Ciò porta ad avere delle dimensioni di cella dell'ordine di 0.2 m. Se dunque supponiamo che le dimensioni del dominio di calcolo siano 12m x 80m x 9m, la discretizzazione coinvolgerà rispettivamente 60,400 e 42 celle di 0,2m x 0,2m x 0,2 m sui tre assi X (in direzione trasversale alla sezione), Y (in direzione longitudinale) e Z (in altezza)

I = 60 dX = 20cm = 0.2m X = 0.2*60 = 12.0m
J = 400 dY = 20 cm = 0.2m Y = 0.2*400 = 80.0m
K = 42 dZ = 20cm = 0.2m Z = 0.2*45 = 9.0m

In queste condizioni il disegno della sezione e dell'intera galleria in FDS, tramite visualizzazione Smokewiev, è il seguente

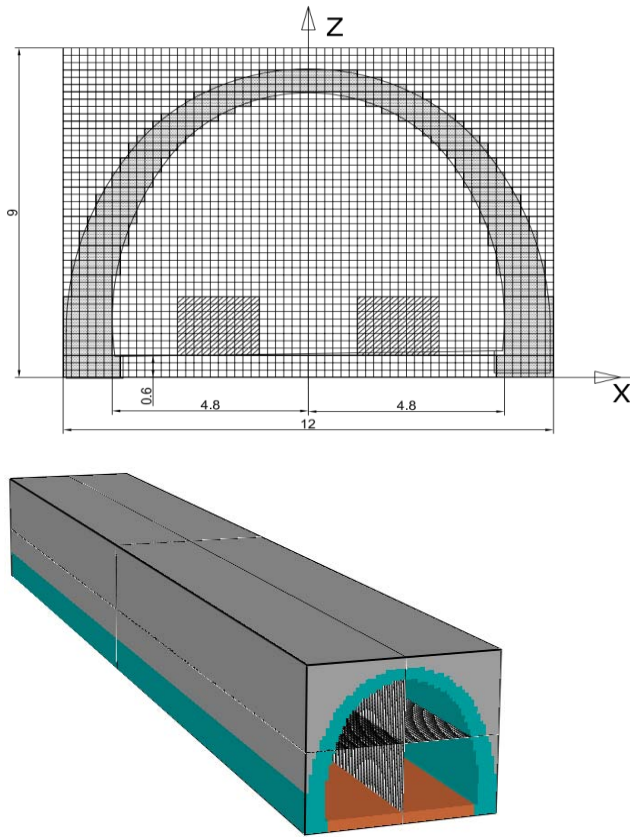


Fig 2: Approssimazione della sezione della galleria e rappresentazione in FDS

Con una mesh di questo tipo, per simulare un semplice incendio di un'auto in galleria sono state necessarie circa 40 ore. Il passo successivo è stato quello di simulare il caso più gravoso: l'incendio di un'autocisterna con un picco di HRR di 220 MW, quasi due ordini di grandezza più grande di quello dell'auto. In queste condizioni, abbiamo mantenuto la stessa geometria della galleria e la stessa dimensione della mesh, non potendola infittire a causa dell'hardware a disposizione per le simulazioni.

4.2 MATERIALI E CONDIZIONI AL CONTORNO

Nella simulazione, come si può osservare dalla figura e come già detto prima, la galleria viene ricavata in un dominio a forma di parallelepipedo di dimensioni 12m x 80m x 9m.

Coi comandi:

```
&VENT MB='YMIN', SURF_ID='OPEN' /
```

```
&VENT MB='YMAX', SURF_ID='OPEN' /
```

abbiamo posizionato due VENT in maniera da considerare che lungo y, il dominio fosse aperto. I materiali impiegati sono il calcestruzzo per le pareti, l'asfalto (o conglomerato bituminoso) per la strada e infine la terra per quel che riguarda il terreno soprastante la galleria. Le caratteristiche termiche di questi tre materiali sono le seguenti:

	CALCESTRUZZO	ASFALTO	TERRENO
CALORE SPECIFICO (kJ/kg*K)	0.88	0.8	0.8
CONDUTTIVITA' (W/M*K)	1	0.75	0.5
DENSITA' (kg/m ³)	2100	2100	1600
EMISSIVITA'	0.85	0.93	-----

Nel seguito sono stati aggiunti, per le simulazioni di free burning, un modellino di pirolisi dell'asfalto e un modello termico basato su una media pesata, di un'auto, di cui parleremo nel dettaglio in seguito.

Per quanto riguarda le quantità in output registrate dal programma, abbiamo richiesto tre boundary file: la temperatura, il flusso radiativo e il flusso totale in corrispondenza delle pareti.

La temperatura è invece stata rilevata nel corso delle simulazioni da quelle che FDS chiama "termocoppie": si tratta di sensori artificiali in grado di registrare la temperatura delle pareti e del gas istante per istante, in modo da poter avere in uscita un grafico in funzione del tempo. Esse sono state posizionate sulla volta della galleria in corrispondenza di una data sezione (che dipende dalla simulazione), come indicato nel seguente grafico

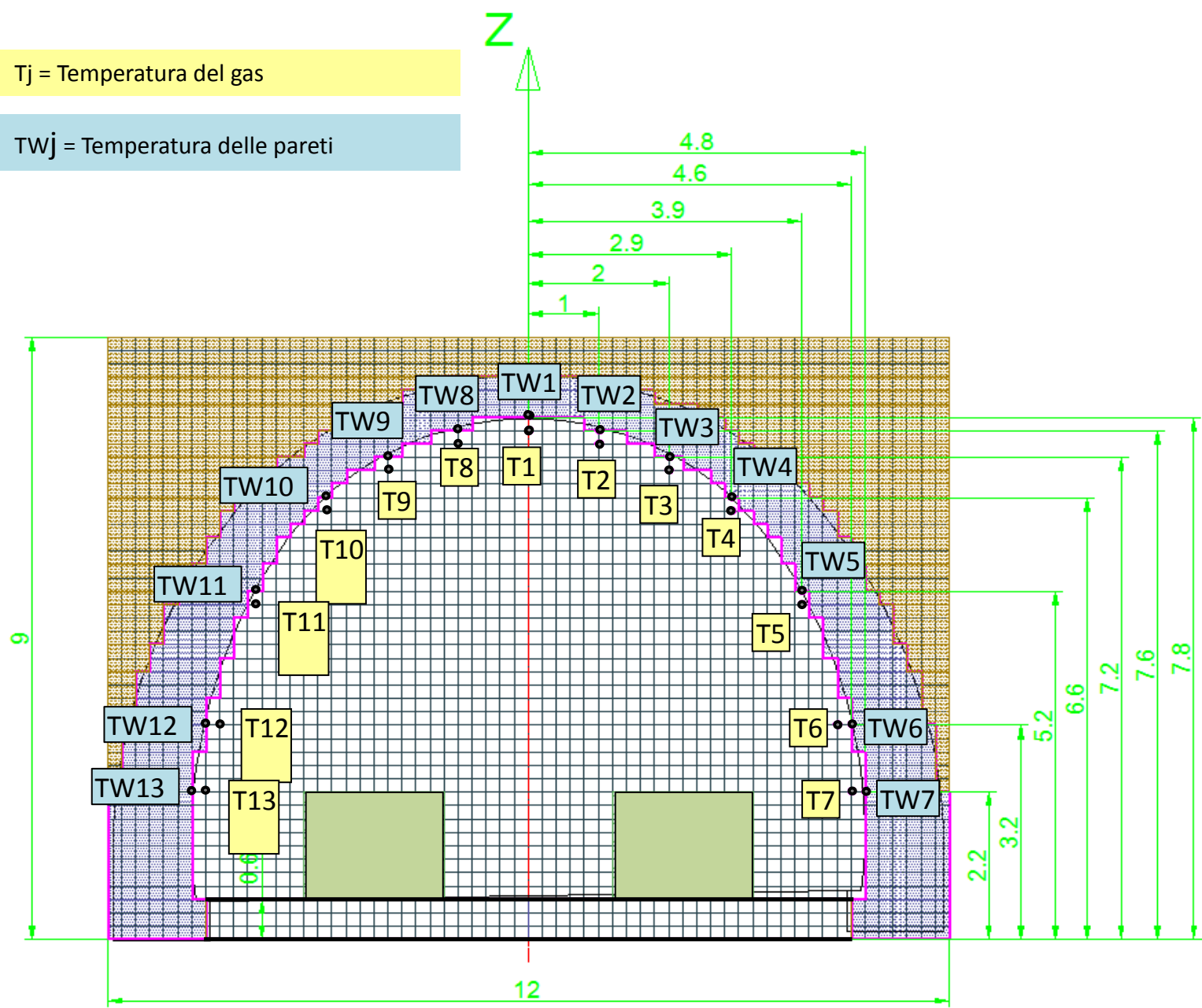


Fig 3: Disposizione delle termocoppie sulla sezione della galleria

Come condizione al contorno sulla temperatura, il programma imposta in automatico 20°C.

Le auto e l'autocisterna, i principali protagonisti dell'incendio, non possono essere disegnati in maniera accurata. Ricordiamo ancora una volta che FDS non ha al suo interno un CAD: il modo migliore di rappresentarle è un parallelepipedo, le cui dimensioni caratteristiche dipenderanno dall'autoveicolo secondo la seguente tabella:

	X (m)	Y(m)	Z(m)
AUTO	2	4.4	1.6
AUROCISTERNA	2.4	7	3.2

Chiaramente le dimensioni dei veicoli sono state scelte in maniera tale da rispettare il passo della mesh (0.2m). Il tutto può perciò essere riassunto dalla seguente figura:

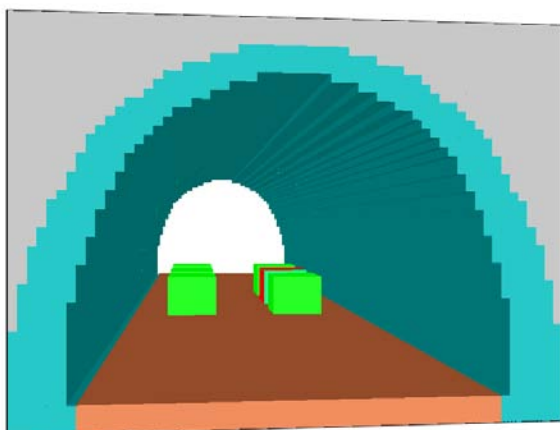


Fig 4: rappresentazione degli autoveicoli in galleria tramite FDS

4.3 SIMULAZIONI DI FREE BURNING

Il punto di partenza delle nostre simulazioni è il free burning, senza spegnimento e senza ventilazione artificiale. Per uno scenario di questo tipo, è proibitivo simulare una reazione di pirolisi e combustione: al di là dell'impossibilità di rappresentare correttamente le geometrie in gioco (che nella dinamica di un incendio sono essenziali), sussiste il problema dei materiali coinvolti, che sono molteplici e le cui proprietà termo-fisiche estremamente variabili. La migliore soluzione in tutto ciò, consiste nell'assegnare alla sorgente d'incendio un HRR prestabilito, ponendo delle VENT sulla sua superficie. L'autocisterna è stata perciò dotata di tre VENT, rispettivamente sulla superficie superiore, laterale destra e laterale sinistra, in modo che esse riproducessero esattamente il rilascio termico della stessa, che dopo 1800 secondi, raggiunge un picco di circa 220 MW, come noto dalla letteratura (Caccialanza, 2013). Per fare ciò abbiamo pensato che ogni tutte le celle della generica VENT emettessero un HRRPUA (t) identico, dato da $HRRPUA(t) = \frac{HRR(t)}{S}$

in cui S è la superficie totale delle tre VENT, dalla quale proviene il rilascio termico, che nel caso dell'autocisterna è di circa 60 m², come indicato nel codice. In altri termini al tempo t=0, FDS impone che su tutte le celle delle tre VENT sia rilasciato un certo HRRPUA(t), funzione dell'HRR(t) secondo la relazione precedente. Tale HRRPUA(t) è identico per tutte le celle e chiaramente l'HRR istantaneo, che vogliamo riprodurre, sarà

$$HRR(t) = S \sum HRRPUA(t) \tag{4.2}$$

Noto l'HRRPUA emesso dalla singola cella, è possibile ricavare la portata massica di fuel (cap. 2) emesso dalla superficie (nelle nostre simulazioni si tratterà di propano).

La curva di HRR dell'autocisterna è stata presa dalle simulazioni svolte da Caccialanza (Caccialanza 2013):

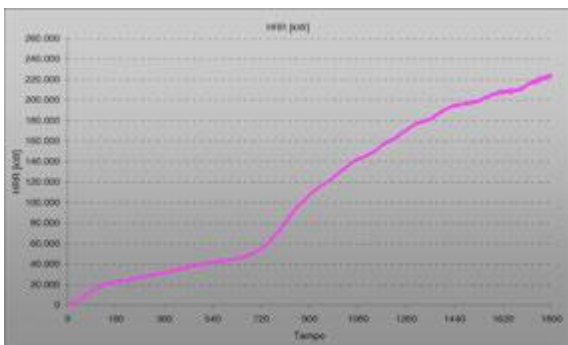


Fig 5: Curva di free burning di Caccialanza

ed è stata approssimata con delle spezzate in cui l'HRRPUA massimo è 3633.36 kW/m^2 al secondo, come:

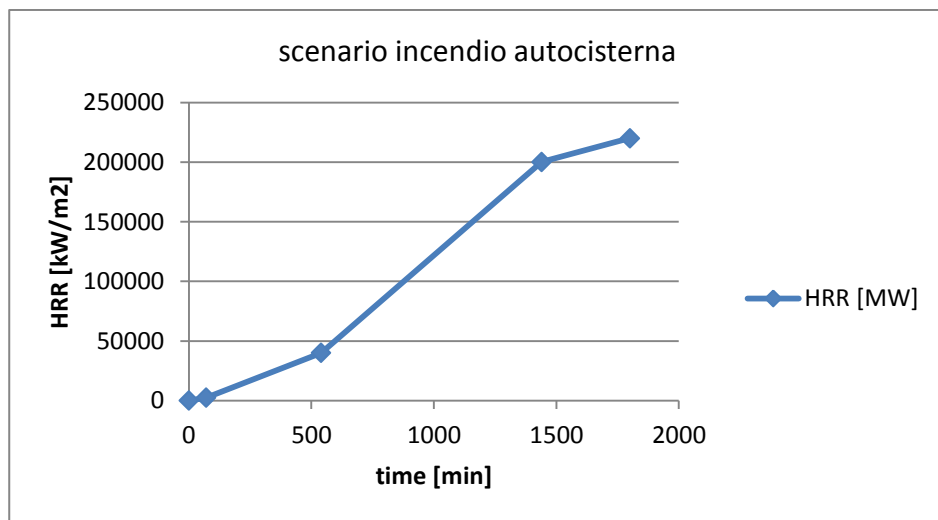


Fig. 6 : rampa imposta per simulare l'HRR dell'HGV di Caccialanza

Nel corso delle simulazioni di free burning, abbiamo preso in esame anche l'HRR generato da un'auto con HRRPUA massimo al secondo 900 e pari a 349.65 kW/m^2 . Il suo andamento è stato ricavato dalla letteratura:

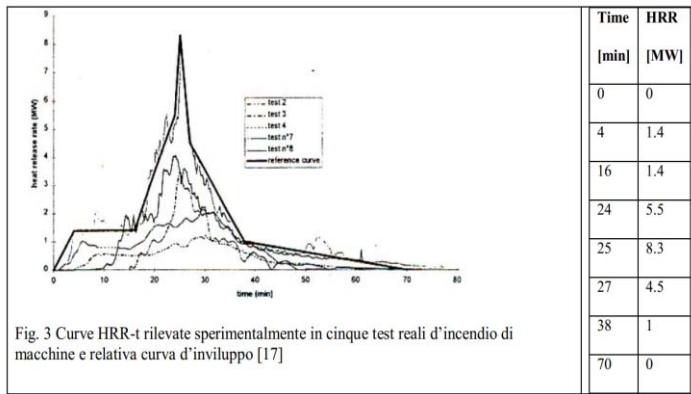


Fig 7 : curve sperimentali in cinque test reali d'incendio

ed è stato anche in questo caso approssimato con delle spezzate:

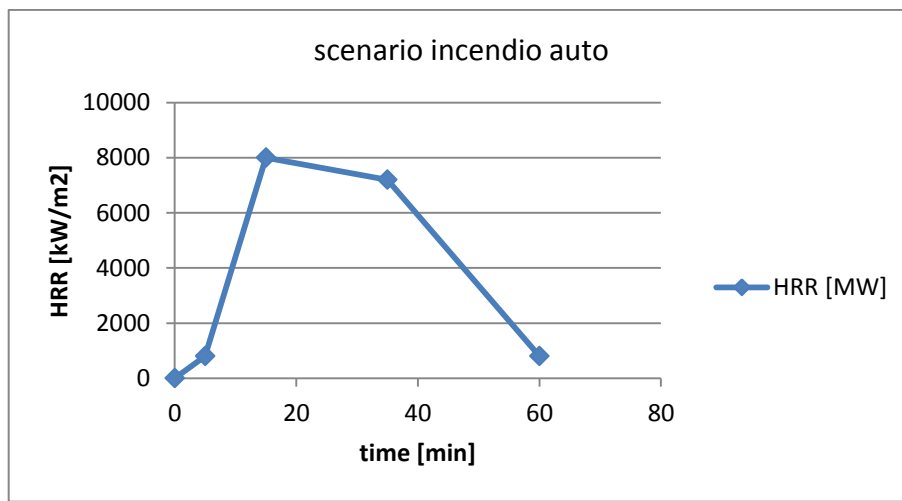


Fig. 8 : rampa imposta per simulare l'HRR di un'auto

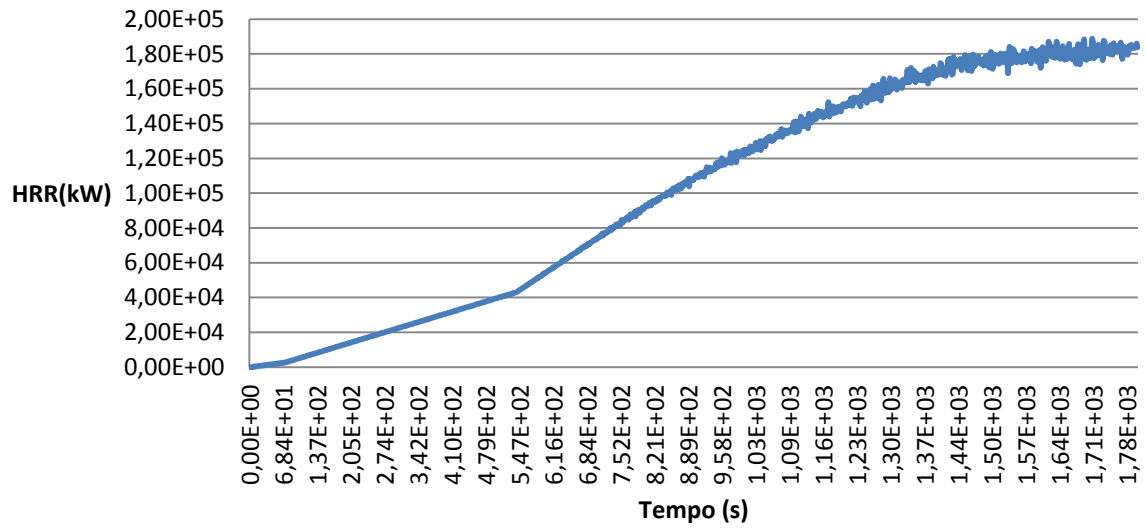
Nel caso del free burning abbiamo perciò condotto tre simulazioni differenti:

SIMULAZIONE 1	Autocisterna come sorgente d'incendio con HRR prefissato
SIMULAZIONE 2	Autocisterna come sorgente d'incendio con HRR prefissato, con modello di pirolisi di asfalto e modello di combustione di auto con HRR sperimentale a innesco locale
SIMULAZIONE 3	Autocisterna come sorgente d'incendio con HRR prefissato, con asfalto in calcestruzzo e modello di combustione di auto con HRR sperimentale a innesco locale

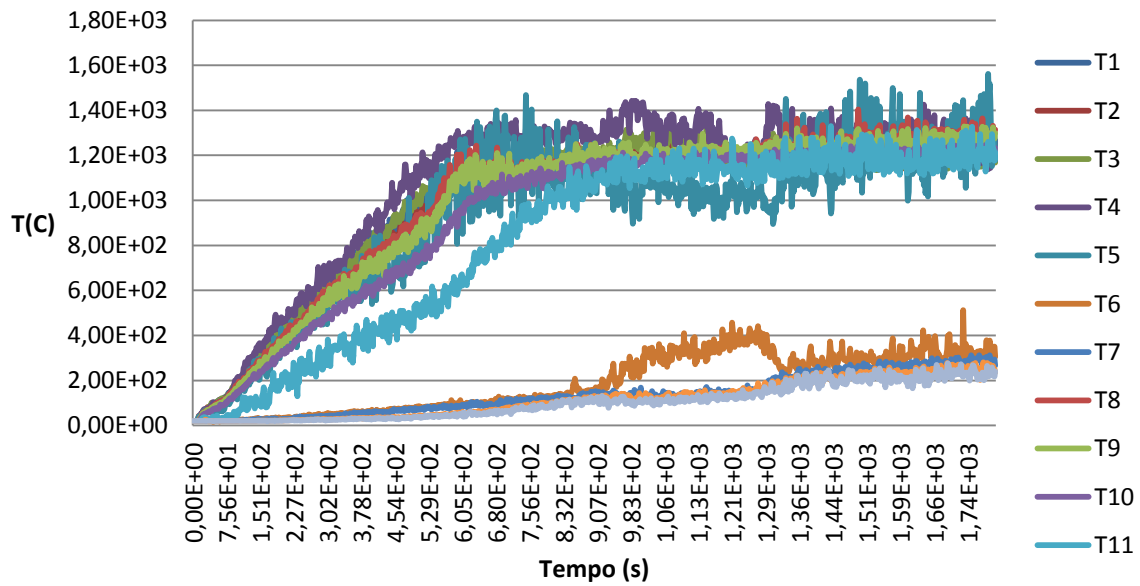
4.3.1 SIMULAZIONE 1

Durante la simulazione 1, abbiamo riprodotto uno scenario decisamente semplice: un'autocisterna in galleria con HRR dato dal grafico 6. Abbiamo condotto la simulazione per 1800 secondi e abbiamo registrato le temperature del gas e delle pareti, ottenendo così i seguenti grafici.

Heat Release Rate vs Time



Temperature del gas



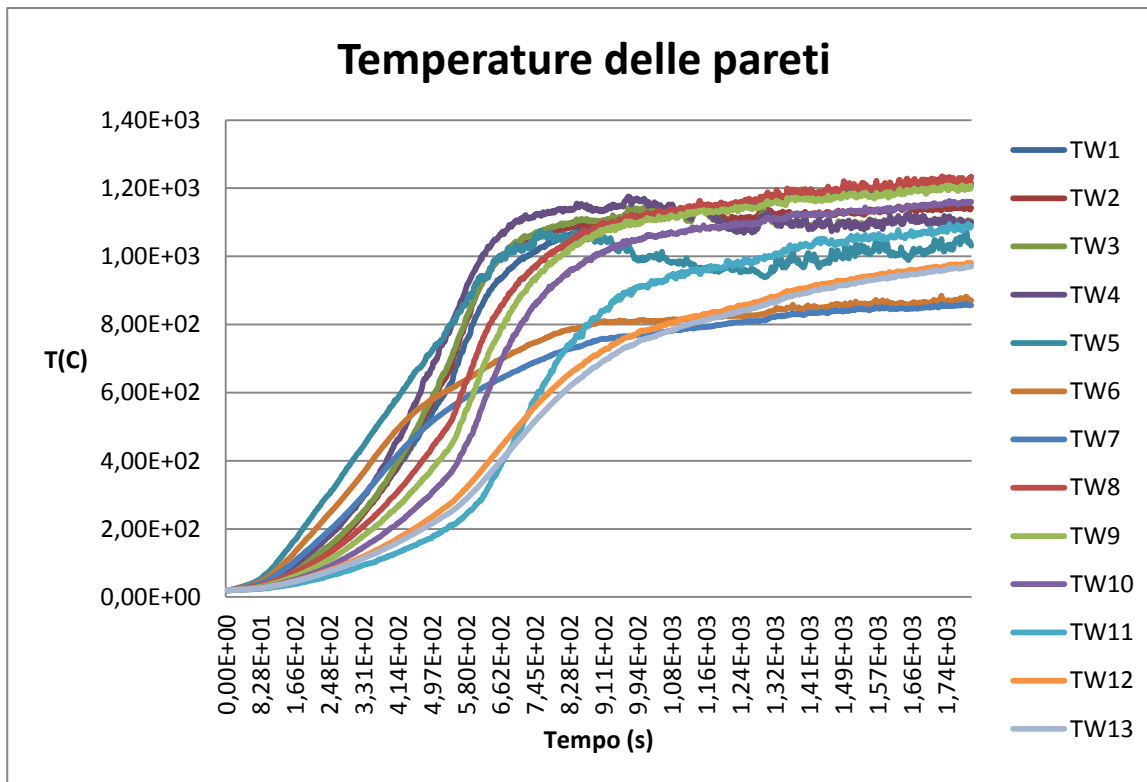


Fig 9: grafici di HRR, temperature del gas e temperature delle pareti per la simulazione 1

Il flashover in tale simulazione è stato raggiunto dopo circa 150 secondi (temperatura del gas di circa 600 °C). Come si può notare dai grafici, la curva di HRR raggiunge quasi asintoticamente il valore di 180 MW, quando come già detto all’inizio del capitolo, la potenza termica doveva raggiungere un picco di 220 MW circa. Questo fenomeno potrebbe essere dovuto o a instabilità numeriche (e in tal caso un’analisi di sensibilità alla mesh sarebbe appropriata) oppure a un possibile esaurimento dell’ossigeno. La seconda ipotesi è la più probabile: FDS infatti impone un rilascio di combustibile prefissato a ogni metro quadro delle VENT sull’autocisterna. Tuttavia se il comburente diminuisce e non viene adeguatamente rimpiazzato, visto l’ambiente chiuso in cui si sviluppa l’incendio, la combustione rallenta (come in questo caso e quindi l’HRR registrato è inferiore rispetto a quello atteso che si avrebbe in un ambiente all’aperto) o addirittura si interrompe.

Ovviamente per avere un’idea di cosa possa succedere in uno scenario più realistico, abbiamo introdotto nelle successive simulazioni di free burning un modello di pirolisi di asfalto e 5 auto in grado di incendiarsi e dare così un ulteriore rilascio termico. Il costo computazionale di tale operazione è stato notevole.

4.3.2 SIMULAZIONI 2-3

Ora, per quel che riguarda il modello di pirolisi di asfalto, FDS richiede in input i coefficienti A ed E della reazione di pirolisi e il calore di reazione. E’ noto (cap 3) che l’asfalto, pensato come conglomerato bituminoso, è in grado di incendiarsi costituendo perciò un’ulteriore fonte di sorgente termica che può innalzare notevolmente l’HRR totale registrato nel dominio. Per questo motivo al giorno d’oggi, le pavimentazioni in conglomerato bituminoso sono realizzate con un ritardante di fiamma, in genere Idrossido di Magnesio (MH). A seconda delle percentuali di MH disciolto nell’asfalto, variano i due coefficienti A ed E associati alla reazione di pirolisi. In particolar modo al crescere della frazione massica di MH, crescono A ed E. Da un punto di vista fisico questo vuol dire che l’asfalto necessita di una maggiore quantità di energia dall’ambiente esterno per realizzare la reazione di pirolisi (cap 2). La ragione principale è che MH rilascia cristalli d’acqua e assorbe perciò calore durante il processo di decomposizione. Riportiamo in tabella i valori di A ed E ricavati da indagini termogravimetriche (Tao & Xiaoming, 2009):

	DOSI MH	DOSI MH	DOSI MH	DOSI MH
	0%	15%	20%	25%
A	169.36	214.17	232.86	250.97
E	9.79E+09	4.83E+11	1.08E+13	4.37E+14

Per tener conto del caso più gravoso, abbiamo preso i due coefficienti nel caso in cui non fosse disciolto MH. Il calore di combustione dell'asfalto è stato preso uguale a 35166 kJ/kg (Sousa, 2008) mentre il calore di reazione della pirolisi è stato posto uguale a 3000 kJ/kg. L'asfalto nella simulazione ha preso fuoco a circa 430 °C dopo 7 minuti in ottimo accordo coi dati sperimentali (Cembureau, 2004). Questo modello di pirolisi è stato perciò implementato nella simulazione 2.

Altro obiettivo delle simulazioni 2-3, è quello di simulare l'incendio di un autoveicolo causato dall'irraggiamento dei fumi in galleria. Il punto di partenza è l'HRR di un'auto ricavato sperimentalmente da un test di free burning: l'auto è posizionata su un innesco, che può essere rappresentato da dei wooden pallets. In tal modo essa si incendia. Con un calorimetro disposto sopra di essa, è possibile registrare l'HRR prodotto, dato da una delle curve in figura 7 ad esempio. Per poter simulare l'innesco dell'incendio sull'auto in galleria, dovuto all'irraggiamento e alla convezione prodotti dai fumi in galleria, è però necessario far capire a FDS quale possa essere la temperatura dell'auto in ogni suo generico punto: è cioè necessario costruire un modello termico; nelle nostre simulazioni, abbiamo considerato un modello termico di auto molto semplice, basato su una media pesata fra i vari materiali costituenti. Tenendo conto che un'auto di medi cilindrata arriva a pesare attorno ai 1000 kg, abbiamo perciò considerato i seguenti elementi costitutivi:

motore	200kg (Ac)
scocca	220Kg (Al)
gomma	35kg (gomma naturale)
cerchi	50kg (Al)
telaio	250kg (Ac)
Frizione, albero, semiasse	130kg (Ac)
Schiuma tessuto plastica	50kg
Tutto il resto	65kg

Ci sono chiaramente delle approssimazioni più che notevoli: innanzitutto tutto il motore è stato considerato di acciaio (il monoblocco in genere è di alluminio), trascurando l'esistenza di altri materiali. La scocca è stata pensata costituita tutta di alluminio, così come i cerchi delle ruote. Il quantitativo di schiuma espansa, plastica e tessuto è stato preso pari a 50 kg e coinvolge gli interni (sedili, cruscotto) e accessori vari. Infine tutti gli altri accessori che non rientrano in queste categorie vanno a costituire un peso di 65 kg; in questa classe rientrano tutti quei materiali che compaiono con una frazione massica trascurabile rispetto alla gomma, all'alluminio e all'acciaio; essi dunque, sebbene nel complesso aumentino il peso complessivo dell'auto, comparando con una frazione massica trascurabile rispetto ai materiali principali, non influenzano in maniera importante nella media pesata, le proprietà del materiale equivalente.

Da notare che manca in questo modellino il carburante: il suo peso è infatti trascurabile rispetto a quello dei materiali principali e quindi, anche in questo caso possiamo non tenerne conto nella media pesata. La sua infiammabilità è però considerata nell'HRR complessivo dell'auto, come vedremo in seguito. Da queste semplici considerazioni, già si intuisce che il nostro materiale equivalente sarà una via di mezzo tra i due materiali principali: acciaio e alluminio, conservando però le caratteristiche di infiammabilità degli interni e delle gomme, da cui partirà l'incendio. Dalla letteratura sappiamo infatti le temperature di Ignition di gomma e interni dell'auto, (rispettivamente 430 °C, posta a 250 °C e 140 °C). Riportiamo le caratteristiche dei materiali:

	acciaio (30% Nichel)	Alluminio	Gomma naturale	tessuto	plastica	schiuma
K (W/m*K)	105	180	0.13	0.1	0.16	0.05
C (kJ/kg*K)	0.502	0.897	1.88	1	1.9	1
ρ (kg/m ³)	7700	2710	910	100	900	40
emissività	0.6	0.72 (Al opaco)	0.95	0.87	0.87	0.87

Note le proprietà dei materiali, è stato perciò ricavato un materiale equivalente le cui proprietà sono la media pesata delle proprietà dei materiali appena esaminati secondo

$$\Delta = \sum_{i=1}^6 m_i \delta_i / 1000 \quad (4.3)$$

In cui δ_i e m_i sono rispettivamente l'i-esima proprietà e l'i-esima massa associata all'i-esimo materiale. In questo modo abbiamo ricavato un materiale dalle seguenti caratteristiche:

	MATERIALE EQUIVALENTE
K (W/m*K)	120.32
C (kJ/kg*K)	0.52
ρ (kg/m ³)	5398.13
Emissività	0.72

Fatto ciò, l'auto ora viene pensata come un corpo di massa 1000 kg e costituito da un unico materiale equivalente. Nel modello 2 e 3 sono poi note le dimensioni geometriche del veicolo (2m X 4.4m X 1.6m); l'idea è perciò di pensare di "stendere" tale materiale equivalente sulle 5 facce (laterale destra, sinistra, anteriore, posteriore e superiore) di un parallelepipedo costituito da materiale inerte (che per FDS rimarrà sempre a 20 °C), pensando dunque all'auto come ad una pelle di un certo spessore su un' ostruzione definita nel codice ma senza proprietà termo fisiche. Sarà questa pelle a scaldarsi per irraggiamento a causa dei fumi provenienti dall'alto, dalla combustione dell'asfalto e dal calore dell'autocisterna. Per calcolare lo spessore di questo layer, conoscendo la densità equivalente dalla tabella sopra e la massa totale di 1000 kg, il volume totale sarà

$$V = \frac{m}{\rho} = 0.173 = 8.8 t + 2 \cdot (7.04)t + 2 \cdot 3.2t \quad (4.4)$$

dove t è lo spessore della pelle pari a 0.007 m. Il risultato non deve sorprendere visto che nelle automobili lo spessore della carrozzeria in alluminio in determinati punti raggiunge i 5 mm e che soprattutto l'auto dall'interno è di fatto vuota. Per quel che riguarda la temperatura di Ignition (cioè la temperatura alla quale un materiale comincia a prendere fuoco in FDS secondo un rilascio termico prestabilito) essa è la media pesata tra quella della gomma e degli interni ed è stata presa pari a 185 °C. Capiremo in seguito il significato fisico di questo parametro nel modello 2 e 3. Per ora basti pensare al fatto che è "uno stratagemma" per far capire al software che, raggiunta una certa T, deve iniziare un rilascio di fuel dal materiale secondo una legge ben precisa descritta da una RAMP; tutto questo perché da un punto di vista empirico è molto più facile descrivere la pirolisi e combustione di un materiale sapendo che esso si incendia a una certa temperatura (T ign) e che a partire da questo punto è caratterizzato da un preciso burning rate e rilascio termico nel tempo, piuttosto che introdurre i parametri di pirolisi A ed E, calore di reazione e di combustione. Chiaramente si tratta un modello semplificato che funziona abbastanza bene ma che ha le sue limitazioni.

Come detto precedentemente, i modelli 2 e 3 si occupano di valutare cosa possa succedere in galleria nel caso di uno scenario d'incendio completo, con modello di pirolisi per l'asfalto e possibilità da parte delle auto di incendiarsi. Abbiamo precedentemente esaminato il modello di pirolisi del conglomerato bituminoso e abbiamo poi introdotto un materiale equivalente per descrivere da un punto di vista termico l'auto, in modo che FDS potesse associarle una temperatura. Per descrivere la capacità delle auto in galleria di prendere fuoco, sono possibili due atteggiamenti:

A): come detto prima, un modo equivalente di descrivere la pirolisi e la combustione di un materiale è con la temperatura di ignizione dalla quale comincerà un rilascio termico prestabilito; nota perciò la T_{ign} del materiale equivalente, quando a causa dell'irraggiamento nell'ambiente in una cella del layer che descrive l'auto, è raggiunta tale temperatura, vengono attivate simultaneamente 5 VENT. Tutte le cellette sulle VENT avranno lo stesso HRRPUA, definito come

$$HRRPUA(t) = \frac{HRR(t)}{5}$$

in cui l'HRR è quello della figura (8) associato all'auto. Così facendo è come se stessimo imponendo che l'HRR istantaneo venisse spartito in maniera uguale su tutte le celle dell'auto, cioè come se tutti i m^2 dell'auto partecipassero in modo uguale, al generico istante t , all'HRR(t) istantaneo con uno stesso HRRPUA(t). Dunque ogni cella dell'auto sarà caratterizzata dalla stessa legge temporale HRRPUA(t) e soprattutto, per ogni cella, tale legge temporale partirà nello stesso istante t , cioè quando in un generico punto del layer sarà raggiunta la temperatura di 185 C.

Il modello è più o meno plausibile, perché pensiamo all'auto come a una scatola nera, che mediamente prende fuoco a $T_{ign}=185$ C. Quando tale temperatura è raggiunta in un punto, possiamo pensare che da questo momento in poi, l'incendio si autososterrà a prescindere dai successivi flussi di calore provenienti dall'esterno, producendo un HRR(t) identico a quello della figura 8 dell'esperimento. In altri termini rinunciamo in questo modello alla dinamica dell'incendio, pensando all'auto come a un corpo che si incendia come "una scatola nera".

Nessuno però ci assicura che nella realtà, in galleria, la stessa auto possa riprodurre il medesimo HRR registrato sperimentalmente in figura 8: nello scenario della galleria infatti cambiano i flussi di calore che arrivano su ogni cella, sia nello spazio sia nel tempo; è possibile ad esempio, che nell'esperimento della figura 8 l'auto sia stata riscaldata dal basso e mediamente ogni m^2 sia stato investito dallo stesso flusso di calore; in galleria invece i flussi di calore (oltre ad essere diversi numericamente) potrebbero provenire da direzioni diverse, ad esempio dall'alto a causa dei fumi o di lato a causa della presenza dell'autocisterna e dell'asfalto infuocato; in altri termini la possibilità che i flussi arrivino da direzioni diverse in galleria rispetto all'esperimento, potrebbe portare a una dinamica d'incendio diversa sull'auto (certe zone potrebbero prendere fuoco in tempi diversi rispetto al caso dell'esperimento) che potrebbe riflettersi su un andamento di HRR dell'auto nel tempo, differente. Intuitivamente l'energia totale rilasciata è sempre la stessa. Cambia solo la curva HRR(t). Per risolvere tale problema, abbiamo perciò seguito un'altra strada:

B) In questo caso assegniamo il solito layer di materiale equivalente all'auto, però a differenza del caso precedente, non ci saranno più VENT. Quando localmente la temperatura raggiunge i 185 °C, SOLO LOCALMENTE, cioè nella data cella, partirà un rilascio termico di HRRPUA dato anche in questo caso da $HRRPUA(t) = \frac{HRR(t)}{5}$, dove l'HRR è sempre quello della figura 8.

Fisicamente il modello B) ha più senso del precedente modello A): in questo caso infatti abbiamo un materiale equivalente che prende fuoco localmente solo se localmente è raggiunta la T_{ign} , come ogni materiale presente in natura (in precedenza se T_{ign} era raggiunta in un punto, l'emissione termica partiva da tutte le celle dell'auto). Ovviamente diventa necessario definire un rilascio termico per unità d'area: l'unica info di cui disponiamo è la curva in figura 8. A patto che in tale esperimento tutti i m^2 di auto prendano fuoco più o meno simultaneamente, l'HRRPUA definito nella formula $HRRPUA(t) = \frac{HRR(t)}{5}$, può essere pensato come a un $\overline{HRRPUA}(t)$, dove l'errore è tanto più piccolo quanto più ogni m^2 di auto prenda fuoco nello stesso istante nell'esperimento. Se così non fosse, $\overline{HRRPUA}(t)$, potrebbe variare anche di molto rispetto a HRRPUA (x,y,z,t). Se supponiamo che tutte le celle nell'esperimento prendano fuoco più o meno simultaneamente, allora è anche ovvio che tutte le celle vedano un flusso termico netto $Q(t)$ più o meno uguale. Se così non fosse, esso potrebbe variare da cella a cella; ma allora, nella realtà, la temperatura T_s delle celle nello stesso istante t sarebbe diversa, così come la velocità di pirolisi e l'emissione di fuel dalla cella, e questo porterebbe le varie celle ad incendiarsi in istanti diversi. Noi supponiamo che tutto ciò non succeda e che nell'esperimento più o meno HRRPUA (t) e $Q(t)$ siano gli stessi per ogni m^2 .

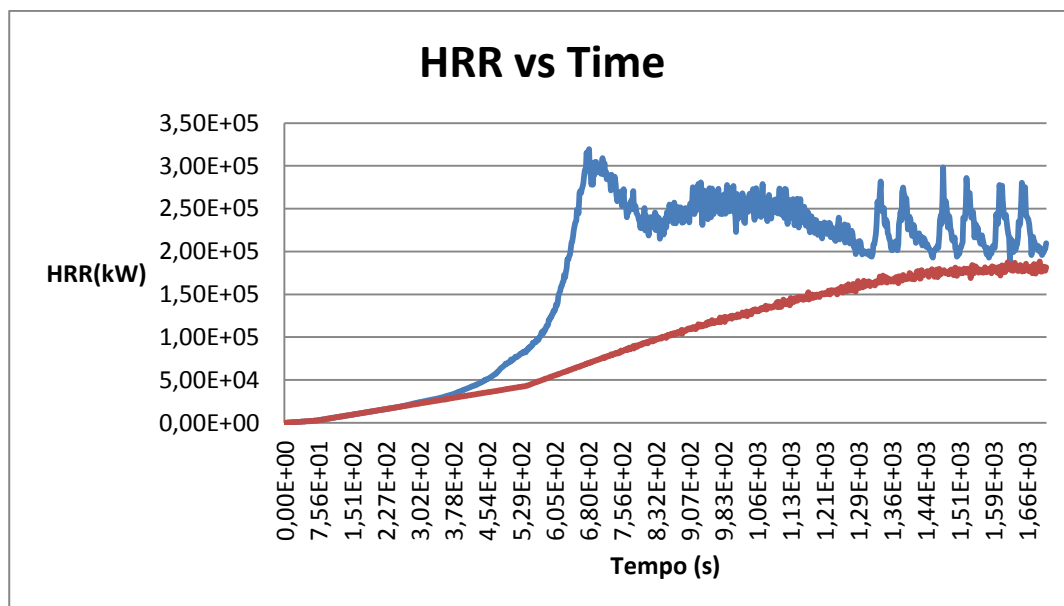
Fatto ciò ora, nei modelli 2-3 assegniamo a ogni cella un rilascio termico definito da $\overline{HRRPUA}(t)$ dell'esperimento. Quando localmente sarà raggiunta la T_{ign} , in quel punto partirà un rilascio termico definito da questa legge temporale $\overline{HRRPUA}(t)$.

Ribadiamo che il modello B) è semplicemente un modo per poter simulare la pirolisi e la combustione in auto; la pirolisi avviene sempre; solo che a basse temperature è latente. Raggiunta una certa T limite, essa inizia ad avvenire con una certa velocità (cap 2). Del fuel è emesso alla superficie (cap 2) e un certo rilascio termico, in seguito alla combustione, in termini di HRRPUA viene emesso dalla cella. L'andamento continuo della curva nel nostro modello è approssimato a un gradino, la cui discontinuità è proprio in corrispondenza della T_{ign} . Superata tale temperatura, inizia l'emissione termica con un dato HRRPUA(t), prima definito. In questo modo è possibile risolvere il problema che avevamo riscontrato nel modello A), cioè tener conto della dinamica dell'incendio e del fatto che possono esserci diverse zone del layer che prendono fuoco in istanti diversi, a seconda della loro differente esposizione ai flussi termici. Le zone più esposte nel modello, raggiungeranno per

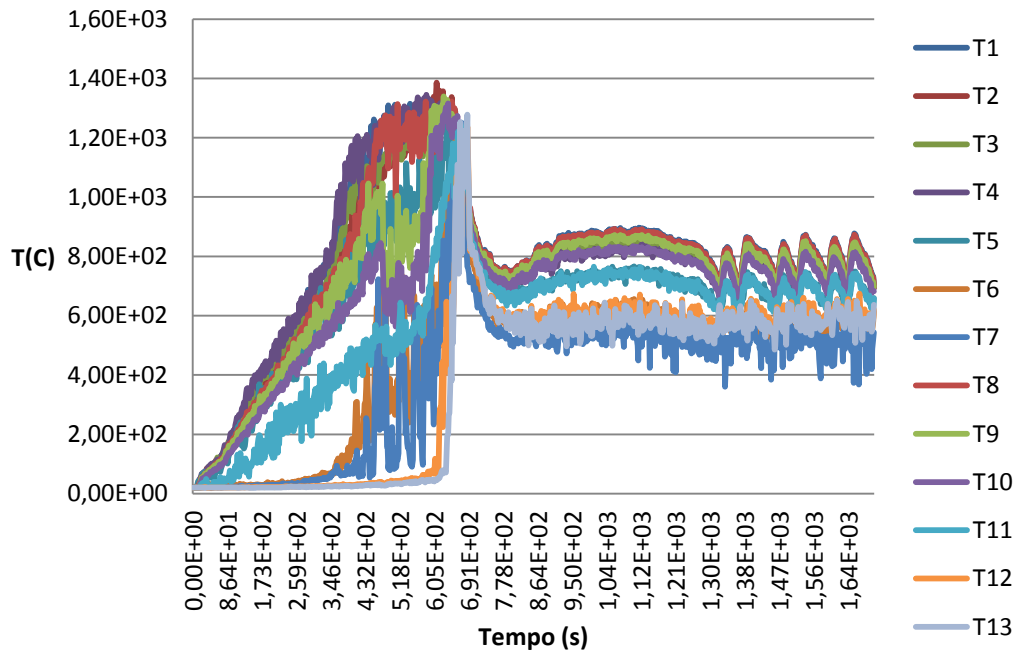
prime T_{ign} e dunque si accenderanno per prime rilasciando un HRR per unità d'area che è quello medio dell'esperimento col calorimetro. Il problema che ci poniamo è: chi ci assicura che l' HRR_{PUA} sia lo stesso dell'esperimento? Nella realtà infatti, il processo è guidato localmente dal flusso di calore che arriva sulla singola cella. Se ad esempio nel caso dell'incendio in galleria, sull' i -esima cella arrivasse un flusso più elevato rispetto al flusso termico che arriva sulla stessa cella nel caso dell'esperimento col calorimetro, la temperatura limite non solo verrebbe raggiunta prima (e fin qui non ci sarebbero problemi: il modello b) riprodurrebbe bene il fenomeno facendo accendere la cella più celermente), ma l'andamento delle temperature nel solido sarebbe diverso, probabilmente più ripido in ogni istante di tempo. Questo porterebbe in ogni istante di tempo ad avere una velocità di pirolisi più elevata rispetto all'esperimento e perciò una portata massica di fuel istantanea più elevata con una produzione di $HRR_{PUA}(t)$ differente rispetto al caso dell'esperimento. E tale situazione potrebbe ripetersi per tutte le N celle del solido in maniera diversa a seconda dei diversi flussi che arrivano localmente. Perciò nella realtà $HRR_{PUA} = HRR_{PUA}(X, Y, Z, t)$ e potrebbe essere molto diverso dall' $\overline{HRR_{PUA}}(t)$ inserito in output nella simulazione. In conclusione, se supponiamo che la T_{ign} sia una buona approssimazione della temperatura limite, possiamo affermare che un eventuale errore tra il modello b) e la realtà (trascurando le approssimazioni introdotte col modello termico di auto) dipende solo dalla differenza tra l' HRR_{PUA} medio assegnato nel modello e l' $HRR_{PUA}(x,y,z,t)$ della i -esima cella nella realtà. Tale differenza dipende a sua volta da quanto diverse sono le curve $Q(x,y,z,t)$ di flusso termico che arrivano sulla i -esima cella rispetto al flusso medio $Q(t)$ dell'esperimento (che per semplicità abbiamo supposto essere mediamente lo stesso per tutte le celle); e quest'ultima differenza a sua volta dipende dalle condizioni al contorno, in particolar modo dal luogo in cui si svolge l'incendio e dai possibili inneschi presenti. Per appurare la bontà del modello bisognerebbe confrontare i risultati ottenuti in output con dei dati sperimentali, che però molto difficilmente sarà possibile ottenere. Ecco perché tali simulazioni CFD hanno lo scopo di dare delle indicazioni di massima su incendi di questo tipo.

Per le simulazioni 2) e 3) abbiamo perciò implementato il modello b);

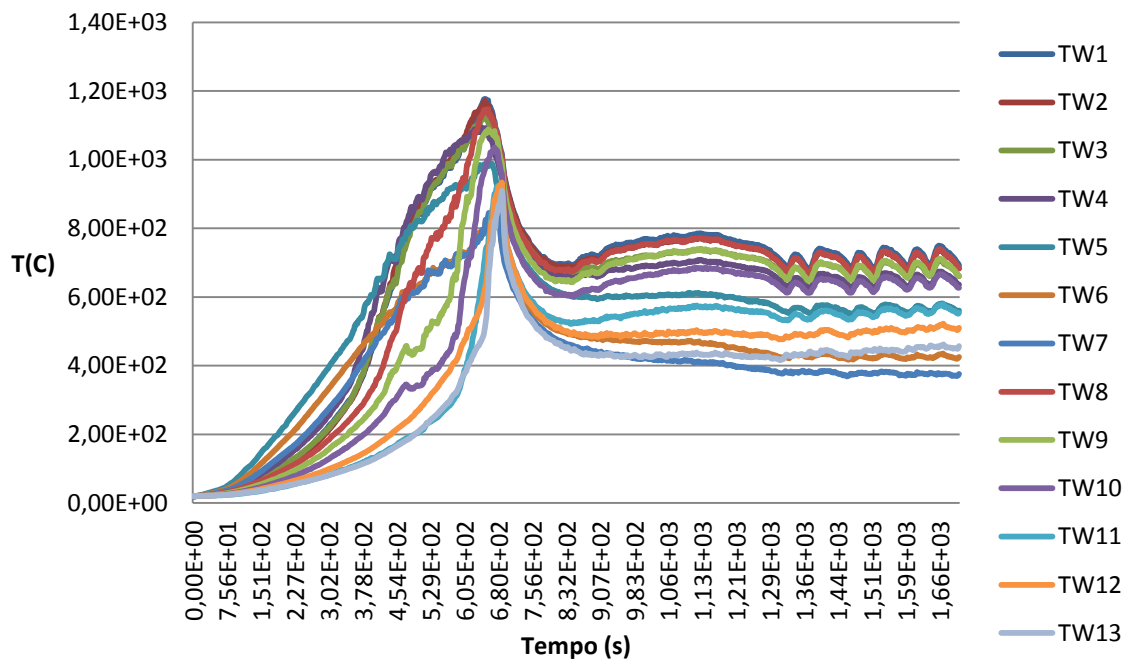
Riportiamo i risultati del modello 2:



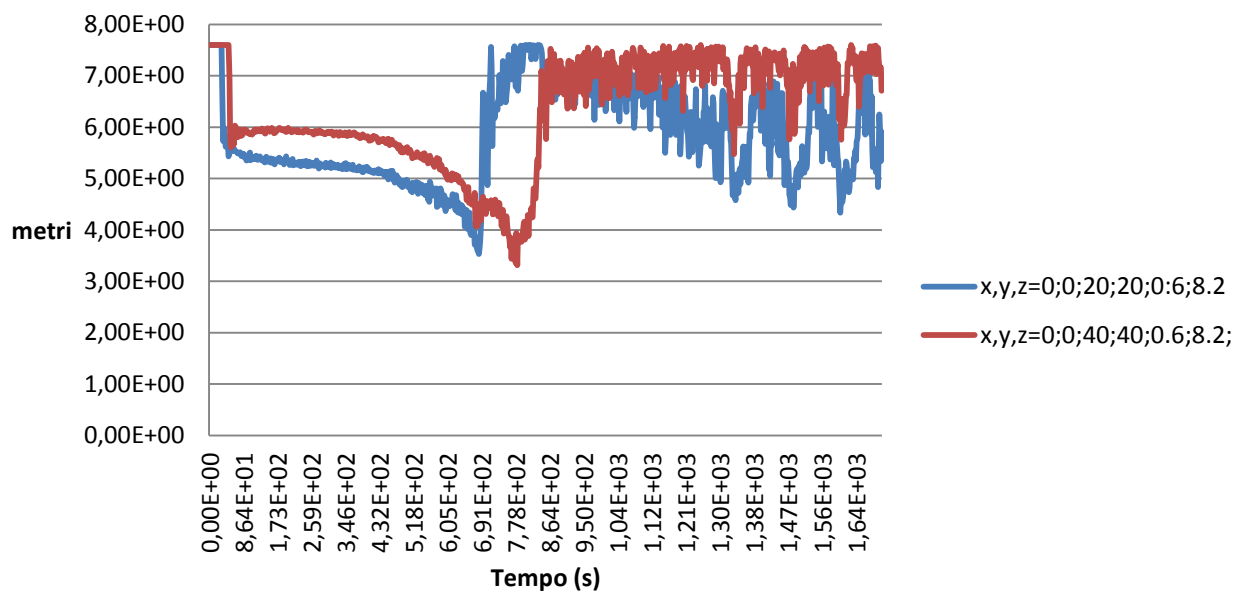
Tempeprature del gas



Temperature delle pareti



Altezza dei fumi rispetto allo zero del dominio



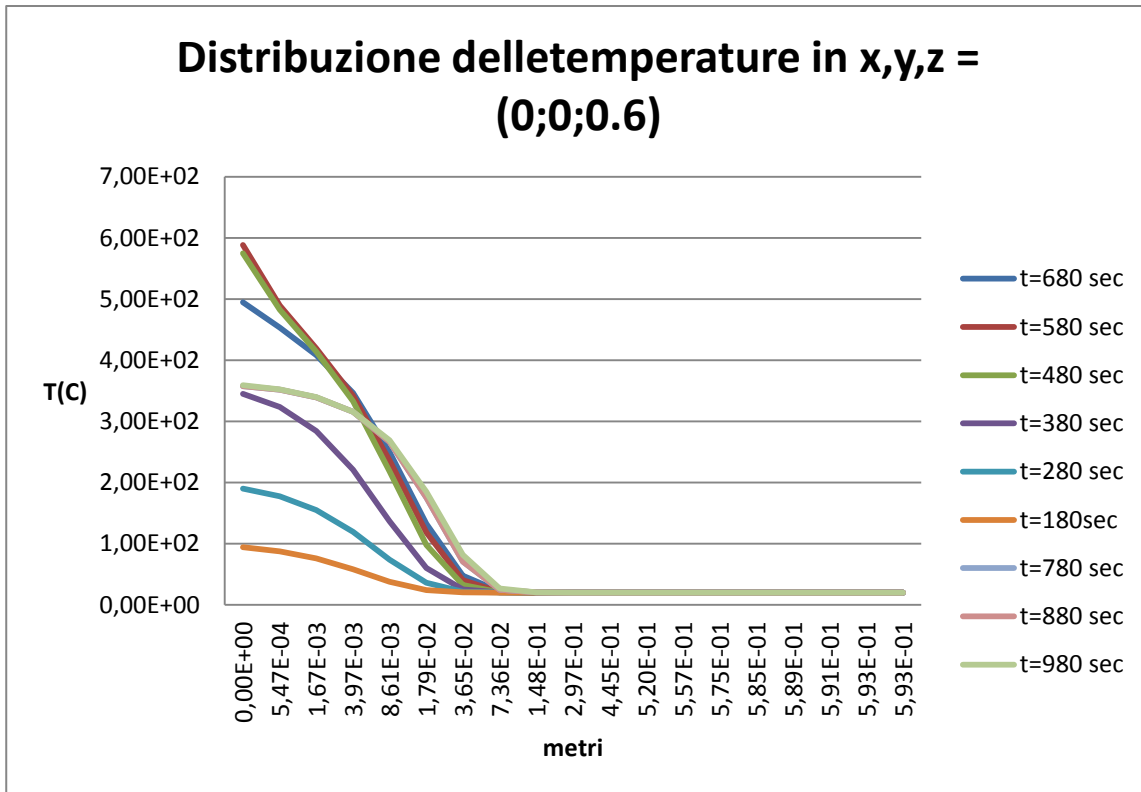


Fig 10: grafici di HRR, temperature del gas e temperature delle pareti, altezza dei fumi e distribuzione delle temperature per la simulazione 2

Ci sono delle osservazioni da fare prima di proseguire; la dinamica dell'incendio nella simulazione è stata decisamente singolare: l'asfalto si è incendiato dopo circa 7 minuti, generando un'ondata di fiamme che ha investito le auto in direzione x. Quando le fiamme hanno raggiunto le pareti della galleria, si è anche registrato il picco di HRR, dell'ordine di 300 MW. La potenza di fuoco generata in tali condizioni è stata così notevole da consumare praticamente tutto l'ossigeno nelle vicinanze dell'autocisterna. In questa regione centrale della galleria dunque, l'incendio si è spento praticamente per soffocamento. Tuttavia l'asfalto era ancora in fiamme; e dunque due ondate di fiamme hanno cominciato a propagarsi lungo l'asse longitudinale della galleria in direzioni opposte fra di loro, in cerca di ossigeno. A mano a mano che tali ondate avanzavano lungo la direzione y, consumavano tutto l'ossigeno disponibile. Alla fine le due ondate hanno raggiunto i due portali della galleria. Essendo in queste due zone l'ossigeno sempre disponibile, hanno potuto continuare a bruciare senza soppressione. Questo comportamento si evince anche dai grafici della temperatura dei gas, delle pareti e della distribuzione della temperatura, che sono stati ricavati per zone molto vicine all'autocisterna. Come si nota le temperature diminuiscono di molto dopo il picco iniziale (per il gas a 1400 °C e per le pareti a 1200 °C) poiché in quelle regioni l'incendio si spegne per mancanza di ossigeno e successivamente si stabilizzano a un valore più o meno stazionario, tra gli 800 °C e i 400 °C poiché, anche se l'incendio localmente è spento, continuano ad arrivare verso il centro della galleria, dove sono posizionate le termocoppie, i fumi della combustione generati dall'asfalto in fiamme in corrispondenza dei due portali. Interessante poi il grafico delle distribuzioni della temperatura nel punto (0,0,0.6), praticamente vicinissimo all'autocisterna. Come si osserva da t=180 sec a t=580 secondi la curva si fa sempre più ripida; a partire dai 680 secondi in poi invece le curve di distribuzione della temperatura si abbassano notevolmente, a testimonianza del fatto che localmente l'incendio si è spento e che nel punto in questione l'asfalto si sta raffreddando.

Riportiamo qualche immagine da Smokewiev:

Smokeview 5.6 - Oct 29 2010



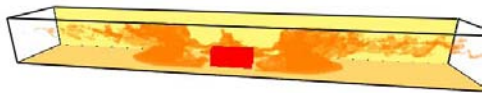
Frame: 361
Time: 649.8

Smokeview 5.6 - Oct 29 2010



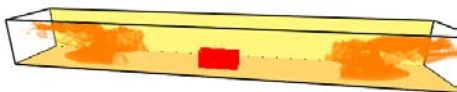
Frame: 367
Time: 660.6

Smokeview 5.6 - Oct 29 2010



Frame: 381
Time: 685.8

Smokeview 5.6 - Oct 29 2010



Frame: 407
Time: 732.6

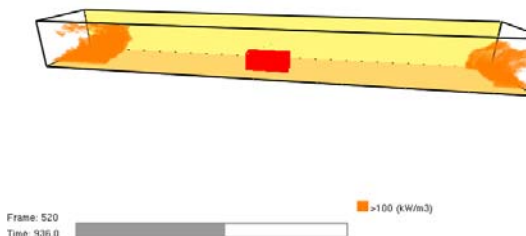
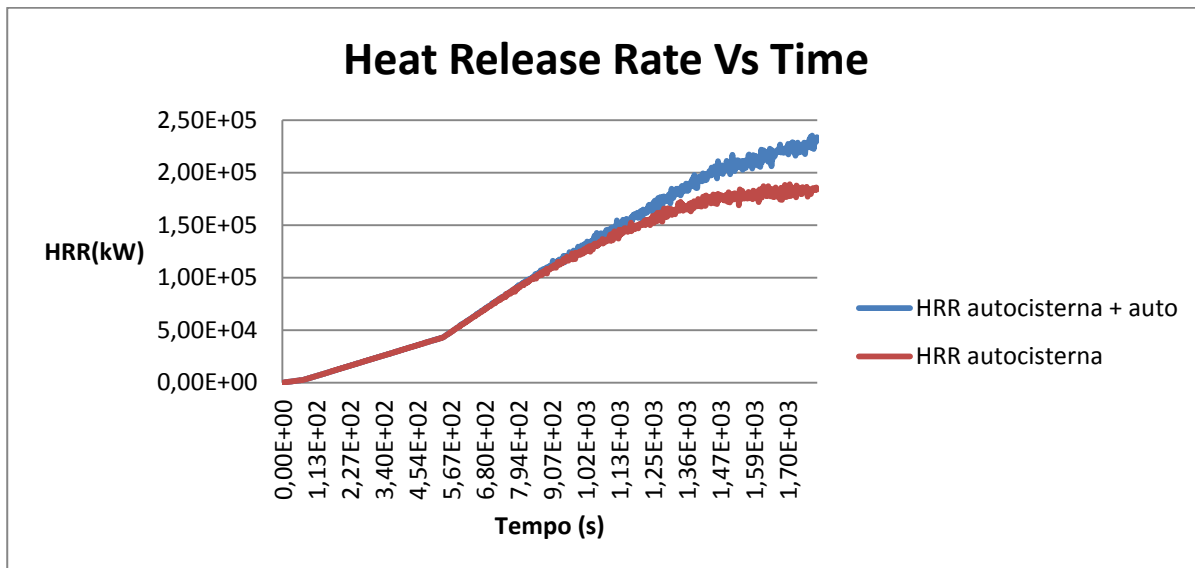


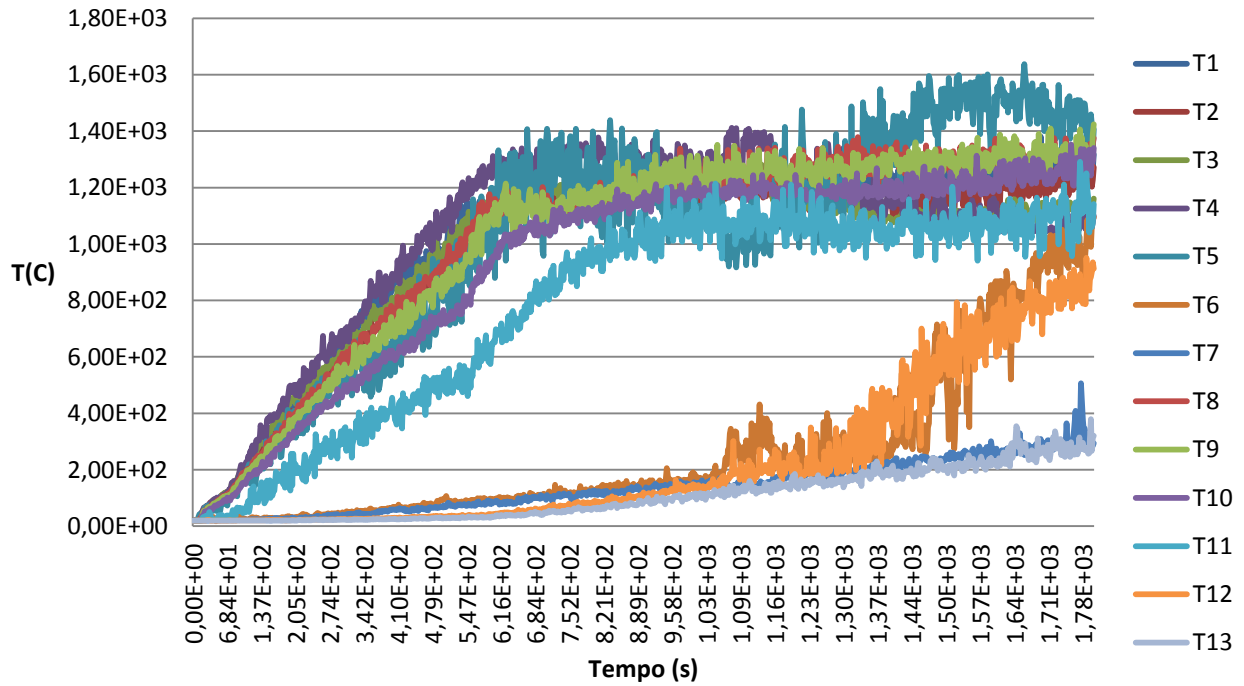
Fig 11: immagini da Smokeview per la simulazione 2

Ultima considerazione da fare sull'HRR. Come si può notare, a partire dal secondo $t=1300$, nella curva di HRR compaiono delle strane oscillazioni sinusoidali, che si ripercuotono poi anche sulle temperature del gas e sulle temperature delle pareti. Questo andamento potrebbe essere indice di un'instabilità numerica o potrebbe essere dovuta a un qualche fenomeno fisico come ad esempio perturbazioni o turbolenze generate dal nero-fumo sui due muri di fiamme in corrispondenza dei due portali d'ingresso. Per approfondire la questione sarebbe però necessaria un'analisi di sensibilità alla mesh, che però con gli strumenti in nostro possesso non è stato possibile fare.

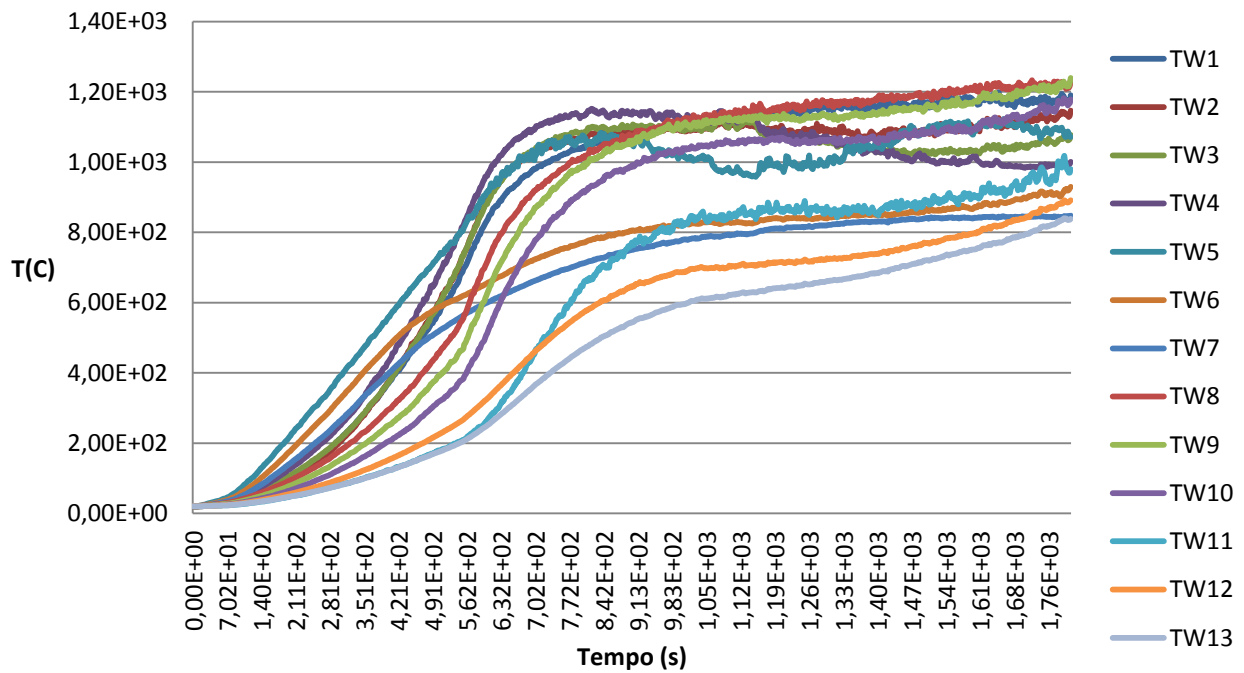
Passiamo ora ad esaminare il modello 3): nel modello 2, purtroppo, a causa della velocità con cui si sviluppa l'incendio, non c'è stata la possibilità di verificare l'attendibilità del modello termico di auto che abbiamo costruito sintetizzando il materiale equivalente. L'HRR raggiungeva valori così elevati in così poco breve tempo, da bruciare tutto l'ossigeno e spegnere di fatto localmente, nella zona delle auto l'incendio, prima ancora che queste potessero raggiungere la Ignition Temperature. Di conseguenza nel modello 3), abbiamo sostituito l'asfalto in conglomerato bituminoso con un asfalto in calcestruzzo, usato molto nei Paesi del nord e ignifugo, sebbene molto costoso. Riportiamo i grafici della simulazione:



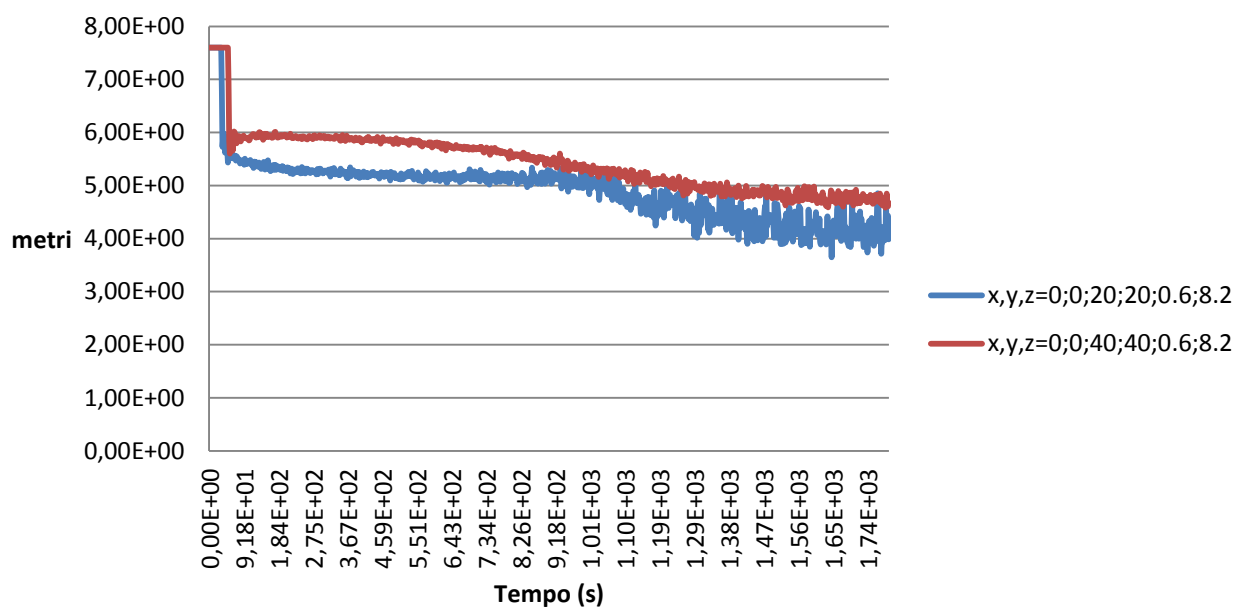
Temperature del gas



Temperature delle pareti



Altezza dei fumi rispetto allo zero del dominio



Distribuzione delle temperature in x,y,z=0;0;0.6

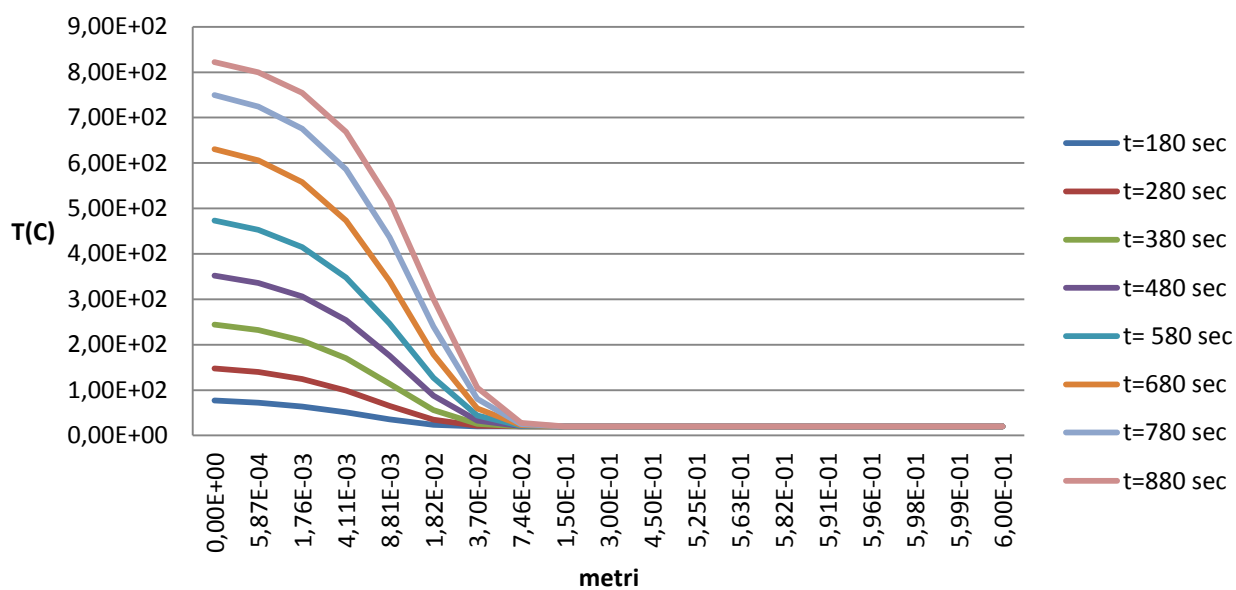
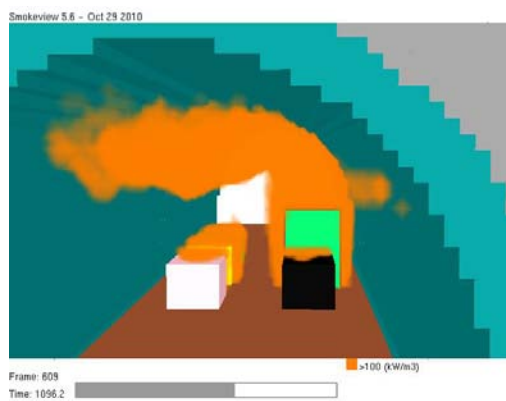
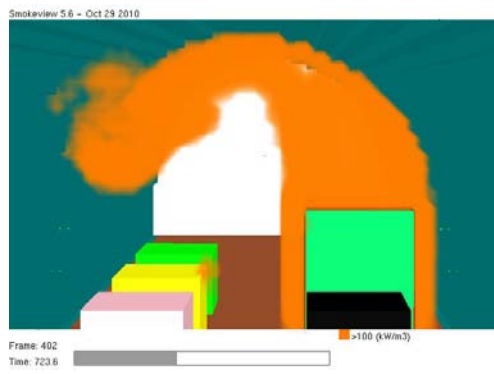
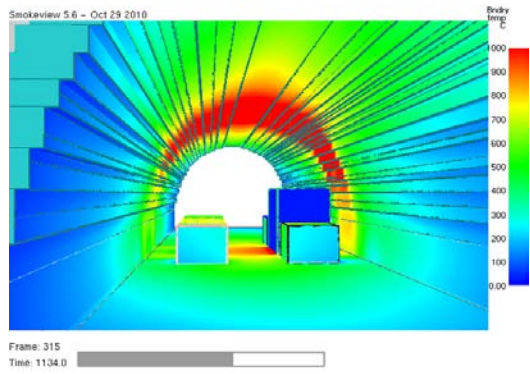


Fig 12: grafici di HRR, temperature del gas e temperature delle pareti e altezza dei fumi e distribuzione delle temperature per la simulazione 3

Riportiamo anche qualche immagine della simulazione da Smokeview:



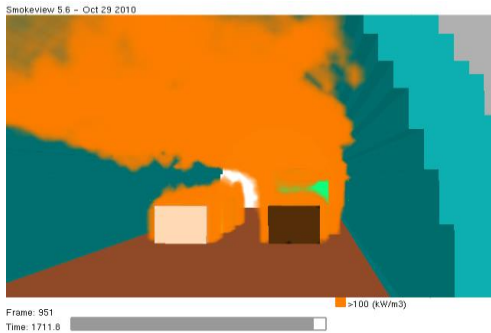


Fig 13: immagini tratte da Smokeview per la simulazione 3

Come si può osservare, la prima auto a prendere fuoco, è quella gialla: la prima fiammata compare a circa 723 secondi. In seguito, a causa dell'irraggiamento dei fumi, si incendiano anche le altre quattro auto quasi simultaneamente al secondo 1096. Ovviamente l'HRR in questa circostanza è più elevato rispetto al caso dell'autocisterna singola, raggiungendo quasi i 230 MW. Le temperature del gas raggiungono picchi di 1600 °C mentre per le pareti della galleria arriviamo a 1400 °C. L'altezza minima dei fumi arriva a circa 3 metri e 4 metri sopra l'asfalto rispettivamente a una distanza di 20 metri e 40 metri dal centro galleria. Molto più regolare invece rispetto alla simulazione 2 la distribuzione delle temperature nel punto (0;0;0.6) accanto all'autocisterna: col passare dei secondi infatti la curva della distribuzione delle temperature diventa più ripida, come ci si aspetterebbe.

Chiaramente per validare il modellino termico di auto che abbiamo preso in considerazione, servirebbero dei test sperimentali in galleria in grado di riprodurre lo stesso scenario d'incendio: un'autocisterna con cinque auto nelle vicinanze. Realizzare test di questo tipo è però proibitivo.

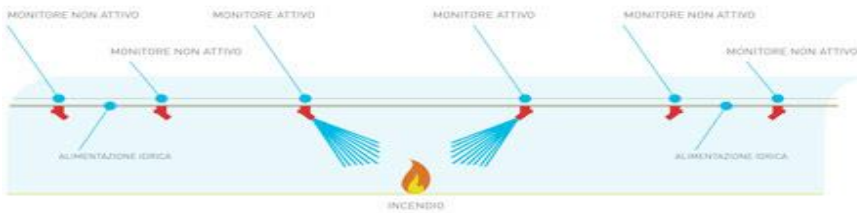
4.4 SIMULAZIONI DI SPEGNIMENTO

Passiamo adesso a esaminare il caso dello spegnimento. Il problema dello spegnimento in galleria è sicuramente molto difficile da affrontare a causa dell'ambiente in cui esso viene ad essere realizzato. In molte gallerie, di piccole dimensioni, sono usati sistemi di sprinkler per contenere quanto meno l'incendio ed evitare che esso raggiunga dimensioni catastrofiche. In genere la procedura di spegnimento, sia essa realizzata con idranti o con sprinkler, deve iniziare prima della fase di flashover. E' stato infatti possibile osservare sperimentalmente, che diventa quasi impossibile spegnere completamente un incendio quando esso sta per raggiungere la sua piena maturità: in questi casi la strategia adottata dai vigili del fuoco è quella di non gettare acqua sulla sorgente dell'incendio ma sulle strutture in maniera tale da raffreddarle ed evitare il collasso dell'intera galleria. Incendi che coinvolgono autocisterne, auto e altri veicoli, in presenza di asfalto infiammabile, in genere si estinguono da soli dopo un certo lasso di tempo per esaurimento di ossigeno.

4.4.1 SISTEMA DI SPEGNIMENTO

Nel corso del nostro lavoro, abbiamo comunque cercato di trovare una metodologia per estinguere le fiamme. Visto che gli sprinkler montati sulla volta e gli idranti forniscono risultati abbastanza limitati, è stata studiata da Caccialanza una soluzione alternativa, che prevede l'uso di Monitori: si tratta essenzialmente di idranti potenziati, montati su una monorotaia sulla volta della galleria. E' possibile considerare due soluzioni da un punto di vista ingegneristico: i Monitori possono essere distribuiti sulla volta oppure più semplicemente possono essere montati con un carrello su una monorotaia aerea, ed essere mobili;

SOLUZIONE 1: MONITORI DISTRIBUITI



SOLUZIONE 2: CON MONITORI CON CARRELLO SU MONOROTAIA AEREA

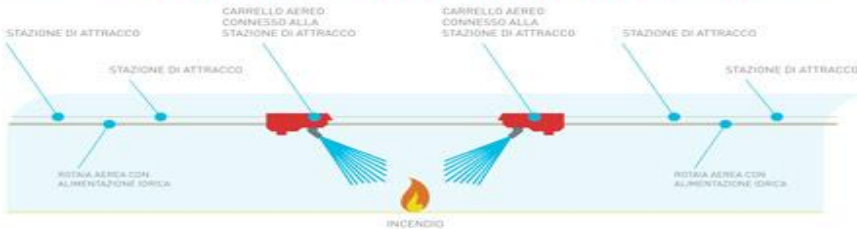


Fig 14: schematizzazione dei Monitori usati da Caccialanza

Nel primo caso, come si osserva dalla figura, i monitori prelevano il liquido di spegnimento direttamente da una condotta idrica montata sulla volta. Essi sono comunque fissi, sebbene orientabili.

Nel secondo caso invece i monitori sono mobili e sono in grado di muoversi tramite un carrellino su una monorotaia. Esiste chiaramente una distanza massima che essi possono percorrere, che corrisponde alla distanza tra le due stazioni di attracco immediatamente adiacenti pari a circa 42 metri. In ogni caso in questa soluzione, i Monitori sono in grado di spostarsi e coprire praticamente tutta la galleria.

Le stazioni provvedono primariamente a fornire la alimentazione idroschioma a ciascun carrello e permettono anche la alimentazione elettrica da rete degli stessi durante il loro stazionamento. In aggiunta a questa struttura fissa, possono essere previsti anche quadri a parete con un passo tipico di 250 metri per l'eventuale collegamento di sistemi di detenzione di incendio con cavo termosensibile o sensori di fiamma e di visualizzazione con telecamere di monitoraggio sia a luce visibile che a infrarosso orientate nelle due opposte direzioni lungo l'asse della galleria. I due monitori idroschioma sono la struttura più rilevante a bordo del carrello, sul quale sono presenti i sensori di fiamma a temperatura per il puntamento oltre che due telecamere, ciascuna con possibilità di funzionamento sia con luce visibile che a infrarosso, e gli eventuali sensori di gas infiammabili (a protezione del rischio di esplosioni) e di gas tossici (a protezione del rischio di asfissia). Il monitor è anche equipaggiato con una valvola di intercettazione, telecomandata come tutte le sue altre funzioni, per permettere di effettuare anche interventi mirati e intermittenti. I monitori sono previsti per una portata idroschioma di 1.000 lt./min. ognuno, largamente superiore quindi alla portata di spegnimento specifica dei mezzi sia fissi che mobili normalmente in dotazione per lo spegnimento di incendi in galleria. La quantità complessiva di acqua necessaria al funzionamento del sistema resta peraltro paragonabile a quella di altri sistemi fissi per la protezione delle gallerie, perché in questo sistema tutta la portata di spegnimento disponibile viene concentrata nel punto in cui necessita e non viene dispersa in un tratto più o meno lungo di galleria.



Fig 15: immagine di un Monitor adottato da Caccialanza

Il dimensionamento del sistema automatico di spegnimento incendi in galleria con monitori elettrici telecomandati è studiato per garantire un tempo complessivo tra l'insorgere dell'incendio e l'inizio dello spegnimento automatico inferiore ai 4 minuti. Un tempo inferiore ai due minuti è assegnato alla procedura di sicura discriminazione e validazione della presenza di incendio. Per la sola versione con monitori telecomandati mobili su carrello aereo, un tempo di circa 1 minuto è riservato poi alle unità mobili per percorrere lo spazio necessario e raggiungere, rendendosi automaticamente operative, il più vicino punto di aggancio alla tubazione di alimentazione. La velocità di crociera delle unità mobili è ≥ 10 metri al secondo. In un tempo inferiore al minuto vengono infine effettuate le operazioni di messa in funzione e di posizionamento dei monitori e viene dato il via allo spegnimento. Con l'intervento manuale, la velocità di attivazione del sistema può essere ulteriormente incrementata.

Scopo delle nostre simulazioni è stato di riprodurre lo spegnimento dell'incendio con tali Monitori. Purtroppo FDS non consente di simulare lance o idranti in galleria bensì solo sprinkler o spruzzatori. Di conseguenza i nostri sforzi si sono concentrati nel ricreare il getto del singolo Monitore con 6 spruzzatori posti sulla volta della galleria. Poiché il getto d'acqua del Monitore è di circa 1000 l/min ed essi iniziano ad agire al massimo dopo 240 secondi dal rilevamento dell'incendio, i 6 spruzzatori posti sulla volta emettono una portata di 189 l/min con un setpoint di 240 secondi. La pressione del getto, come indicato da Caccialanza è stata fissata a 8 bar; l'offset (cioè la distanza del getto dal generico spruzzatore, a partire dal quale il getto stesso si può considerare come costituito da particelle indipendenti) è stato posto inizialmente a 17 metri, ma nel corso delle altre simulazioni è stato fatto variare. Questo perché, lo ribadiamo, non stiamo simulando il getto di una lancia, ma stiamo semplicemente cercando di far arrivare acqua sul nostro oggetto nella portata volumetrica e nella pressione stabilite da Caccialanza. Sapendo che per spruzzatori e sprinkler, la portata volumetrica è legata alla pressione operativa dalla seguente relazione

$$\dot{Q} = K \sqrt{P} \quad (4.5)$$

il K_factor è stato posto uguale a $59 \text{ min}^{-1} \text{ bar}^{0.5}$.

Con questi dati la portata del singolo spruzzatore è circa 166 l/min. Nel complesso, sommando le portate dei singoli nozzles, entrambe le coppie di 6 spruzzatori erogano una portata di circa 1000 l/min.

Infine per quanto riguarda le caratteristiche geometriche del getto, abbiamo imposto che ciascuno spruzzatore emettesse il suo getto con una differenza di latitudine da 89 a 90 gradi e con una longitudine da 89 a 90 gradi per i primi 6 e da 269 a 270 gradi per gli altri. In questo modo l'apertura del getto risultante è stata di circa qualche grado per latitudine e longitudine.

Il diametro delle particelle d'acqua è stato posto uguale a $750 \mu\text{m}$.

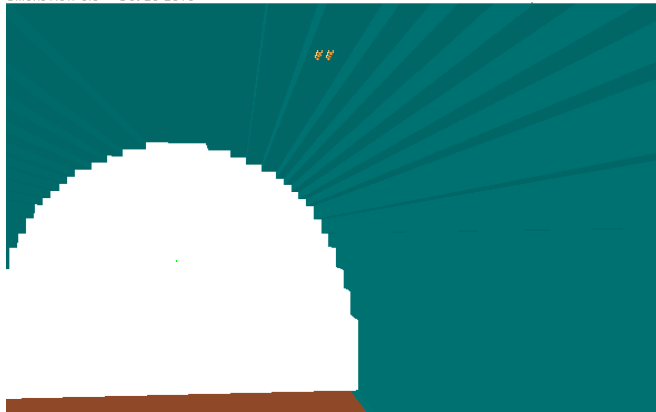
I Monitori presenti nell'incendio sono due, e inizialmente, trovandosi sulle stazioni di ancoraggio, sono a una distanza di 42 metri fra di loro. Dunque due coppie di 6 spruzzatori a 42 metri di distanza, sono state posizionate sulla volta durante la simulazione.

Riportiamo nel seguito le righe di codice associate al sistema di spegnimento:

```
&PART ID='water drops', WATER=.TRUE.,COLOR='BLUE',
QUANTITIES(1:3)='DROPLET_DIAMETER','DROPLET_TEMPERATURE','DROPLET_AGE',
DIAMETER=750., SAMPLING_FACTOR=1 /
```

```
&PROP ID='K-11', OFFSET=17,
PART_ID='water drops', OPERATING_PRESSURE=8,K_FACTOR=59, SMOKEVIEW_ID='sprinkler_upright'
,DROPLET_VELOCITY=10, SPRAY_PATTERN_TABLE='TABLE1'/
&TABL ID='TABLE1', TABLE_DATA=89,90, 89,90, 10,1/
```

```
&PROP ID='K-12', OFFSET=17,
PART_ID='water drops', OPERATING_PRESSURE=8,K_FACTOR=59 ,DROPLET_VELOCITY=10,
SMOKEVIEW_ID='sprinkler_upright', SPRAY_PATTERN_TABLE='TABLE2'/
&TABL ID='TABLE2', TABLE_DATA=89,90, 269,270, 10,1/
```



Frame: 211

Time: 379.8

Fig 16: rappresentazione del sistema di spruzzatori per l'implementazione in FDS del sistema di spegnimento

Nella figura 16 abbiamo riportato una delle due coppie di spruzzatori.

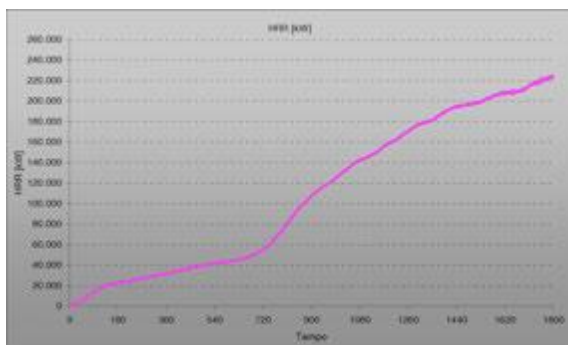
Chiaramente si tratta di un'approssimazione poiché il getto generato da una lancia non avrà mai le stesse caratteristiche del getto complessivo generato da sei spruzzatori. Il software però non consente di fare meglio.

Una volta costruito il sistema di spegnimento, il problema primario è come spegnere l'incendio. Abbiamo perciò condotto tre simulazioni:

SIMULAZIONE 4	Spegnimento autocisterna con HRR prefissato tramite E_COEFFICIENT
SIMULAZIONE 5	Free burning del carico di un HGV
SIMULAZIONE 6	Spegnimento del carico di un HGV tramite reazione chimica con Water Mist
SIMULAZIONE 7	Spegnimento del carico di un HGV tramite reazione chimica con acqua

4.4.2 SIMULAZIONE 4

Il punto di partenza è rappresentato dalle tre simulazioni di free burning prima condotte; la nostra autocisterna o HGV, è stata pensata come un parallelepipedo con tre VENT posizionate sulle superfici laterali in modo da garantire un rilascio termico prestabilito. Tuttavia con questa strategia, non è possibile simulare lo spegnimento facendo arrivare acqua sulle VENT (cap 2). Per spegnere diventa necessario introdurre nel codice una costante nota come E_COEFFICIENT. Tale coefficiente deve essere ricavato da dati sperimentali e a una prima analisi dalla letteratura, dipende esclusivamente dalle proprietà chimico fisiche del corpo sul quale viene fatta arrivare acqua. Sfruttando queste informazioni preliminari, abbiamo perciò cercato in letteratura una curva di free burning di un HGV con associata curva di spegnimento. La soluzione anche in questo caso ci è stata offerta da Caccialanza, che ha effettuato delle simulazioni di free burning e di suppression adoperando proprio i monitori. Le due curve ottenute da Caccialanza sono le seguenti:



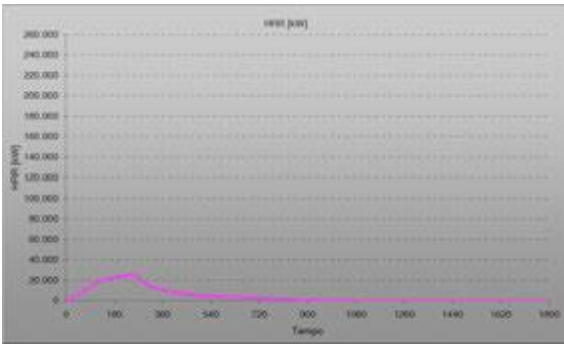


Fig 17: grafici di HRR durante il free burning e lo spegnimento con Monitori dell'incendio causato da un HGV in galleria secondo il modello di Caccialanza

Come si può osservare, lo spegnimento inizia al secondo 240 e si completa praticamente al secondo 900. Con tali dati sperimentali, abbiamo perciò condotto numerosissime simulazioni assegnando alle VENT dell'HGV differenti E_COEFFICIENT, in modo da riprodurre esattamente la curva esponenziale decrescente di Caccialanza. Partendo infatti dall'assunzione che l'E_COEFFICIENT dipende solo dal materiale che si spegne, trovato il valore del coefficiente che consente di riprodurre esattamente la curva di Caccialanza, e pensando in prima approssimazione che tutti gli HGV siano costituiti dallo stesso unico materiale (e questa è chiaramente un'approssimazione importante), tale coefficiente si sarebbe potuto riutilizzare per spegnere altri HGV con diverse curve di HRR e con diversi sistemi di spegnimento (anche con Sprinkler o idranti), anche in ambienti diversi da quello della galleria. Alla fine dopo innumerevoli tentativi, abbiamo constatato che il coefficiente minimo col quale si ricava uno spegnimento completo del veicolo è $E_COEFFICIENT=0.4$. Riportiamo in seguito i grafici della simulazione 4:

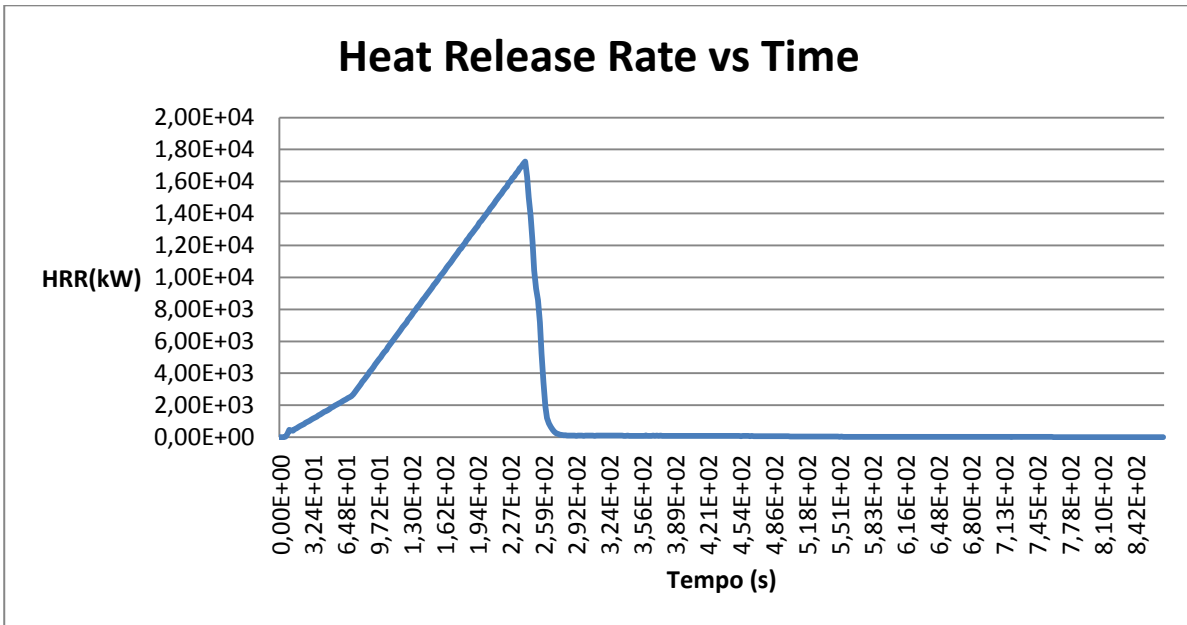


Fig 18: grafici di HRR della simulazione 4

Riportiamo anche qualche immagine da Smokewiev:

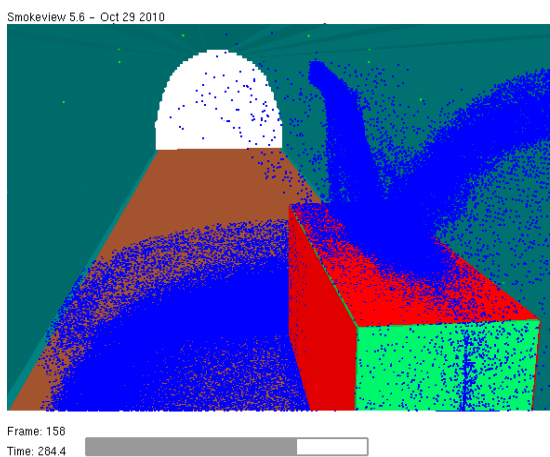
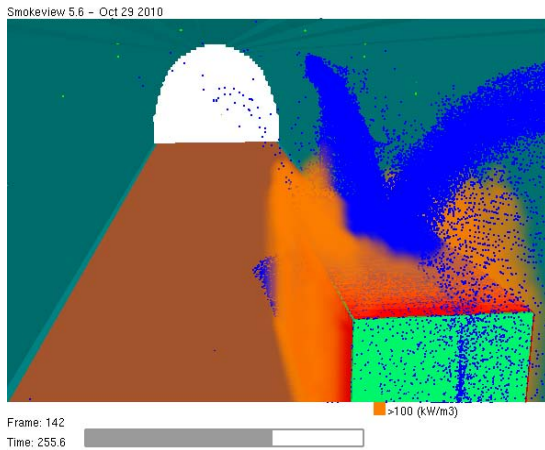


Fig 19: immagini tratte da Smokeview della simulazione 4

Come si nota tuttavia dalla curva di HRR, le differenze con la curva di suppression di Caccialanza sono notevoli. Aumentando il valore di E la curva di HRR decresce con maggiore celerità; diminuendo il suo valore invece l'HGV non si spegne. Le differenze tra la nostra curva di spegnimento e quella di Caccialanza sono imputabili a diversi fattori tra cui le dimensioni del nostro HGV, sicuramente diverse da quelle di Caccialanza peraltro non note e la geometria dei getti, ricreati nella nostra simulazione con degli spruzzatori; c'è anche da dire che Caccialanza ha probabilmente condotto la simulazione di spegnimento senza E_COEFFICIENT ma simulando direttamente la reazione chimica. In queste condizioni tutto il nostro ragionamento perde significato e diventa perciò necessario cercare un'altra strada per simulare lo spegnimento.

Una possibile strada da seguire, è la seguente: Vaari et al. (Vaari et al.,2012) hanno implementato in FDS un modello di spegnimento basato sull'E_COEFFICIENT partendo dalla conoscenza del carico di un HGV. Come già visto nel capitolo 3, in uno degli esperimenti condotti in galleria, per la precisione a Runheamar, il carico di un HGV è stato riprodotto adoperando dei wooden pallets e dei plastic pallets. In particolare l'82 % del carico era in cellulosa e il rimanente 18% in polietilene. Ora, in passato sono stati condotti da Arvidson e Lonemark (Arvidson & Lonemark, 2008) degli esperimenti di free burning e di spegnimento tramite sprinkler su mucchi di wooden pallets e di plastic pallets. Le due curve di HRR per questi due materiali sono quindi state misurate mediante l'uso di un calorimetro. Note le due curve, Vaari et al. hanno innanzitutto costruito un modello di pallet in FDS, che potesse ben riprodurre lo spread delle fiamme e l'HRR del singolo pallet. Tale modello è stato costruito tramite delle ostruzioni poste ad una certa distanza tra di loro con un passo di 0.1 metri come indicato nella figura:

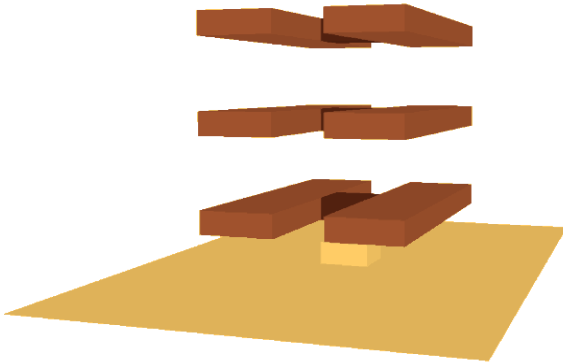


Fig. 20: modello di Pallet in FDS adottato da Vaari et al.

Successivamente a queste superfici è stato assegnato un rilascio termico prestabilito, in modo da riprodurre la curva di HRR di free burning di un wooden pallet e di un plastic pallet.

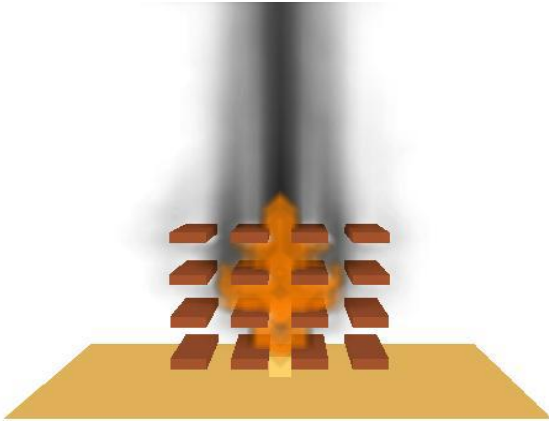


Fig. 21: free burning dei pallet impiegati da Vaari et al.

Una volta fatto ciò, i due autori hanno riprodotto in FDS il set up sperimentale di Arvidson e Lonemark cercando di tarare l'E_COEFFICIENT che consentisse di ottenere la curva di spegnimento sperimentale del pallet. Tuttavia anche in questo caso i risultati non sono stati molto coerenti con la realtà; Arvi et al. alla fine hanno scelto un coefficiente col che consentisse di avvicinarsi il più possibile alla curva di suppression ottenendo però un risultato decisamente diverso da quello sperimentale. Ciononostante, tarato il coefficiente, i due autori hanno riprodotto in galleria il carico di un HGV secondo l'esperienza di Runheamar e hanno cercato di effettuare lo spegnimento per mezzo di alcuni sprinkler posti sulla volta della galleria riproducendo i test della galleria di San Pedro de Anes. La pila di pallets aveva un innesco di 200 kW in grado di far crescere la temperatura del legno e della plastica fino alla temperatura di Ignition, raggiunta la quale partiva il rilascio termico prestabilito per unità d'area, in maniera simile al nostro modello 3. Ogni superficie aveva un E_COEFFICIENT tarato precedentemente. In questo modo gli autori sono riusciti a riprodurre con successo la curva di free burning di Runheamar e San Pedro des Anes e a limitare poi con quel sistema di spegnimento quest'ultimo incendio.

Questa strategia potrebbe essere presa in considerazione a patto di usare un modello di pallet un po' più accurato e a patto di adoperare un modello con un passo di 0.1 metri che nel nostro caso è però impossibile. Resta poi il problema della validità dell'E_COEFFICIENT da tarare sulla base dei dati sperimentali offerti dai report di Arvidson e Lonemark. Per comprendere comunque meglio la questione, è giusto interrogarsi sul significato fisico di questo coefficiente.

4.4.3 INTERPRETAZIONE FISICA DEL COEFFICIENTE E

Per trovare un significato fisico al coefficiente E, possiamo far riferimento al lavoro di Yu (Yu et al., 1994) in cui sono stati condotti numerosi esperimenti su larga scala relativi all'estinzione di incendi su combustibili di dimensioni differenti. Il tutto è stato poi studiato usando un modello basato su un bilancio energetico. Fondamentalmente per due diverse categorie di materiali, si è studiata la curva di HRR in funzione del tempo in condizioni di free burning, dopo di che si è passati allo spegnimento, realizzato con un sistema di sprinkler con una determinata portata. Per legare fra di loro i risultati relativi allo spegnimento, Yu ha introdotto un parametro K noto coefficiente di estinzione. Esso è una funzione di diverse variabili: densità e calore specifico del combustibile, temperatura di accensione, area di burning, calore di pirolisi e quantità di acqua applicata.

I materiali utilizzati nei test sono due: la standard class 2 commodity e la Plastic commodity. Un carico della prima categoria consiste principalmente di cartoni a tre strati su dei wooden pallets. Il cartone più esterno misura 106cm x 106cm x 104 cm e il suo peso è di 19,5 Kg. Il wood pallet ha dimensioni 106 cm x 106 cm x 13,6 cm con un peso nominale di 23,4 Kg. Infine il rivestimento metallico misura 96cm x 96cm x 95cm con un peso di 22,2 Kg. In conclusione ciascun carico di pallet ha un peso totale di circa 87 Kg di cui il 74% è combustibile.

La seconda categoria di materiali (FMRC Plastic Commodity) invece comprende delle coppe di polistirene in contenitori di cartone corrugati. Otto di questi cartoni sono piazzati su un wood pallet. Ciascun cartone misura 53 cm x 53 cm x 50 cm e in esso ci sono 125 compartimenti arrangiati in una matrice 5x5x5. Una coppa di polistirene di 473 ml è piazzata in ciascun compartimento. Il peso di un cartone vuoto in totale è 2,7 Kg. Il wood pallet è identico a quello definito precedentemente per la prima categoria di materiali. Il peso totale di un pallet della Plastic standard commodity è in totale 74,6 Kg di cui il 40% è rappresentato dalle coppe di polistirene, il 29% da cartone e divisori, e il 31% da wooden pallets.

Per contenere i pallet delle due commodity è usata una rastrelliera d'acciaio a due righe; gli array di fuel testati consistono di 2 pallet in larghezza e due pallet in profondità. In altezza invece il carico di array va da 2 a 4 o da 2 a 5 pallet rispettivamente per la Commodity class 2 e per la Plastic standard commodity. Inoltre tra le superfici di ciascun array, in verticale, è mantenuta una distanza di 0.15-0.17 m.

L'APPLICATORE D'ACQUA consiste di 8 tubi d'acciaio paralleli con 8 spruzzatori su ciascun tubo, in modo da formare una matrice 8x8 di spruzzatori, ognuno di diametro 30 cm. Il range di portata emessi da ciascun spruzzatore va da 24 a 315 litri/min

L'innesco consiste di 4 rotoli di cellulosa di diametro 7.5 cm, incendiati con una torcia al propano.

Durante i test, gli array di combustibile sono stati piazzati sotto un collettore in modo da immagazzinare i gas emessi durante la combustione. Lo strumento usato è cioè un calorimetro con una capacità di 30 Kg/s. Per ciascun array di fuel è stato perciò misurato l'HRR. Qualitativamente, l'incendio inizia sempre nella parte bassa dell'array sviluppandosi poi in verticale. L'acqua viene applicata dall'alto, coprendo prima le superfici poste al vertice e cadendo poi rapidamente in cascata verso il basso. Ora, se la densità di acqua è sufficientemente elevata rispetto all'incendio considerato, l'area di burning diminuisce, l'HRR diminuisce e l'incendio eventualmente viene soppresso. Se la densità di acqua non è sufficiente, l'incendio può continuare a svilupparsi. Per avere un'idea quantitativa del problema possiamo provare a scrivere la seguente equazione di bilancio termico; in condizioni stazionarie, la frazione di HRR (kW) trasferita alla superficie del fuel sotto forma di energia termica, va in parte in: evaporazione dell'acqua emessa dagli sprinkler, innalzamento della temperatura del fuel fino alla temperatura in cui avviene il processo di pirolisi e in calore e in quantità di energia per unità di tempo necessaria a mandare in pirolisi il fuel. Ovviamente si suppone che l'innesco abbia già sviluppato un incendio e che sia il fuel stesso ad emanare potenza per innescare la pirolisi di altro fuel nelle vicinanze. Siamo cioè in condizioni stazionarie quando l'incendio è stato già appiccato. In formule:

$$\frac{d}{dt} (V_f \rho_f C (T_p - T_\infty)) + \dot{m}''_f Q_p A + \dot{m}''_e Q_w A = \beta \dot{m}''_f \Delta H_c A \quad (4.6)$$

In cui

V_f = volume di fuel

ρ_f = densità di fuel

C = calore specifico del fuel

T_p = temperatura media del layer di fuel che va in pirolisi;

T_∞ = temperatura iniziale del fuel;

\dot{m}''_f , =portata massica di fuel per unità d'area
 Q_p = calore di pirolisi
 A =area totale della superficie del fuel;
 \dot{m}''_e =portata massica di acqua che evapora per unità d'area
 Q_w =calore di evaporazione dell'acqua
 ΔH_c =calore di combustione del fuel
 β =frazione di HRR totale trasferito alla superficie del fuel

V_f lo possiamo esprimere come $A\delta$ dove δ è la profondità media del fuel che va in pirolisi dopo l'applicazione dell'acqua. Definiamo ora il parametro α come il rapporto tra la superficie di burning A e il volume di fuel che va in pirolisi. α perciò diventa $1/\delta$.

Supponendo note le proprietà termiche del fuel, e supponendo che esse siano costanti, l'equazione può essere scritta nella seguente forma:

$$\frac{dA}{dt} + \frac{\alpha(\dot{m}''_e Q_w - \beta \dot{m}''_f \Delta H_c + \dot{m}''_f Q_p)}{\rho_f C(T_p - T_\infty)} A = 0 \quad (4.7)$$

Se \dot{m}''_e , \dot{m}''_f , α , β sono le medie nel periodo di tempo per ciascun test, questa equazione può essere integrata dando:

$$A = A_0 e^{-K(t-t_0)} \quad (4.8)$$

in cui il coefficiente di estinzione K è definito come:

$$k = \frac{\alpha(\dot{m}''_e Q_w - \beta \dot{m}''_f \Delta H_c + \dot{m}''_f Q_p)}{\rho_f C(T_p - T_\infty)} \quad (4.9)$$

Nelle relazioni precedenti A_0 è l'area della superficie di fuel che va in pirolisi nell'istante di applicazione dell'acqua. l'HRR rimane definito come

$$\dot{Q}_a = \dot{m}''_f \Delta H_c A \quad (4.10)$$

Perciò l'HRR totale emesso dalla superficie complessiva di fuel al tempo t è:

$$\dot{Q}_a = \dot{Q}_{a0} e^{-K(t-t_0)} \quad (4.11)$$

dove \dot{Q}_{a0} è l'HRR totale emesso dalla superficie complessiva di fuel al tempo t_0 di applicazione dell'acqua. Poiché questa è una funzione del tempo, che esprime cioè l'HRR emesso dal fuel in un dato istante di tempo, se volessimo conoscere l'HRR nel tempo totale di applicazione dell'acqua che è di 240 secondi, dovremmo integrarla, ottenendo così:

$$\Delta \dot{Q}_a = \dot{Q}_{a0} (1 - e^{-K(t-t_0)})/K \quad (4.12)$$

Nei casi in cui l'incendio è soppresso, fisicamente l'HRR decresce nel tempo. E' logico dunque aspettarsi un valore di K positivo. Per K positivo perciò da quest'ultima equazione, esiste un valore asintotico di $\Delta \dot{Q}_a$, che è \dot{Q}_a/K . Per i casi in cui l'incendio non è soppresso, l'HRR cresce col tempo, raggiungendo eventualmente un valore massimo per un dato fuel. In questo caso dunque ci si aspetta che l'equazione sia valida solo per un certo intervallo di tempo dopo l'istante di applicazione dell'acqua.

Per un intervallo di tempo $t - t_0$, si ha

$$\Delta \dot{Q}_a / \dot{Q}_a = \frac{(1 - e^{-K(t-t_0)})/K}{t-t_0} \quad (4.13)$$

In cui $\Delta \dot{Q}_a = \dot{Q}_a(t - t_0)$

Nello studio di Yu, il valore di K è stato ottenuto per ciascun test, fittando l'HRR totale rispetto a $(t - t_0)$ per un tempo di 240 secondi dall'applicazione dell'acqua. In tal modo si ottiene

$$\Delta \dot{Q}_a / \dot{Q}_a = \frac{(1 - e^{-240K})}{240K} \quad (4.14)$$

Tale funzione è rappresentata in forma grafica nella figura, mentre i puntini definiscono invece le misure sperimentali col calorimetro:

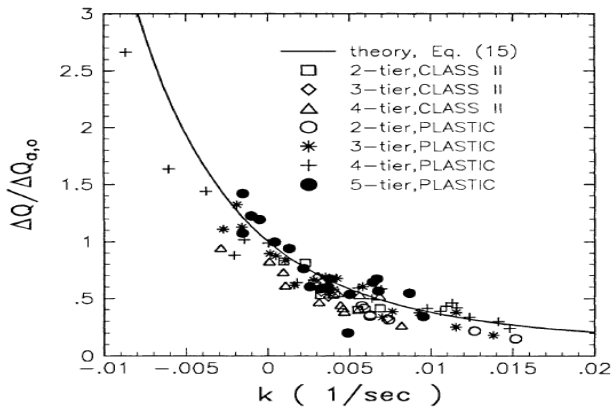


Fig 22: grafico DELTA Q-K per la plastica

Riportiamo anche l'andamento sperimentale di $\Delta Q_a/Q_a$ in funzione della portata per unità d'area totale per i due combustibili:

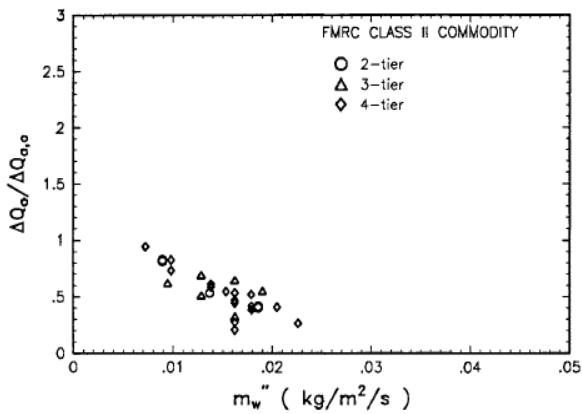


Fig 23: grafico DELTA Q- portata massica per unità d'area per la FMRC commodity class II

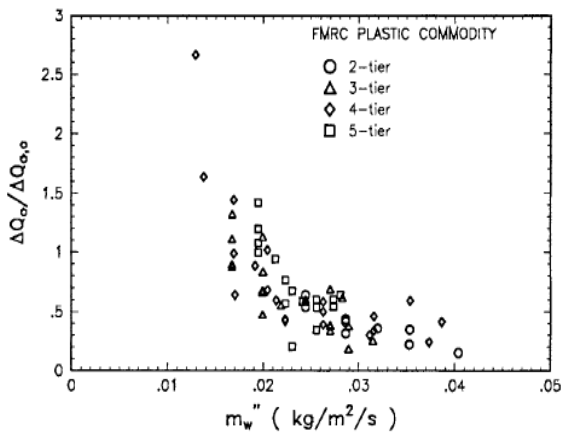


Fig 24 (pag. precedente): grafici DELTA Q- portata massica per unità d'area per la Plastic Commodity

Da quest'ultimo grafico, come ci si aspetterebbe, il rapporto $\Delta Q_a/Q_a$ cresce al diminuire della portata per unità d'area di acqua che arriva sul combustibile. Definiamo poi "portata critica" quella per cui $\frac{\Delta Q_a}{Q_a} = 1$; è cioè quella portata minima che arrivando sull'incendio, fa sì che l'HRR rimanga costante nel tempo. Per portate inferiori, in teoria l'acqua non è in grado di far diminuire o rimanere costante l'HRR, che quindi cresce nel tempo.

Se si fa l'ipotesi che la portata di acqua che vapora per unità di superficie sia coincidente con l'acqua che arriva dagli spruzzatori per unità di superficie, l'equazione per K diventa:

$$k = \frac{\alpha(m''_w Q_w - \beta m''_f \Delta H_c + m''_f Q_p)}{\rho_f C (T_p - T_\infty)} \quad (4.15)$$

Conoscendo perciò per ogni test (fissata la commodity) il parametro m''_w dagli spruzzatori, e misurando col calorimetro $\Delta Q_a/Q_a$, è possibile mettere in relazione per i due materiali proposti all'inizio, il coefficiente di estinzione K con la portata massica di acqua per unità di superficie (dove lo ricordiamo, la superficie è quella totale); la retta di best fit è:

$$K_1 = 0,536m''_w - 0,0040 \quad (1/s) \quad \text{con} \quad 0,006 < m''_w < 0,024 \quad \text{Kg/m}^2\text{-s} \quad (4.16)$$

$$K_2 = 0,716m''_w - 0,0131 \quad (1/s) \quad \text{con} \quad 0,012 < m''_w < 0,041 \quad \text{Kg/m}^2\text{-s} \quad (4.17)$$

Come si nota, esiste un range di applicazione della formula, un estremo inferiore, che è appunto la portata critica. Nel primo caso per la commodity class 2, la portata critica per unità d'area è $6 \text{ g/m}^2\text{-s}$ mentre per la plastica è circa $12 \text{ g/m}^2\text{-s}$. Questo però discende non solo dai test sperimentali su riportati ma anche da altre considerazioni riguardanti incendi con wood cribs e polistirene (Yu et al., 1994)

Per semplicità poi il rapporto tra area di burning e volume di fuel in pirolisi, nel ricavare le due relazioni sopra riportate, è stato approssimato a una costante. In realtà ci si dovrebbe aspettare che α dipenda anche dall'estensione dell'incendio al momento dell'applicazione dell'acqua. Questa assunzione potrebbe essere anche una delle cause dello spread di dati nei due fit precedenti. Per ottenere il valore supposto costante per tale parametro eguagliamo il coefficiente di estinzione ottenuto col fit con l'espressione ultima di K; supponendo noti i parametri del combustibile e cioè:

materiale 1	Materiale 2 (plastica)
C=1,3	C=1,34
$T_p=370 \text{ }^\circ\text{C}$	$T_p=370^\circ\text{C}$
Densità=45,6Kg/m ³	Densità=57Kg/m ³

dall'equazione per la commodity 2 $\alpha = 4,29 \text{ m}^{-1}$, mentre per la commodity di plastica, $\alpha = 7,27 \text{ m}^{-1}$.

MODELLAZIONE IN FDS

Come detto in precedenza, modellare un incendio in galleria causato da un'autocisterna, può risultare decisamente complicato da un punto di vista computazionale. Primo problema da affrontare è la geometria: FDS è un software che non ha al suo interno un CAD per disegnare; non è in grado di definire curve o geometrie complicate; ne consegue che qualsiasi tipo di linea curva deve essere necessariamente approssimata con una serie linee rette; basti pensare alla struttura della volta della nostra galleria. Esiste un tool di FDS chiamato Pyrosim che contiene al suo interno un codice CAD che consente di disegnare strutture anche molto complicate e di superare il problema; queste geometrie possono poi essere importate in FDS e di lì è poi possibile avviare la simulazione d'incendio. Purtroppo nel lavoro svolto non è stato possibile accedere a Pyrosim e abbiamo dovuto "accontentarci" della geometria di FDS.

Un altro problema è rappresentato dalla complessità del fenomeno che si vuole descrivere: dopo avere disegnato un'autocisterna, sarebbe stato opportuno definire i materiali della stessa, con tutte le loro proprietà termiche, e inserire poi un innesco (per esempio una VENT di HRR fissato) per far partire la reazione di combustione. In realtà la cosa non è

assolutamente fattibile, visti i problemi con la geometria di FDS e vista poi la difficoltà a trovare le proprietà dei materiali di un HGV in letteratura.

Per superare il problema, abbiamo seguito un approccio diverso, costruendo un modello di autocisterna sicuramente semplificato; per incendi in galleria infatti non è necessario avere indicazioni precise da un punto di vista quantitativo, ma solo indicazioni di massima che possano aiutare ad avere un'idea di quello che accade in uno scenario di questo tipo.

Nel nostro modello, l'autocisterna è stata schematizzata come un parallelepipedo di dimensioni 2m x 7m x 3,2m . Su di essa sono poi state predisposte tre VENT in grado di rilasciare un HRRPUA prefissato poiché in letteratura non è complicato trovare curve di HRR per i mezzi pesanti. Per un HGV è stata usata la seguente curva di HRR, seguendo il modello di Caccialanza (fig .5).

Ora, in condizioni normali, cioè con un incendio fatto partire senza VENT, FDS è in grado di simulare lo spegnimento; da un punto di vista fisico, in fase gassosa le fiamme vengono estinte a seguito dell'abbassamento della temperatura dovuto all'evaporazione dell'acqua e della diluizione dell'apporto di ossigeno. L'acqua interviene poi sui meccanismi di pirolisi che riguardano la fase solida, sottraendo energia alla stessa e riducendo così la generazione di combustibile alla superficie (effetto di soffocamento). FDS simula lo spegnimento con le metodiche viste nel Cap 2.

Tuttavia se alla superficie è stato assegnato un HRRPUA, questa metodologia non può essere adottata per realizzare lo spegnimento. Occorre definire in questo caso un ulteriore parametro noto come E_COEFFICIENT. Ricordiamo che una volta definito l'HRRPUA e il combustibile di riferimento (nel nostro caso propano), FDS calcola la quantità di fuel rilasciata localmente cella per cella secondo $\dot{m}_f = \frac{f(t)\dot{q}_{utente}}{\Delta H}$ in cui \dot{q}_{utente} è il rilascio termico prestabilito e f(t) definisce invece la variabilità dello stesso nel tempo secondo un gruppo lista RAMP. Ora, se sulla generica superficie viene dichiarato il termine E_COEFFICIENT, la portata di combustibile che va ad alimentare la superficie della cella a cui è stata assegnata una determinata potenza specifica è :

$$\dot{m}_f = \dot{m}_{f0} e^{-\int E_{COEFFICIENT} m_w(t) dt} \quad (4.18)$$

dove \dot{m}_{f0} è la portata di combustibile che corrisponde al rilascio termico definito dall'utente, $m_w(t)$ la quantità di acqua per unità d'area di cella (kg/m^2) che chiaramente sarà una funzione del tempo. Il termine E_COEFFICIENT avrà perciò come unità di misura $m^2/kg\cdot s$ e va specificato secondo la disponibilità dei dati sperimentali. Ora, nel nostro modello è stato scelto un $E=0,4$ per riprodurre i risultati relativi allo studio effettuato da Caccialanza. Se si presta attenzione, la formula usata da FDS, che il software applica localmente cella per cella, è di fatto la (4.11) a meno di una costante che è il prodotto tra l'unità d'area e il potere calorifico.

Applichiamo la teoria di Yu di spegnimento globale al nostro modello di autocisterna; la portata d'acqua è di circa 2000 l/min, cioè 33,3 kg/s. Sulla nostra autocisterna, sono posizionate tre VENT (una sulla superficie superiore e due sulle superfici laterali) dalle quali sarà emesso combustibile. L'area totale delle VENT è di $61,6 m^2$. Ne consegue che la quantità di acqua per unità d'area totale e per unità di tempo è:

$$\dot{m}''_w = \frac{33,6 \text{ Kg/sec}}{61,6 \text{ m}^2} = 0,545 \quad (4.19)$$

Con questa quantità possiamo adesso utilizzare le (4.16) e (4.17); in particolare,

$$K_{CC2} = 0,288 \quad (4.20)$$

$$K_{plastic} = 0,377 \quad (4.21)$$

Dai test sperimentali di Runehamar, sappiamo poi che l'HRR di un HGV può con ottima approssimazione essere paragonato a un carico di combustibile costituito per l'80% di cellulosa e il 20% di plastica. In questo ragionamento non stiamo facendo nessuna assunzione sulla massa del veicolo, ma semplicemente sulla natura del materiale combustibile, affermando per l'appunto che un HGV può essere pensato come costituito dall'80% di cellulosa e per il 20% di plastica. E' ovvio che la massa entrerà nel nostro ragionamento direttamente sulla curva HRR (al variare della massa varierà la curva in durata e in altezza). Sarà perciò necessario fare una media pesata per ogni cella dei due valori K_{CC2} e $K_{plastic}$. Quindi il valore complessivo del nostro coefficiente è:

$$K_{Yu} = 0,8K_{CC2} + 0,2K_{plastic} . \quad (4.22)$$

Ribadiamo che questo coefficiente è relativo a un esperimento di soppressione globale ed è perciò una grandezza definita in ogni punto del nostro materiale combustibile.

Per effettuare lo spegnimento, come detto prima, FDS utilizza un modello di soppressione locale, applicando la seguente relazione:

$$\dot{m}_f = \dot{m}_{f0} e^{-\int E_{COEFFICIENT} m_w(t) dt} \quad (4.23)$$

in cui $E_{COEFFICIENT}$ è appunto un parametro globale, definito per tutta la superficie e $m_w(t)$ la quantità di acqua che cade in kg sull'unità d'area della cella (kg/m^2), funzione del tempo. La (4.23) viene applicata cella per cella: ne consegue che il parametro locale $m_w(t)$, fissata l'i-esima cella, è funzione del tempo, ma in generale, $m_w = m_w(x, y, z, t)$. In FDS esiste un boundary file chiamato MPUA. Esso misura la quantità di acqua che arriva per metro quadro su ogni cella del dominio di calcolo (kg/m^2). Per risalire in forma numerica a questo valore, si adopera un eseguibile chiamato FDSASCI2 nel quale però non sarà possibile risalire istante per istante alla massa d'acqua per unità d'area su ogni cella, ma nel quale sarà necessario effettuare una media nel tempo. In output insomma avremo in un foglio Excel, la MPUA media per ogni cella. Come intervallo di tempo su cui effettuare la media scegliamo quello relativo allo spegnimento (secondo Caccialanza da 240 ondi a 868 secondi). In questo modo potremo disporre del valore MPUA per ogni cella delle nostre VENT, ossia $\tilde{m}_{w,i}$, dove con questo simbolo definiamo la media nel tempo della quantità d'acqua che arriva su ogni cella (con $i=1,2,\dots,N$) per metro quadro di cella. Con questo accorgimento, ragionando sempre sulla i-esima cella, possiamo risolvere l'integrale della (4.23) ottenendo:

$$\dot{m}_{f,i} = \dot{m}_{f0,i} e^{-E_{COEFFICIENT} \tilde{m}_{w,i} T} \quad (4.24)$$

Ora, questa equazione vale localmente e nulla ha a che vedere con l'equazione di soppressione globale di Yu:

$$\dot{m}_{f,i} = \dot{m}_{f0,i} e^{-K \cdot T} \quad (4.25)$$

Ragionando tuttavia con una semplice analisi dimensionale, arriviamo a concludere che dalla (14), per somiglianza con la (15), si può definire un coefficiente K di soppressione "locale" come :

$$K_i = E_{COEFFICIENT} \cdot \tilde{m}_{w,i} \quad (4.26)$$

Ribadiamo che si tratta di due significati fisici differenti: il primo è un parametro globale; il secondo è locale e varia da cella a cella (è costante nel tempo perché con la precedente media temporale abbiamo eliminato la dipendenza temporale). Ora, il modo più semplice di definire un K globale a partire da N K locali è di effettuare una media (come se avessimo una grandezza scalare in una stanza, come la pressione, variabile da punto a punto; per definire una pressione che possa essere rappresentativa dell'intero ambiente si esegue una media delle pressioni nei singoli punti). Con questa ipotesi dunque otteniamo:

$$K_{Yu} \equiv \bar{K} = \frac{\sum_{i=1}^N K_i}{N} = \frac{\sum_{i=1}^N E_{COEFFICIENT} \tilde{m}_{w,i}}{N} = \frac{E_{COEFFICIENT} \sum_{i=1}^N \tilde{m}_{w,i}}{N} = E_{COEFFICIENT} \cdot \bar{M}_W \quad (4.27)$$

dove \bar{M}_W è la media nello spazio dei $\tilde{m}_{w,i}$ facilmente calcolabile col file MPUA. Dunque

$$E_{COEFFICIENT} = \frac{K_{Yu}}{\bar{M}_W} \quad (4.28)$$

Dai calcoli su MPUA, $\bar{M}_W = 4,97 \text{ kg/m}^2$ e perciò $E_{COEFFICIENT} = 1,06 \text{ m}^2\text{s/kg}$ in ottimo accordo con i risultati delle simulazioni di taratura.

Dalla (4.28) perciò si osserva che l' $E_{COEFFICIENT}$ dipende da:

- 1) I materiali che costituiscono il combustibile (matematicamente essi rientrano nel K_{Yu} ricavato dalle (4.16-4.17) valide per plastica e cellulosa.
- 2) Dalla quantità di acqua che investe il combustibile (che a sua volta può dipendere dalla geometria dell'oggetto, dalla disposizione delle lance/sprinkler, dalla portata volumetrica di acqua)

Il tutto è espresso matematicamente nella (4.28). Questo ragionamento, che ci ha permesso di trovare un significato fisico al parametro $E_{COEFFICIENT}$, non può però essere usato per stimare il coefficiente stesso prima che venga effettuato lo spegnimento. Infatti il risultato ottenuto dalla (4.28), è frutto del file MPUA, che ha registrato la quantità d'acqua per metro quadro sulle VENT nel tempo. Ma tale quantità d'acqua è stata comunque influenzata dal valore di $E=0,4$ che abbiamo settato per ricavare gli stessi risultati di Caccialanza. Se avessimo ad esempio posto $E=0$, anche continuando a investire il parallelepipedo di acqua, l'incendio non si sarebbe spento e al tempo stesso sulle celle sarebbe arrivata una quantità inferiore di acqua rispetto al caso $E_{COEFFICIENT}=0.4$ visto che una percentuale di acqua maggiore sarebbe evaporata poiché l'incendio avrebbe continuato a svilupparsi. In tal modo avremmo ricavato un E più grande. Se sappiamo perciò che il valore corretto è $0,4$ il ragionamento può essere considerato valido solo per dimostrare il significato fisico di E poiché il file MPUA dipende in qualche modo dal valore di E che inseriamo in input all'inizio della simulazione; e dunque il ragionamento stesso tende a riprodurre con un piccolo margine d'errore tale valore.

In conclusione, il coefficiente E contiene al suo interno una variabilità enorme di parametri. Esso è semplicemente un numero da assegnare in input a FDS per poter ottenere una curva di spegnimento di HRR che sia quanto meno compatibile con esperienze pregresse.

4.4.4 SIMULAZIONI DI SPEGNIMENTO CON REAZIONE : SIMULAZIONI 5 6 7

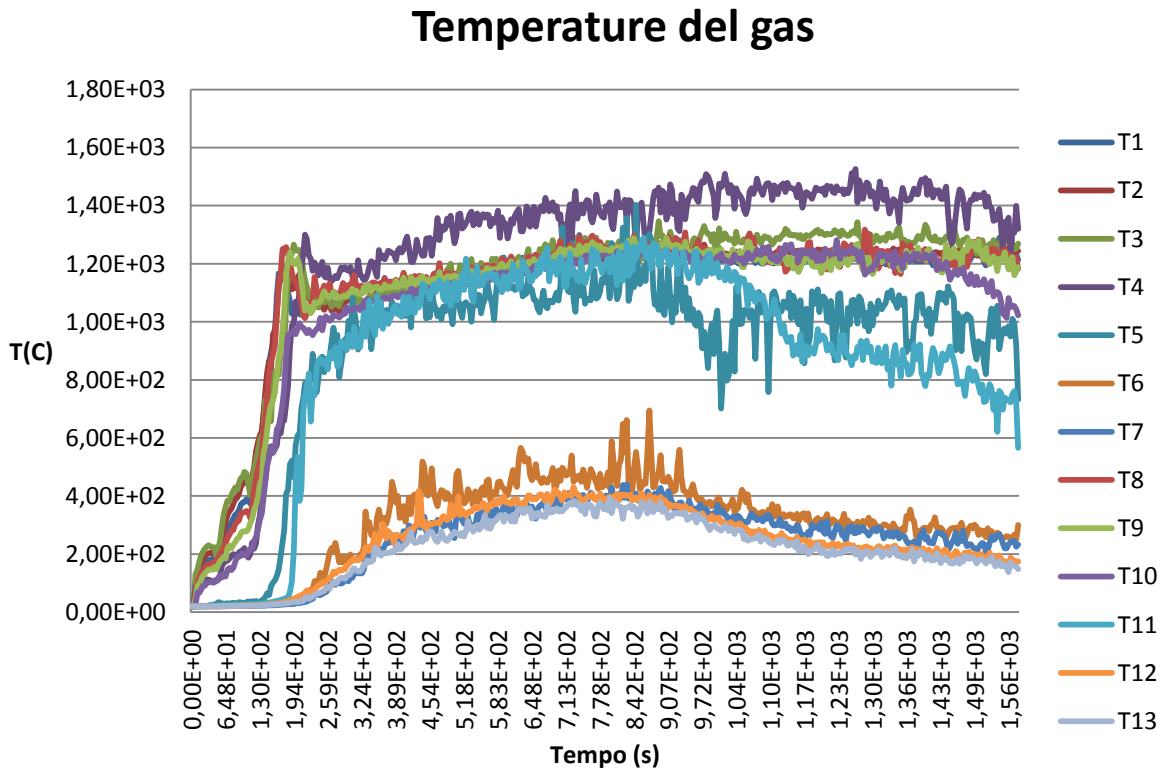
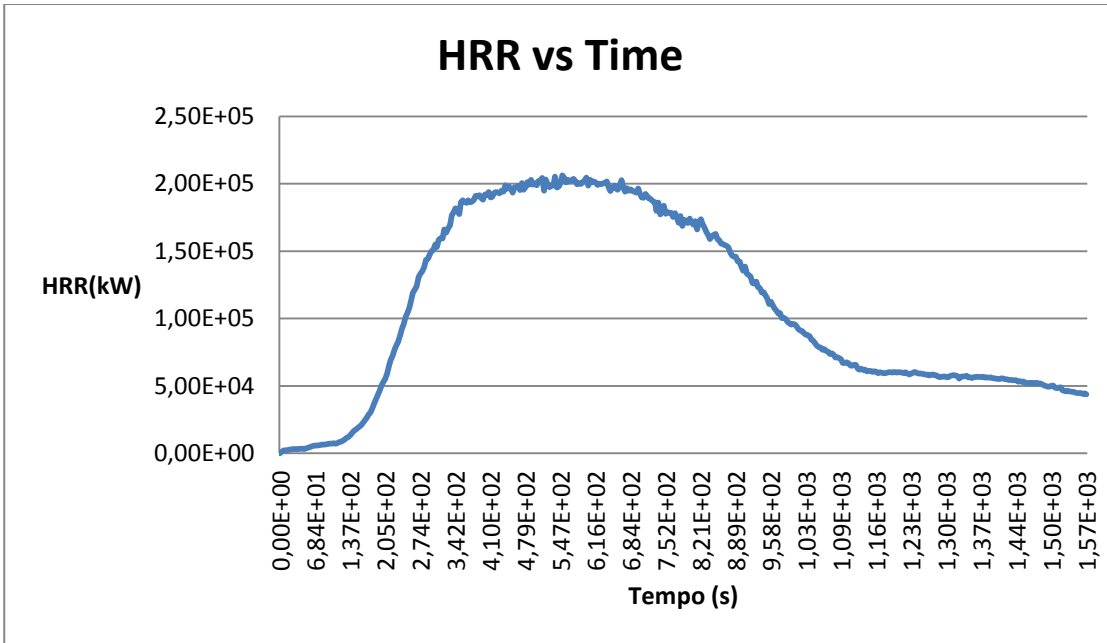
La simulazione 4 ha decretato perciò il fallimento del nostro scopo iniziale, cioè tarare un $E_COEFFICIENT$ che potesse essere poi utilizzato per lo spegnimento di un generico HGV. A nostro avviso, la strada migliore nell'usare tale coefficiente di spegnimento, è quella di Arvii et al., impraticabile però nel nostro caso a causa del passo di mesh di 0.1 metri.

A questo punto abbiamo cercato di utilizzare un'ulteriore funzionalità di FDS, ossia la sua capacità di spegnere un incendio senza la necessità di definire un coefficiente E . Per fare ciò siamo ancora una volta partiti dall'assunzione che il carico di un HGV sia costituito per l'80% in cellulosa e per il 20% in plastica (Vaari et al, 2012). Abbiamo perciò riprodotto nella simulazione 5 tale carico per mezzo di semplici ostruzioni; abbiamo poi assegnato ai due materiali dei parametri di pirolisi (per la cellulosa abbiamo usato il legno, mentre per la plastica è stata impiegata la plastica dei cavi elettrici).

Riportiamo i parametri di combustione e di pirolisi nella seguente tabella

	Legno	plastica
K (W/m*K)	0.2	0.2
C (kJ/kg*K)	1.3	1.5
ρ (kg/m ³)	570	1500
Heat of reaction (pyrolysis) (kJ/kg)	430	3000
Heat of combustion (kJ/kg)	14500	25000
Reference temperature (°C)	-----	400
A	$1.89 \cdot 10^{10}$	-----
E	$1.51 \cdot 10^5$	-----
Massa (kg)	4924,8	2592

Come si osserva dalla tabella, il peso totale del carico è stato preso pari a 7516,8 Kg, che rientra nella categoria degli HGV, corrispondente a un quantitativo di energia liberata (nell'ipotesi che tutto il carico venga bruciato) pari a 136.21 GJ. In termini di frazione massica, il quantitativo di plastica è superiore rispetto alla frazione massica di 0.18. Questo per rendere il carico d'incendio ancora più gravoso. Dopo questi calcoli preliminari, abbiamo costruito il carico del veicolo per mezzo di 6 file di 15 ostruzioni di legno (di dimensioni 2.4m X 0.2m X 0.2m) e 2 file di 9 ostruzioni di plastica, sempre delle stesse dimensioni. Le dimensioni totali del carico, considerando che le dimensioni dell'ostruzione sono quelle riportate sopra e che la distanza tra un'ostruzione e la successiva, sia in altezza sia in profondità è pari al passo (0.2 m) sono di 2.4m X 5.8m X 3m. Nel corso della simulazione di free burning abbiamo poi utilizzato due inneschi di 1 MW circa in modo da avviare la combustione. Riportiamo nel seguito i grafici della simulazione 5 e qualche immagine da Smokewiev:



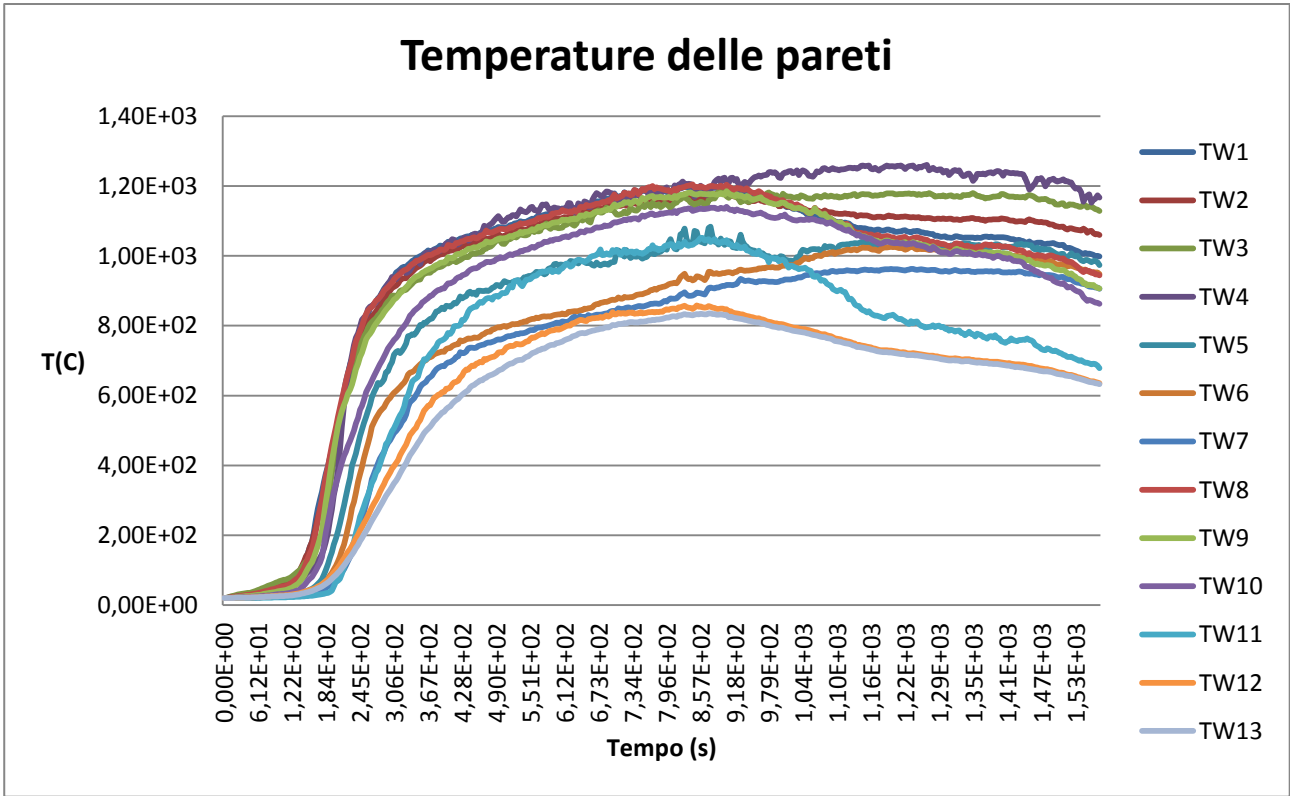
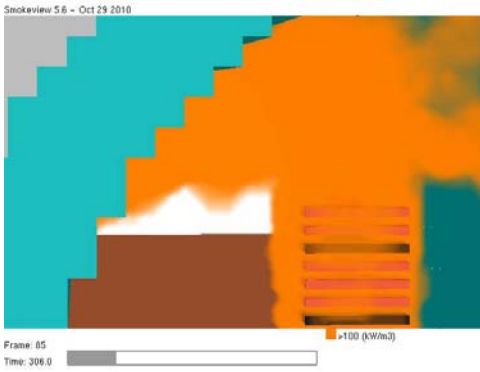


Fig 25: grafici di HRR, temperature del gas e temperature delle pareti per la simulazione 5





Frame: 194
Time: 638.4



Frame: 245
Time: 802.0



Frame: 302
Time: 1087.2

Fig 26: immagini tratte da Smokeview per la simulazione 5: da notare la scomparsa del legno (in marrone) dal dominio calcolo una volta bruciato

Come si può osservare dai grafici, il picco di HRR è abbastanza gravoso; raggiunge i 200 MW dopo circa 500 secondi; dopo un plateau di circa 150 secondi, la curva inizia a scendere; e in questo momento il legno inizia a consumarsi nel corso della simulazione. La plastica, per come è stata definita, brucia molto lentamente; si tratta infatti di plastica per cavi elettrici, che come ben sappiamo è ignifuga. Essa brucia, ma rispetto al legno lo fa con una velocità molto più bassa. D'altronde si osserva anche dalla curva di HRR, dopo una rapida discesa, attorno al secondo 1160, la curva diventa stazionaria. Questo momento dell'incendio corrisponde a quando tutto il legno si è ormai bruciato ed è rimasta solo plastica. Chiaramente la simulazione è stata poi interrotta, ma l'incendio si estingue da solo una volta terminata anche la plastica.

Anche per le temperature vengono raggiunti dei valori compatibili con quelli delle simulazioni 1, 2, 3, attorno ai 1200 °C per le pareti e attorno ai 1400°C per il gas.

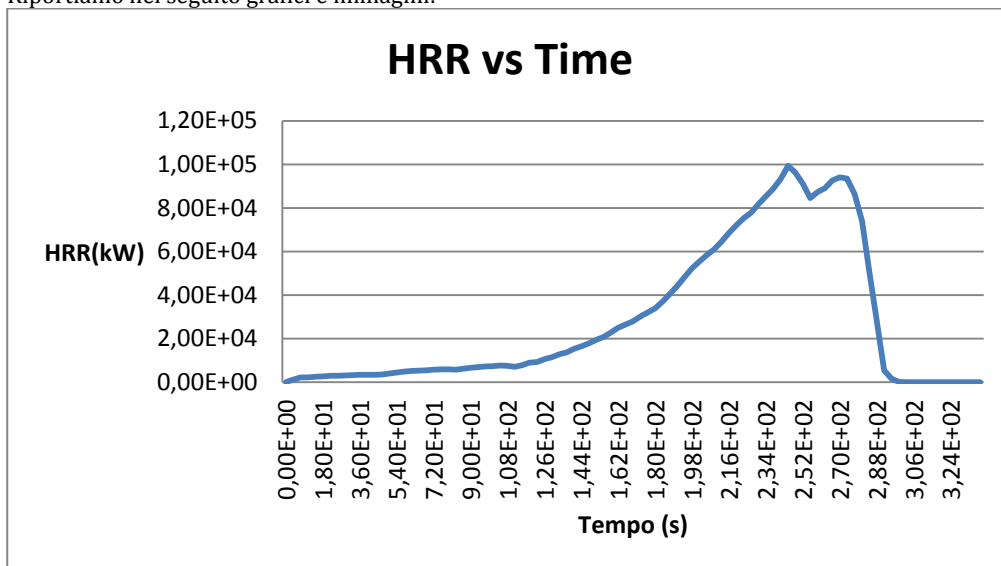
Una volta riprodotto il carico d'incendio di un HGV, il nostro obiettivo è stato di spegnerlo tramite il sistema precedentemente implementato (i sei spruzzatori che simulano il getto di un Monitor). Anche in questo caso abbiamo posizionato due coppie

di 6 spruzzatori a una distanza totale di 42 metri fra di loro, facendo poi arrivare acqua sul carico. Una particolarità di questi Monitori è tuttavia la mobilità, che in FDS non è possibile simulare. Come abbiamo visto infatti in precedenza, i Monitori fissi sono orientabili, mentre quelli mobili possono addirittura percorrere una rotaia posta sulla volta della galleria e raggiungere la sorgente dell'incendio. In FDS poter simulare questa peculiarità, poteva essere un problema, visto che il Monitori è stato rappresentato nel codice tramite sei spruzzatori fissi sulla volta. Proprio per questo motivo, a mano a mano che l'incendio si sviluppava, per indirizzare acqua sulle regioni in fiamme, la simulazione è stata interrotta, è stata modificata la posizione degli spruzzatori sulla volta (traslandoli tutti e 6 di una certa quantità) e poi la simulazione è stata ripresa con la procedura di RESTART. Se così non si fosse fatto, si sarebbe fatta arrivare acqua solo su una ristretta regione del carico, spegnendola ma non toccando minimamente altre zone, in cui l'incendio si sarebbe sviluppato senza difficoltà. D'altronde è proprio una peculiarità dei Monitori quella di poter essere orientabili o mobili.

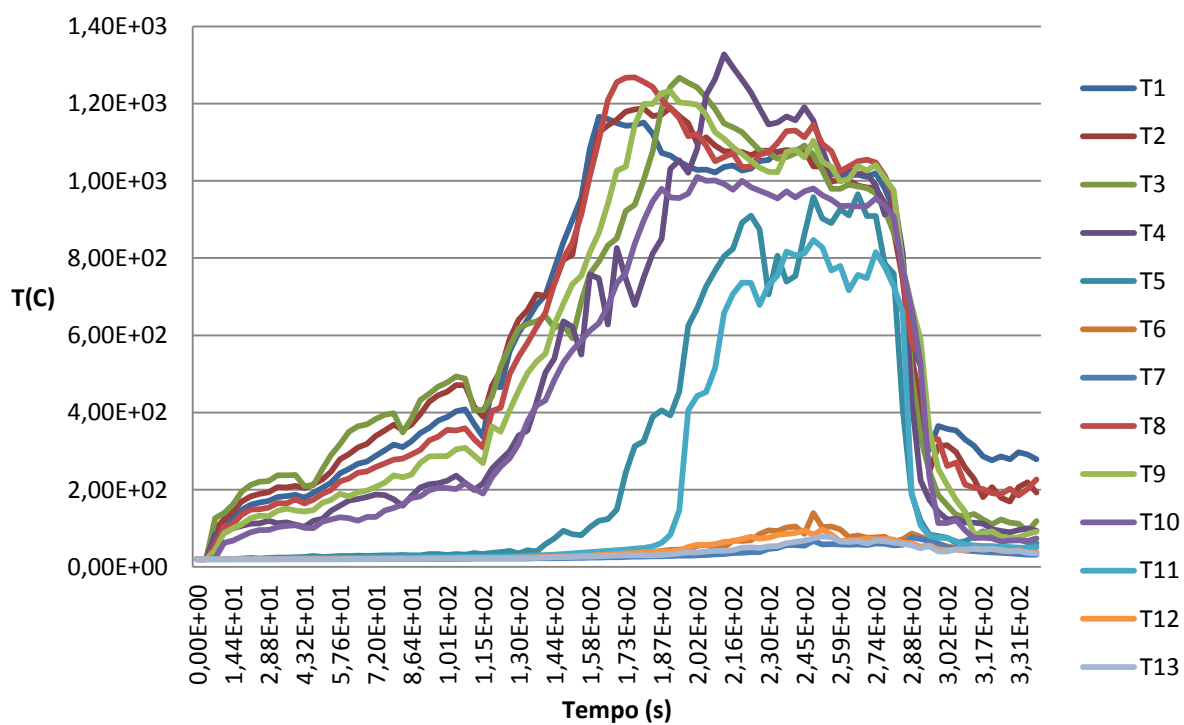
Nella simulazione 6 abbiamo perciò eseguito lo spegnimento con Water Mist (acqua nebulizzata) ad alta pressione. Gli impianti di spegnimento ad alta pressione sono un'invenzione molto recente, e usano pressioni comprese tra gli 80 bar e i 140 bar per produrre una nebbia molto fine di particelle di dimensioni tra i 50 μm e i 120 μm . Tali impianti combinano le capacità di spegnimento dell'acqua con le proprietà di penetrazione dei gas senza pericoli per l'ambiente e per gli utilizzatori. I meccanismi principali del raffreddamento sono:

- 1) Raffreddamento della fiamma e dei fumi
- 2) Riduzione localizzata dell'ossigeno disponibile per la combustione.
- 3) Attenuazione del flusso di calore radiante grazie alla presenza di goccioline di acqua nell'ambiente.

La più importante proprietà dell'acqua come agente estinguente è la sua capacità di raffreddare: durante la vaporizzazione l'acqua può assorbire più di 2 MJ al Kg, che è superiore a qualunque altro agente estinguente plausibile; inoltre la diffusione sempre più ampia degli impianti a nebbia d'acqua si deve soprattutto alla loro capacità di combattere sia gli incendi di materiali solidi, sia quelli di liquidi, in modo più efficace rispetto ai sistemi tradizionali sprinkler. Tale tecnologia colpisce i due principali elementi dei quali il fuoco necessita per sopravvivere - calore e ossigeno - scaricando acqua ad alta velocità, attraverso tubi di acciaio inossidabile, leggeri e di piccolo diametro, e testine progettate specificamente. Il risultato è una finissima nebbia formata da minuscole goccioline, con un'area specifica di superficie (area di superficie per unità di massa d'acqua) e una capacità di assorbimento del calore decisamente più grandi, in confronto a quelle dell'acqua erogata da sistemi water mist a bassa pressione e dalle testine sprinkler tradizionali. Le goccioline d'acqua si vaporizzano più efficientemente, riducendo così l'ossigeno disponibile alla sorgente del fuoco e, pertanto, favorendo la soppressione delle fiamme. Infine la presenza di finissime goccioline di acqua nell'ambiente permette di attenuare notevolmente il calore irradiato dall'incendio. Riportiamo nel seguito grafici e immagini:



Temperature del gas



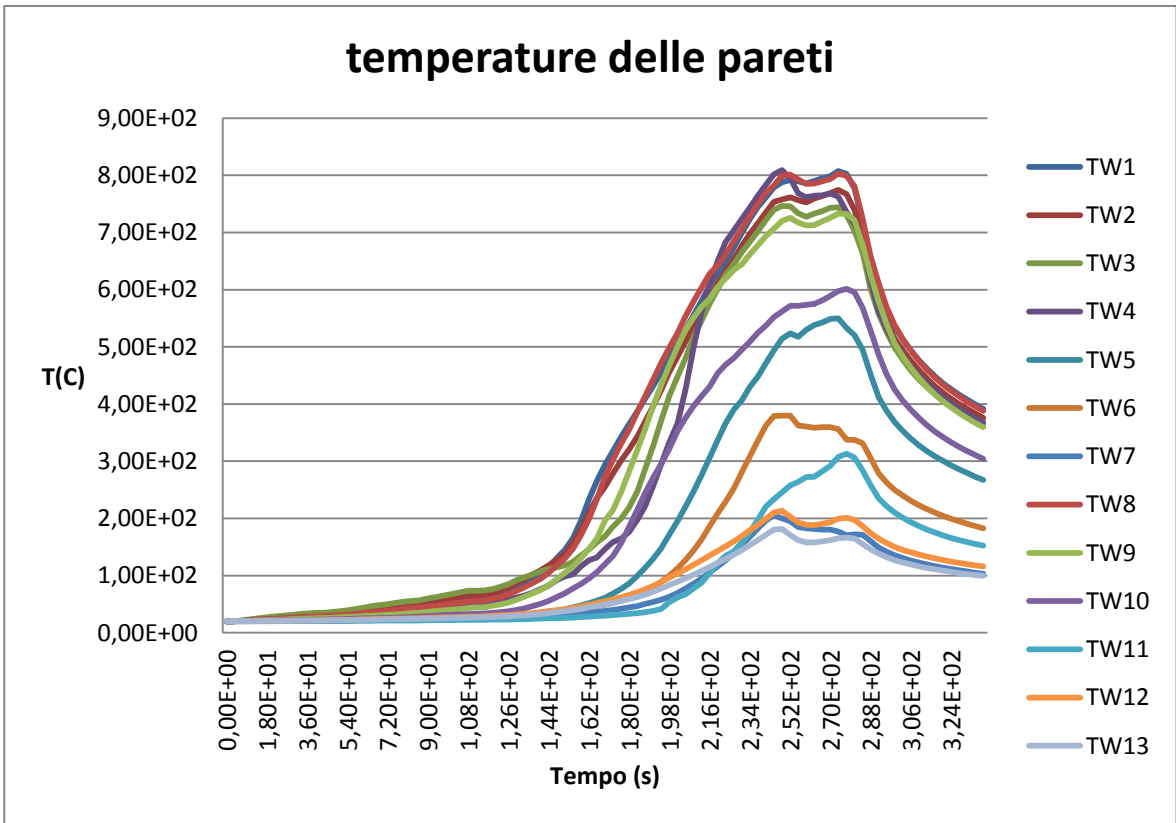
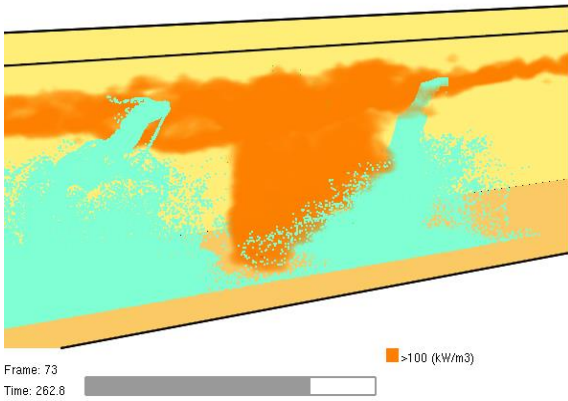


Fig 27: grafici di HRR, temperature del gas e temperature delle pareti per la simulazione 6

Smokeyview 5.6 - Oct 29 2010



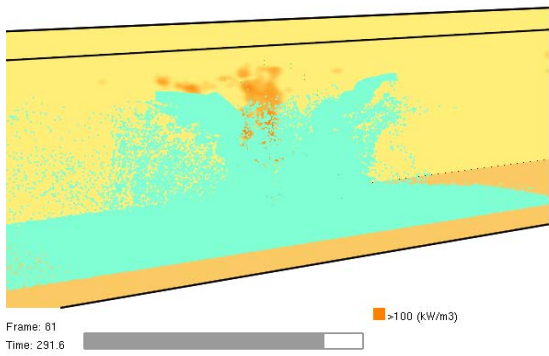


Fig 28: immagini tratte da Smokeview della simulazione 6

Nella simulazione 7 invece abbiamo realizzato lo stesso spegnimento adoperando però questa volta un getto d'acqua: anche in questo caso riportiamo grafici e immagini:

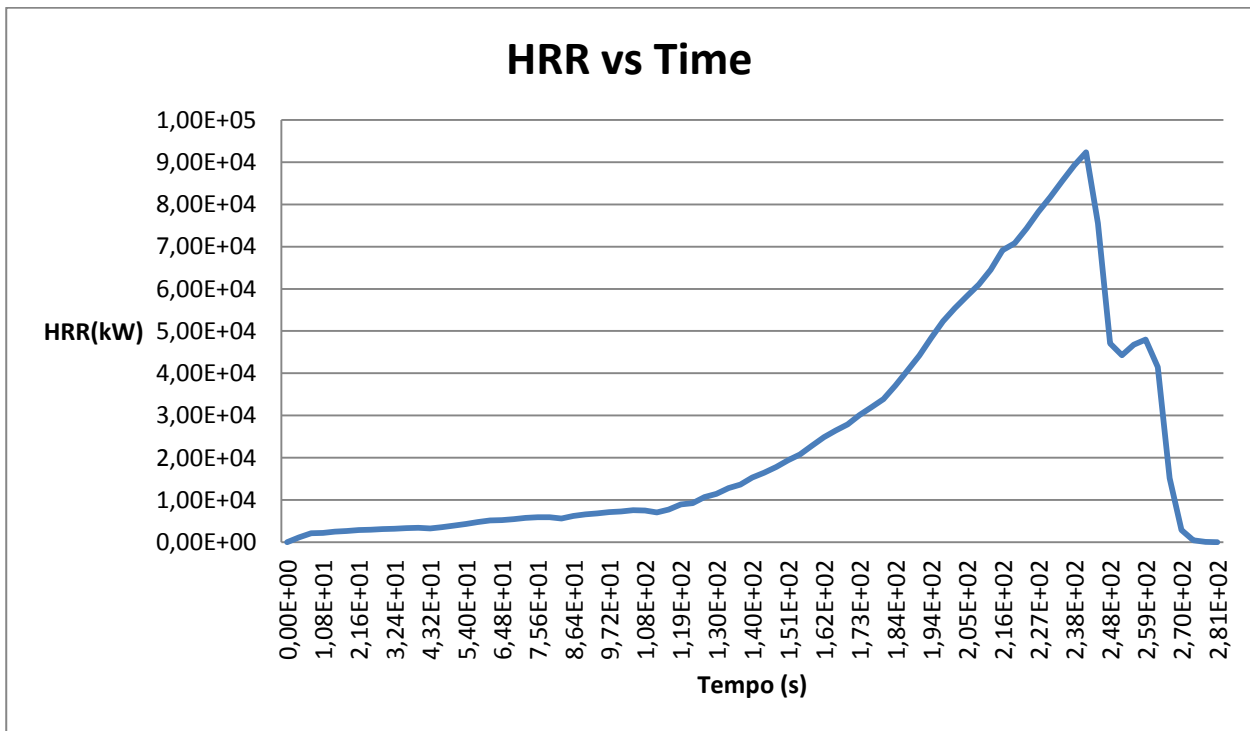
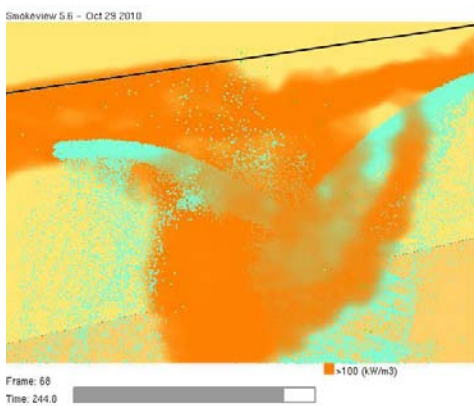


Fig 29: grafico di HRR per la simulazione 7



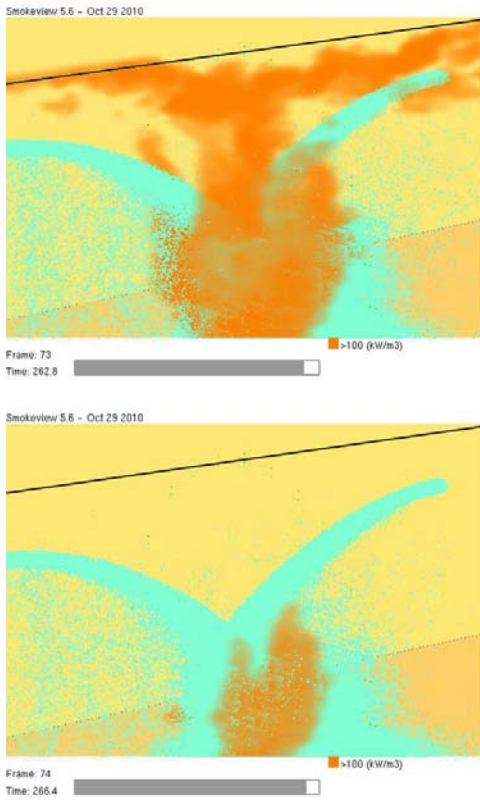
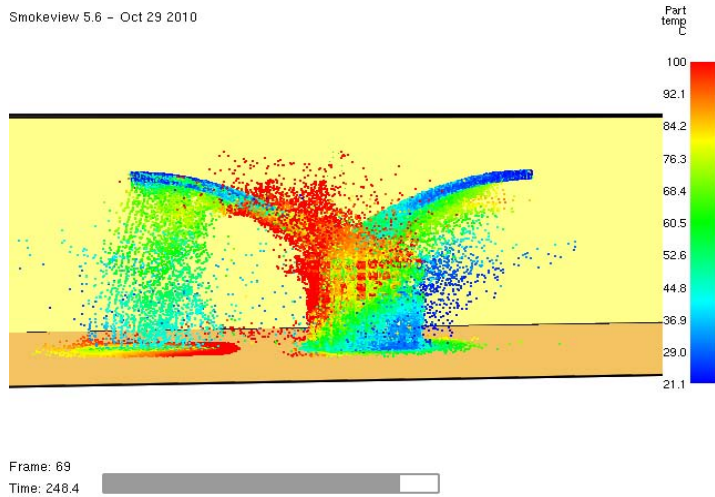


Fig 30: immagini tratte da Smokeview della simulazione 7

Riportiamo infine qualche immagine relativa alle differenze di temperatura e di diametro delle particelle per il getto d'acqua e Water mist:



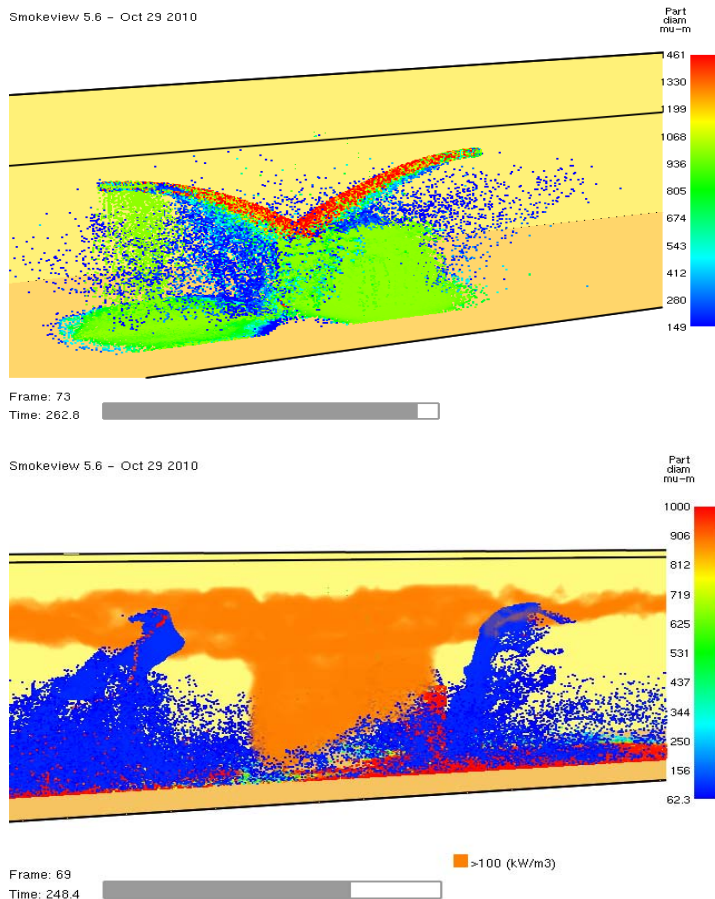


Fig 31: differenze tra il getto di Water Mist (31.3) e il getto d'acqua (31.3) in dimensioni di particelle e temperature delle particelle del getto d'acqua (30.1)

Un aspetto interessante da notare è la differenza tra i due getti: il getto di WM, essendo fatto di acqua nebulizzata è sensibilissimo alle perturbazioni e alle turbolenze indotte dall'incendio; esso tende ad aprirsi notevolmente perdendo la forma stessa di getto e assomigliando più a un gas. Questo non succede invece per il getto d'acqua, che essendo fatto di particelle di dimensioni molto più grandi, mantiene la sua forma per tutta la simulazione.

Lo spegnimento in entrambi i casi avviene con successo in un tempo dell'ordine del minuto. Questo dimostra la validità del modello ma per appurare la validità dei risultati, tali simulazioni di spegnimento dovrebbero essere accompagnate da un'analisi di sensibilità alla mesh che però con gli strumenti a disposizione non è praticamente possibile fare. Infatti il tempo di spegnimento è di molto inferiore a quello di Caccialanza, che è dell'ordine dei 6 minuti; ci sono tuttavia molte attenuanti: la geometria del getto, il modello che abbiamo utilizzato, che potrebbe essere diverso da quello di Caccialanza, e infine le dimensioni del carico, abbastanza limitate. Ecco il motivo per il quale un'analisi di sensibilità sarebbe necessaria.

4.5 SIMULAZIONE CON VENTILATORI

Le ultime simulazioni che abbiamo condotto sono state quelle relative alla ventilazione forzata in galleria. Del sistema di ventilazione longitudinale abbiamo già parlato nel capitolo 3. Tenendo conto delle considerazioni fatte, andiamo perciò ad introdurre le ultime tre simulazioni:

SIMULAZIONE 8	Simulazione di un flusso d'aria con due coppie di ventilatori a bassa portata
SIMULAZIONE 9	Simulazione di un flusso d'aria con due coppie di ventilatori ad alta portata

Nel corso di entrambe le simulazioni, abbiamo considerato sempre una galleria di 100 metri di lunghezza, riorganizzando la mesh in modo che il passo fosse sempre di 0.2 metri lungo la direzione longitudinale. Le due coppie di ventilatori sono state piazzate in modo simmetrico a 92 metri di distanza circa fra di loro, nelle vicinanze del portale d'ingresso e di uscita, come indicato nelle seguenti righe di codice :

```

&OBST XB= -0.4,-1.8,46,46,6,7.4, SURF_ID='VENTILATORE_2'/
&OBST XB= -1.8,-0.4,45,47,6,6, SURF_ID='CARCASSA'/
&OBST XB= -1.8,-0.4,45,47,7.4,7.4, SURF_ID='CARCASSA'/
&OBST XB= -1.8,-1.8,45,47,6,7.4, SURF_ID='CARCASSA'/
&OBST XB= -0.4,-0.4,45,47,6,7.4, SURF_ID='CARCASSA'/

```

```

&OBST XB= 0.4,1.8,46,46,6,7.4, SURF_ID='VENTILATORE_2'/
&OBST XB= 1.8,0.4,45,47,6,6, SURF_ID='CARCASSA'/
&OBST XB= 1.8,0.4,45,47,7.4,7.4, SURF_ID='CARCASSA'/
&OBST XB= 1.8,1.8,45,47,6,7.4, SURF_ID='CARCASSA'/
&OBST XB= 0.4,0.4,45,47,6,7.4, SURF_ID='CARCASSA'/

```

ccc altra coppia di fan

```

&OBST XB= -0.4,-1.8,-46,-46,6,7.4, SURF_ID='VENTILATORE_1'/
&OBST XB= -1.8,-0.4,-45,-47,6,6, SURF_ID='CARCASSA'/
&OBST XB= -1.8,-0.4,-45,-47,7.4,7.4, SURF_ID='CARCASSA'/
&OBST XB= -1.8,-1.8,-45,-47,6,7.4, SURF_ID='CARCASSA'/
&OBST XB= -0.4,-0.4,-45,-47,6,7.4, SURF_ID='CARCASSA'/

```

```

&OBST XB= 0.4,1.8,-46,-46,6,7.4, SURF_ID='VENTILATORE_1'/
&OBST XB= 1.8,0.4,-45,-47,6,6, SURF_ID='CARCASSA'/
&OBST XB= 1.8,0.4,-45,-47,7.4,7.4, SURF_ID='CARCASSA'/
&OBST XB= 1.8,1.8,-45,-47,6,7.4, SURF_ID='CARCASSA'/
&OBST XB= 0.4,0.4,-45,-47,6,7.4, SURF_ID='CARCASSA'/

```

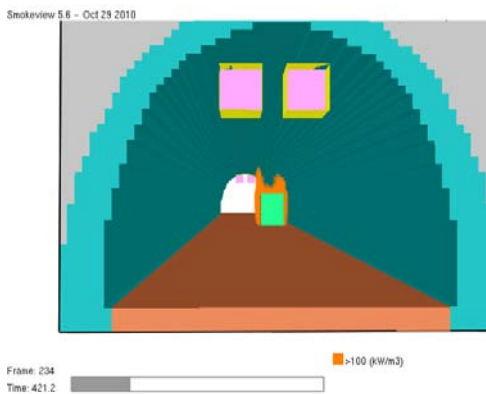
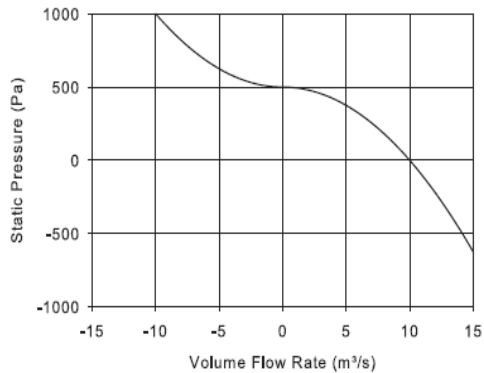


Fig 32: rappresentazione in FDS delle due coppie di ventilatori adottate nel modello 8

I ventilatori sono stati implementati nel codice costruendo una carcassa inerte (di colore giallo) e una ventola (di colore rosa). Per rappresentare correttamente un ventilatore non è possibile prescindere dal campo delle pressioni che esso stabilisce a monte e a valle della macchina. La curva caratteristica prevalenza-portata di un ventilatore può ad esempio così essere descritta (*Mc Grattan et al., FDS 5 User Guide*):



Tale curva è definita per un numero di giri prefissato e per poterla tracciare FDS ha bisogno di due punti estremi:

- Il punto A a prevalenza massima e portata nulla
- Il punto B a prevalenza nulla e portata massima.

Dalla conoscenza di questi due punti, FDS si traccia la curva prevalenza- portata del fan; il punto di funzionamento è poi l'intersezione della curva del fan e di quella dell'impianto.

Per la simulazione abbiamo considerato un fan il cui diametro della girante è 1600 mm. Visto che non è possibile disegnare in FDS delle giranti, il nostro ventilatore è stato pensato come un quadrato di area uguale e con lato equivalente di 1.4 m. Dalla letteratura abbiamo constatato che la massima prevalenza di un ventilatore longitudinale è 900 Pa, mentre come portata massima abbiamo preso quella relativa a una velocità massima di 3.5 m/s (la portata massima si ricava moltiplicando l'area del fan per la velocità massima).

```
&SURF ID ='CARCASSA', COLOR = 'YELLOW',/
```

```
&SURF ID ='VENTILATORE_1', COLOR = 'HOT PINK', POROUS=.TRUE., VEL=3.5, MAX_PRESSURE=900/
```

```
&SURF ID ='VENTILATORE_2', COLOR = 'HOT PINK', POROUS=.TRUE., VEL=3.5, MAX_PRESSURE=900/
```

Nel corso della simulazione, i fan sono riusciti inizialmente a convogliare i fumi verso un unico portale. Tuttavia a causa del carico d'incendio, a partire da un certo istante, abbiamo assistito al fenomeno del backlayering: il fumo ha cominciato cioè a ricircolare anche in direzione opposta a quella imposta dai ventilatori. Questo precisamente dopo 27 secondi, mentre dopo circa 100 secondi il fumo arriva in corrispondenza dell'altro portale. Riportiamo qualche immagine da Smokewiew e i grafici:

Smokeview 5.6 - Oct 29 2010



Frame: 15
Time: 27.0

Smokeview 5.6 - Oct 29 2010



Frame: 21
Time: 37.8

Smokeview 5.6 - Oct 29 2010



Frame: 30
Time: 54.0

Smokeview 5.6 - Oct 29 2010



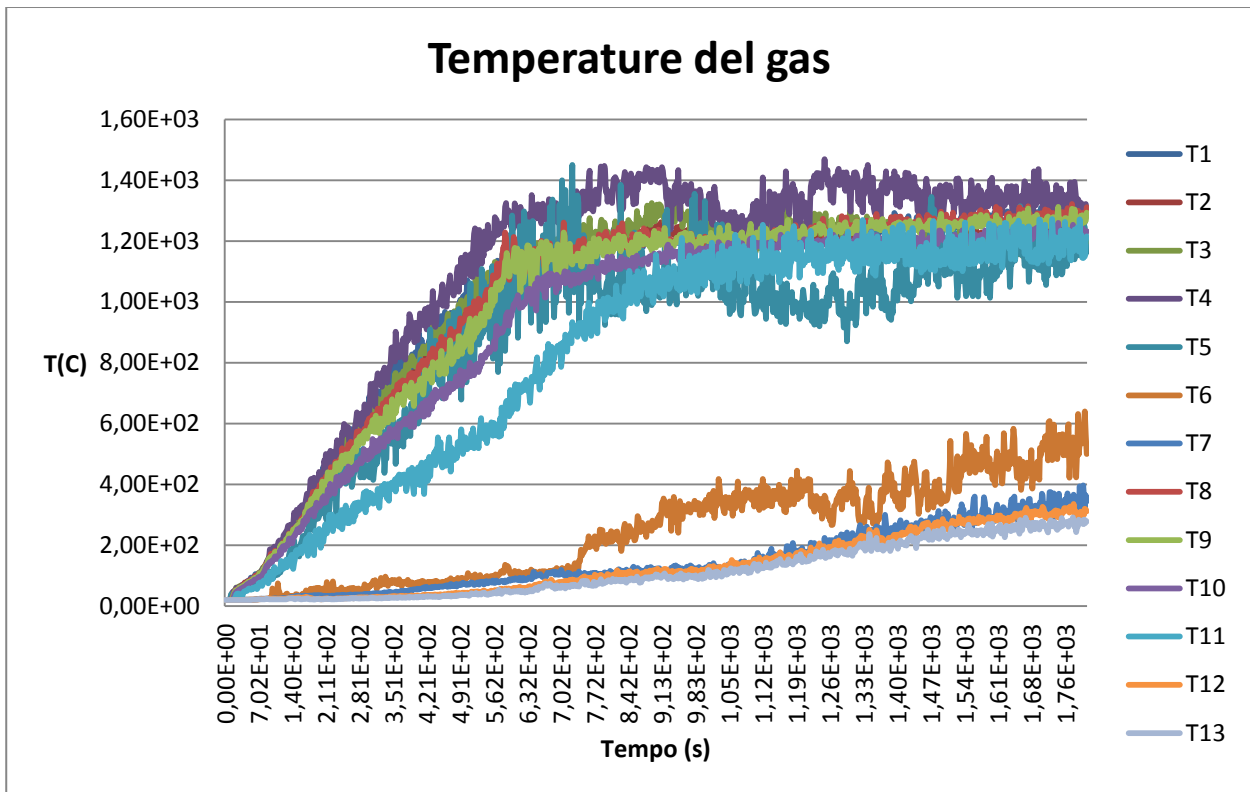
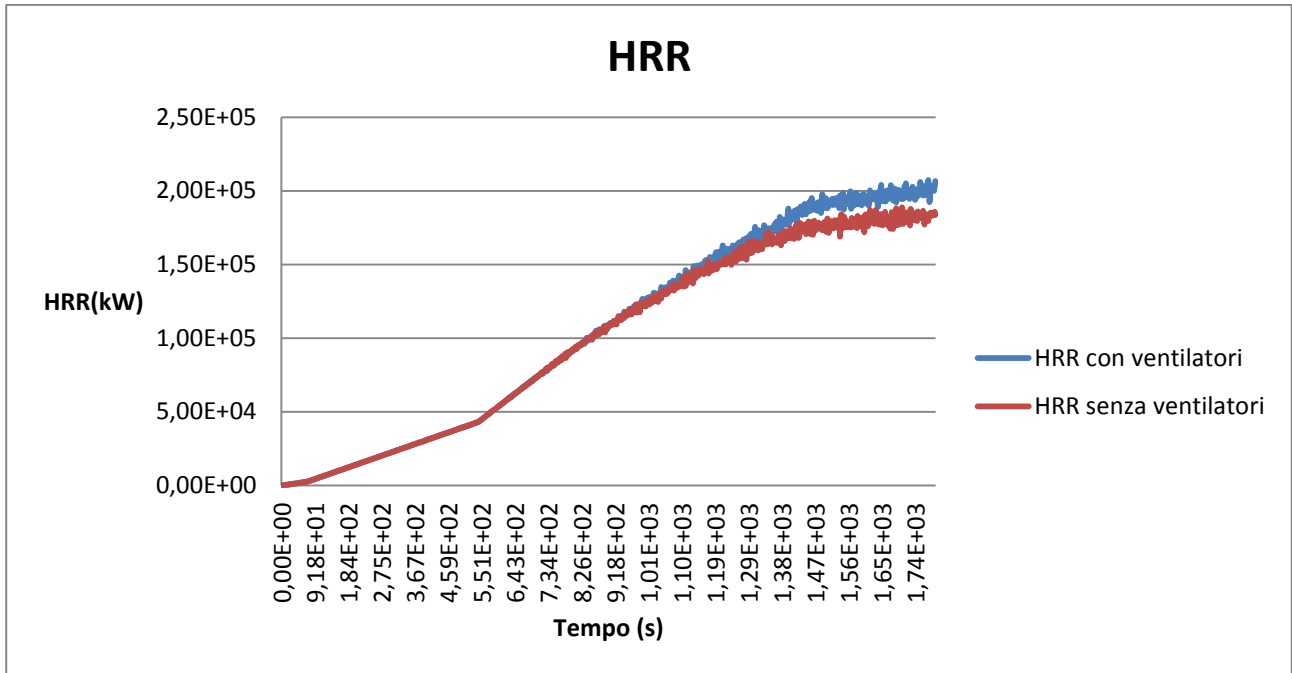
Frame: 54
Time: 97.2

Smokeview 5.6 - Oct 29 2010



Frame: 72
Time: 129.6

Fig 33: immagini tratte da Smokewiew della simulazione 8



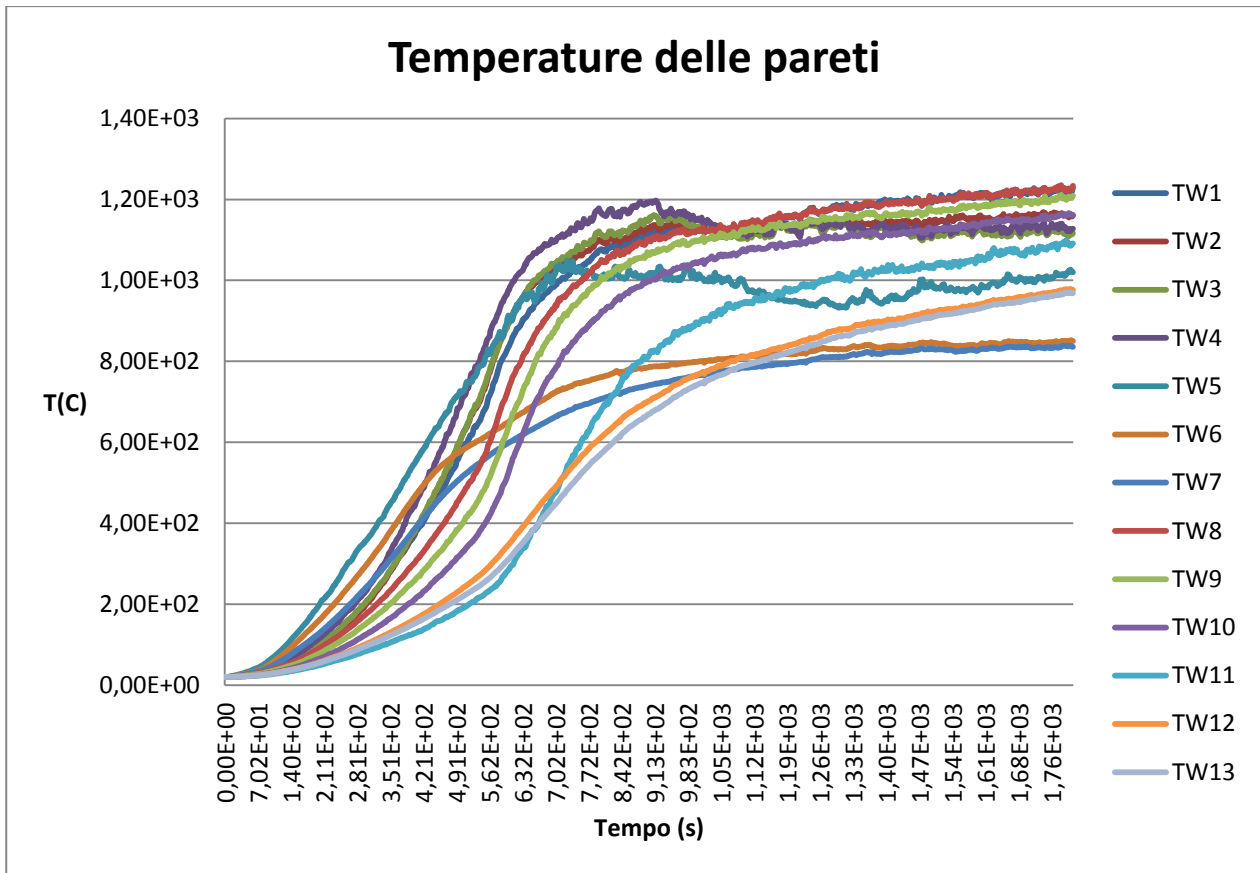
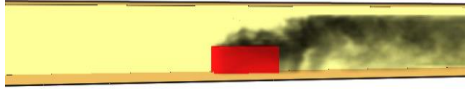


Fig. 34: grafici di HRR, temperature del gas e temperature delle pareti per la simulazione 8

Come si osserva dai grafici, l'HRR registrato in presenza dei fan e l'HRR nella simulazione 1 sono differenti. Nella simulazione 8 infatti l'HRR raggiunge valori di poco superiori dell'ordine di 200 MW contro i 184 MW del free burning. Questo fenomeno dovevamo aspettarcelo in qualche modo: i fan sebbene siano in grado di evacuare parzialmente il fumo dalla zona dell'incendio, introducono tuttavia ossigeno che alimenta la combustione. Le temperature sono anch'esse di poco superiori rispetto alla simulazione 1 ma comunque sempre con picchi dell'ordine di 1400 °C per il gas e di 1200 °C per le pareti.

Per la simulazione 9 invece, abbiamo considerato lo stesso scenario della simulazione 8, incrementando solo la portata massima (a prevalenza nulla) dei ventilatori fino a 42 m³/s (tale valore è stato assunto dai fan installati nella galleria metropolitana di Napoli (Flakt Woods, 2010)). Con una nuova curva portata-prevalenza, il sistema di ventilazione ha funzionato notevolmente meglio, ritardando il fenomeno del Backlayering fino a quasi 800 secondi come si osserva dalle figure 33:

Smokeview 5.6 - Oct 29 2010



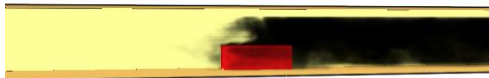
Frame: 158
Time: 264.4

Smokeview 5.6 - Oct 29 2010



Frame: 313
Time: 563.4

Smokeview 5.6 - Oct 29 2010



Frame: 429
Time: 772.2

Smokeview 5.6 - Oct 29 2010



Frame: 486
Time: 874.6

Smokeview 5.6 - Oct 29 2010



Frame: 509
Time: 916.2

Fig 35: immagini tratte da Smokeview della simulazione 9

Il problema riscontrato nella simulazione 9 riguarda però l'HRR. Esso ha il seguente andamento:

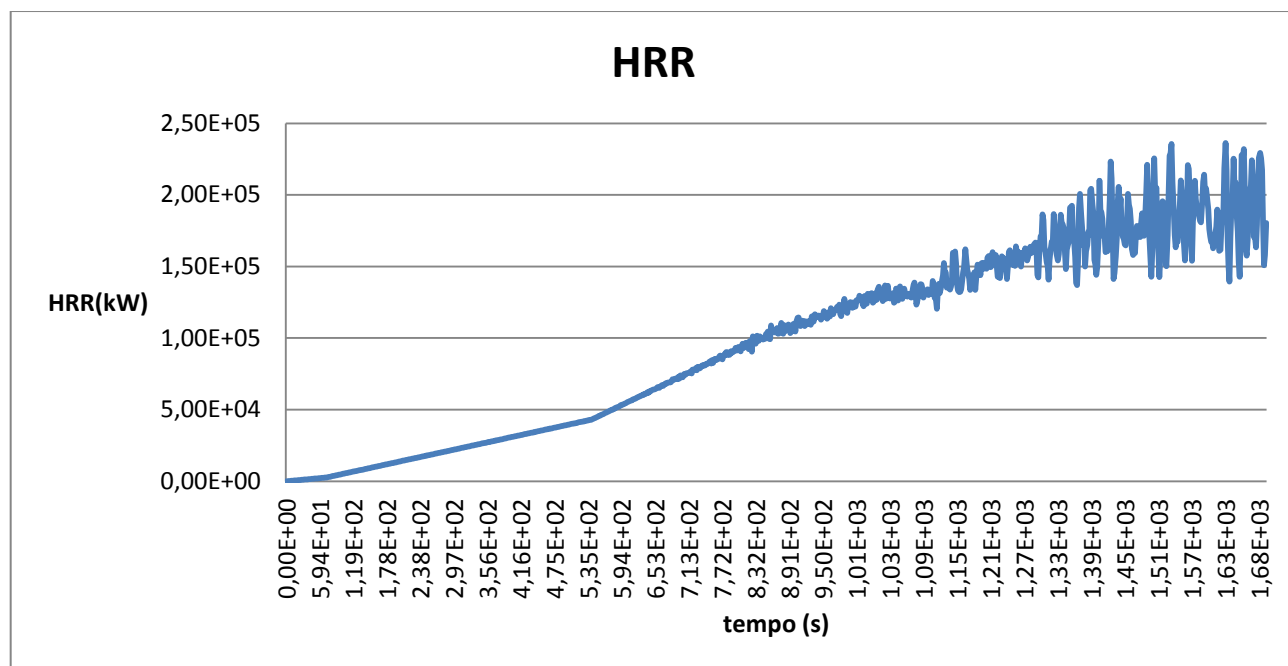


Fig. 36: grafico di HRR della simulazione 9

in cui come si può osservare, a partire dal secondo 1400, iniziano ad apparire delle rapide oscillazioni, imputabili a una instabilità numerica. Anche in questo caso sarebbe opportuno ripetere la simulazione con una mesh più fitta (il passo con cui essa è stata condotta è sempre 0.2 m) per avere una conferma del problema. Due informazioni però possiamo dedurre dalla figura 35 e dal grafico 36: con dei ventilatori a portata più alta (che sono poi quelli impiegati nella galleria metropolitana di Napoli), il fumo è spinto in un'unica direzione fino al secondo 800. Da ciò possiamo anche comprendere che nel caso di incendio di auto, il sistema di ventilazione adottato sarebbe probabilmente in grado di evacuare i fumi unicamente in un'unica direzione. In secondo luogo, una ventilazione più efficiente di sicuro permette di liberare la galleria dai fumi ma al tempo stesso alimenta la combustione (da un punto di vista fisico, come già anticipato tutto avviene come se i ventilatori soffiassero sopra l'incendio portando ossigeno). Queste due considerazioni meriterebbero sicuramente di essere affrontate, ma per rispondere alle domande sollevate, sarebbe necessario ripetere appunto la simulazione 9 con una mesh più fitta in maniera da evitare poi il problema dell'instabilità numerica. Eventualmente si potrebbe anche cercare di allungare il tratto di galleria (nelle simulazioni 8 e 9 è 100 m) e inserire delle condizioni al contorno su pressione e velocità sui due portali d'ingresso e di uscita per simulare il flusso d'aria generato dalla "catena" di ventilatori longitudinali posizionati nella galleria. In tal modo si avrebbero delle informazioni più realistiche sul moto dei fumi e sull'andamento dell'HRR in presenza di ventilazione forzata. Purtroppo con gli strumenti a nostra disposizione, non è stato possibile fare ciò.

5 CONCLUSIONI

Nel corso delle simulazioni svolte abbiamo cercato di simulare tutti i possibili scenari che derivano da un incendio in un ambiente chiuso come una galleria. Lo scopo delle simulazioni CFD non è tuttavia quello di ottenere risultati precisi bensì quello di fornire delle indicazioni di massima sul fenomeno fisico in questione: come già detto precedentemente infatti, tali simulazioni dovrebbero essere coadiuvate da test sperimentali in galleria, che è tuttavia molto difficile da realizzare visti i costi in gioco.

Un problema nei risultati ottenuti è stata l'accuratezza. I file sorgenti infatti sono stati fatti girare su un portatile ASUS 55V, con CPU Intel Core 17 con 2.3 GHz frequenza e 8 GB di RAM. Con questi parametri prestazionali, siamo riusciti ad ottenere degli ottimi risultati, anche se il problema principale è stata la durata delle simulazioni: basti pensare che per avere i risultati della simulazione 9, abbiamo dovuto attendere quasi due settimane, mantenendo praticamente il Portatile acceso per 20 ore al giorno. Lo stesso problema non ci ha consentito di conseguenza di eseguire un'analisi di sensibilità alla mesh, che avrebbe richiesto più RAM (che non sempre il Computer era in grado di fornire) e un tempo di calcolo più oneroso.

Per quanto riguarda le simulazioni di free burning, possiamo ritenerci più che soddisfatti dei risultati ottenuti: la simulazione 1, molto semplice, è stata il punto di partenza di tutto il nostro lavoro e ci ha dato un'idea degli ordini di grandezza in gioco per un incendio causato da un HGV: ci stiamo riferendo in particolare alla velocità di propagazione dei fumi in galleria, alle temperature dei fumi e alle temperature delle pareti, che hanno raggiunto anche picchi di 1200-1400 °C nel giro di mezzora. In lavori successivi, sarebbe interessante "completare" tali simulazioni fluidodinamiche con delle analisi strutturali, per valutare la resistenza al fuoco dell'intera galleria.

La simulazione 2 ha visto poi l'introduzione di un modellino termico di auto (per simulare appunto l'innesco di altri autoveicoli in galleria dovuto ai fumi della combustione) e di un modello di pirolisi di asfalto. Il conglomerato bituminoso si è incendiato dopo circa 7 minuti, in ottimo accordo coi risultati sperimentali; l'incendio ha raggiunto nel giro di pochissimo tempo dimensioni "catastrofiche" ed ha esaurito praticamente tutto l'ossigeno nelle vicinanze dell'autocisterna; esso si è poi allontanato dalla sorgente iniziale raggiungendo i due portali in cerca di ossigeno e continuando a divampare. In più nella simulazione 2 sono comparsi nei grafici di HRR e delle temperature delle oscillazioni, imputabili probabilmente a delle instabilità numeriche. In questo caso un'analisi di sensibilità sarebbe stata appropriata per studiare meglio il problema. Nella simulazione 3 invece abbiamo sostituito il conglomerato bituminoso con un asfalto in calcestruzzo, impiegato nei Paesi del Nord Europa, ignifugo e molto costoso. L'incendio ha assunto dimensioni sicuramente più limitate, e ci ha dato l'opportunità di testare anche la validità del modellino termico di auto: rimandiamo al Cap. 4 per ulteriori chiarimenti in merito. La prima auto ha cominciato ad incendiarsi al secondo 900, mentre tutte le altre hanno iniziato a prendere fuoco al secondo 1096. Dei test sperimentali sarebbero tuttavia necessari per validare tale modello termico.

Le simulazioni di spegnimento ci hanno riservato invece più di qualche problema. Un primo problema l'abbiamo riscontrato nel riprodurre il sistema di spegnimento: FDS ha al suo interno una funzione per mezzo della quale è possibile far fuoriuscire dalle facce di un cubo del dominio una certa portata massica di acqua. Tale funzione però è male implementata nella versione 5 poiché da delle fortissime instabilità numeriche. Di conseguenza per riprodurre il sistema di spegnimento dei Monitori di Caccialanza (Cap 4), abbiamo usato due coppie di sei spruzzatori sulla volta della galleria e chiaramente la fisica del getto generato da un idrante è diversa da quella di un getto generato da sei spruzzatori.

Il punto di partenza del lavoro è stato un HGV pensato come un parallelepipedo, sul quale abbiamo posizionato tre VENT per simulare l'HRR della letteratura, tratto da una simulazione di Free Burning di Caccialanza. Per spegnere una sorgente di incendio rappresentata da delle VENT, è necessario introdurre in FDS un coefficiente, noto come E_COEFFICIENT. Il suo valore deve essere tarato in base a dati sperimentali. Nel corso della simulazione 4 perciò, abbiamo riprodotto con una rampa l'HRR dell'HGV di Caccialanza e utilizzando il nostro sistema di spegnimento, abbiamo cercato di spegnere l'incendio assegnando diversi E_COEFFICIENT alle VENT in questione per riottenere esattamente la curva di spegnimento di Caccialanza. Così facendo, dopo la taratura, poiché l'E_COEFFICIENT dipende solo dai materiali coinvolti nell'incendio, facendo l'approssimazione (notevole) che tutti gli HGV siano caratterizzati dallo stesso materiale, avremmo potuto in seguito riutilizzare lo stesso coefficiente per scenari d'incendio diversi (HRR diversi da quello di Caccialanza, sistemi di spegnimento e ambienti differenti). I risultati ottenuti sono però stati piuttosto scadenti: le due curve di spegnimento erano molto diverse fra di loro. Di conseguenza abbiamo abbandonato lo spegnimento con E_COEFFICIENT e ci siamo concentrati sullo spegnimento vero e proprio, che FDS è in grado di effettuare una volta settati i parametri di pirolisi e di combustione dei materiali in gioco. Dalla letteratura (Vaari et al.), abbiamo considerato l'esperimento di Runehamar, in cui il carico di un HGV è stato ricostruito ponendo l'80% di cellulosa e il 20% di poliuretano e in cui il picco di HRR ha raggiunto valori di circa 200 MW. Riproducendo un carico di HGV di circa 7 tonnellate, con delle ostruzioni di legno e di plastica, che dovevano riprodurre la catasta di Pallet dell'esperimento e in cui la frazione massica di plastica era un po' più elevata rispetto all'esperimento di Runehamar, abbiamo condotto una prima simulazione di free burning con un innesco di 200 kW. Quando però abbiamo introdotto il sistema di spegnimento, ci siamo resi conto che lo stesso carico che precedentemente si incendiava anche celermente, in questo caso era inerte. L'unica spiegazione al problema era una mesh inaccurata: FDS infatti, dovendo realizzare una simulazione di spegnimento, aveva bisogno di una mesh più fitta; e con la griglia utilizzata (di passo 0.2 m) non era possibile simulare la reazione di pirolisi e successivamente di spegnimento della catasta di pallet. Il problema è stato

comunque superato considerando un innesco più grande di circa 2 MW. In questo modo abbiamo condotto la simulazione di free burning (simulazione 5) e le due simulazioni di spegnimento 5 e 6 con acqua e WM. Il vantaggio di questa strategia è la possibilità di simulare spegnimento anche con schiuma e polveri; lo svantaggio è che i tempi di calcolo sono più lunghi e che per validare i risultati sarebbe necessario ripetere le tre simulazioni (la 5 di free burning, la 6 e la 7) con una mesh più fitta. Lo spegnimento è stato infatti velocissimo, dell'ordine del minuto. Dai test numerici di Caccialanza invece esso avveniva nel giro di 8-9 minuti (Cap 4). E' altrettanto vero che il nostro sistema di spegnimento non simula il getto di una lancia e che le dimensioni geometriche del nostro HGV sono molto limitate, soprattutto in lunghezza, dove raggiungono a malapena i 6 metri (questo perché altrimenti sarebbe stato necessario impiegare una griglia più fitta): l'acqua perciò "inonda" molto rapidamente il sistema.

Una considerazione da fare riguarda i materiali usati nella simulazione 5-6-7: per la cellulosa abbiamo usato il legno; al posto del poliuretano abbiamo impiegato la plastica per i cavi elettrici, che però come si sa brucia molto lentamente. Il motivo di tale scelta è stata la difficoltà nel corso del nostro lavoro, di trovare i parametri di pirolisi di qualsiasi materiale. Tali parametri infatti si ricavano da indagini sperimentali termogravimetriche o da test che richiedono l'uso di calorimetri; esse sono quindi molto costose. Sebbene nella simulazione 5, la plastica sia bruciata molto lentamente, e non si sia potuto osservare l'autoestinzione dell'incendio, il picco di HRR ottenuto è stato di circa 200 MW, come nell'esperimento di Runehamar.

Infine le simulazioni con ventilazione forzata: la lunghezza della galleria è stata portata a 100 metri e abbiamo posizionato due coppie di ventilatori, in corrispondenza del portale d'ingresso e di uscita. FDS, come detto in precedenza (Cap 4), ha bisogno di avere in input la curva prevalenza-portata dei ventilatori. Essa è chiaramente funzione del numero dei giri, come insegnato dalla teoria delle Turbomacchine. Per tracciarla il software ha bisogno di due punti estremi: il punto a portata nulla e il punto a prevalenza nulla (Cap 4). Per avere una curva più o meno realistica, siamo partiti da valori numerici ricavati dalla letteratura sapendo che per ventilatori longitudinali la prevalenza massima è dell'ordine dei 900 Pa; tale valore è stato usato nelle simulazioni 8 e 9. Nella simulazione 8 abbiamo considerato una portata massima corrispondente a una velocità massima di 3 m/sec. Nella simulazione 9 invece la portata massima è stata presa dalla letteratura ($42 \text{ m}^3/\text{sec}$). In entrambi i casi c'è stato un leggero aumento di picco di HRR imputabile al fatto che, la ventilazione forzata, pur evacuando i fumi in una direzione, porta ulteriore ossigeno nella zona della combustione. Le differenze invece sono state notevoli: nella simulazione 8 i ventilatori erano praticamente inefficaci; nella simulazione 9 hanno convogliato il fumo in un'unica direzione fino al secondo 900 all'incirca in cui è comparso un Backlayering tuttavia inevitabile viste le grandezze in gioco in termini di HRR. Tuttavia nella simulazione 9 a partire da un certo istante, è comparsa una instabilità numerica a causa della quale abbiamo solo intuito un aumento di HRR per la presenza della ventilazione forzata ma che non siamo riusciti a stimare adeguatamente; anche in questo caso un'analisi di sensibilità sarebbe stata necessaria per risolvere il problema.

In conclusione, tutte le nostre simulazioni avrebbero bisogno di un'analisi di sensibilità che possa validare i risultati ottenuti. Tuttavia il lavoro ci ha dato la possibilità di stimare la pericolosità di un incendio in un luogo chiuso e quanto velocemente le squadre di soccorso debbano intervenire.

Successivi lavori potrebbero includere, oltre a un'analisi di sensibilità per lo spegnimento e per la ventilazione, uno spegnimento realizzato con schiuma e polveri, su una catasta di pallet più lunga ma più o meno dello stesso peso (ciò richiederebbe di ridurre le dimensioni delle ostruzioni che simulano i Pallet di plastica e legno nella simulazione 5 6 7, portandoli ad esempio a 0.1m e posizionandoli a una distanza più grande fra di loro; cosa che non è stata possibile fare a causa dei tempi di calcolo e della RAM richiesti); di usare poliuretano invece di plastica per cavi elettrici; per quanto riguarda invece le simulazioni con ventilazione forzata, sarebbe opportuno risalire a una curva di fan reale, che purtroppo non siamo riusciti a trovare in letteratura; allungare poi la galleria, posizionando più coppie di ventilatori ed eventualmente imporre delle condizioni al contorno su velocità e pressione per simulare il flusso d'aria generato dall'intera catena di ventilatori. In tal modo si avrebbe una stima più accurata sull'evacuazione dei fumi e sull'aumento di HRR dovuto all'apporto di ossigeno.

REFERENZE BIBLIOGRAFICHE

- 1) A.I.T.E.C. (2011), Incendi in galleria: il calcestruzzo aumenta la sicurezza [on line]. Disponibile da : http://www.federbeton.it/Portals/3/Documenti/Pubblici/Pubblicazioni/Incendi_in_galleria_aumenta_la_sicurezza.pdf [consultato il 20 settembre 2013]
- 2) Arvidson M. , Lönnermark A. (2002) Commodity Classification Tests of Selected Ordinary Combustible Products. *SP Report 2002:03. SP Swedish National Testing and Research Institute, Borås.*
- 3) Babrauskas V. (1980), Flame Lengths under Ceiling, *Fire and Materials*,4,3,119-126
- 4) Beyler C. (2003), Flammability Limits of Premixed and Diffusion Flames, *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering (3rd Ed.)*, National Fire Protection Association, Quincy, MA.
- 5) Caccialanza (2013), Prestazioni del Sistema automatico di spegnimento con monitori telecomandati in incendi in galleria
- 6) Carvel R.O., Beard A.N., Jowitt P.W.(2001), How much do Tunnel Enhance the Heat Release Rate of Fires, *Proc. 4th Int. Conf on Safety in Road and Rail Tunnels*, 457-466, Madrid
- 7) R.O. Carvel & J.L. Torero (2006), The Contribution of asphalt road surfaces to fire risk in tunnel fires: preliminary findings. [on line], disponibile da : <https://www.era.lib.ed.ac.uk/bitstream/1842/895/1/Carvel%20Torero%20Hong%20Kong%202006b.pdf> [consultato il 20 dicembre 2013]
- 8) R. Carvel, Design fires for tunnel water mist suppression system [on line]. Disponibile da : http://www.see.ed.ac.uk/~rcarvel1/tunnel/Carvel_ISTSS08_design_fire_paper.pdf [consultato il 10 novembre 2013]
- 9) Cembureau (2004), Improving Fire Safety in Tunnels: the concrete pavement solution [on line]. Disponibile da : http://www.febelcem.be/fileadmin/user_upload/autres-publications/en/firesafety.pdf [consultato il 20 settembre 2013]
- 10) Flakt woods (2010), Ventilatori Flakt Woods in gallerie metropolitane e ferroviarie [on line]. Disponibile da : <http://www.flaktwoods.it/329383df-b3ae-4c01-8324-4676cf7f791e> [consultato il 20 gennaio 2014]

- 11) Hakestad G.(1983), Luminous Heights of Turbulent Diffusion Flames, *Fire safety Journal*, 5, 103-108
- 12) Lonnemark A. (2005), *On the characteristics of Fires in Tunnel*, [Doctoral Thesis]. Lund Department of Fire safety Engineering
- 13) K. Mc Grattan, S. Hostikka, J.Floyd, H.Baum, R.Rehm, W.Mell, R. Mc Dermott. FDS 5 Technical Reference Guide , U.S. Department of Commerce, 2010
- 14) K. Mc Grattan, , R. Mc Dermott, S. Hostikka , J.Floyd . FDS 5 User Guide, U.S. Department of Commerce, 2010
- 15) Ministero dell'Interno, Corpo Nazionale dei Vigili del Fuoco. Chimica e fisica dell'incendio [on line]. Disponibile da : <http://www.vigilfuoco.it/sitiComandi/GestioneSiti/downloadFile.asp?s=43&f=42828>. [Consultato il 27 novembre 2013]
- 16) Pope Stephen B.(2000), *Turbulent Flows*. Cambridge, 36, 37, 38
- 17) Rehm R.G, Baum H.R (1978). The equations of motion for thermally driven, buoyant flows, *journal of the National Bureau of Standards*, 8(3)
- 18) Rotini G. (2012), *Analisi dell'impatto di incendi in ambienti confinati. Prestazioni dei filtri a prova di fumo in un tunnel di linea metropolitana* [tesi magistrale], Facoltà di Ingegneria industriale, Politecnico di Milano
- 19) SFPE, *Handbook of Fire Protection Engineering* .Third edition. Quincy, Massachussets. National Fire Protection Association. 2002
- 20) Sousa J. (2008), Cost Benefit Analysis and Energy Consumption of Scrap Tire Management Options[on line] Disponibile da : <http://www.studymode.com/essays/Cost-Benefit-Analysis-And-Energy-Consumption-155782.html>.
- 21) Tao X. & Xiaoming X.(2009), Effects of Magnesium Hydroxide on Asphalt Pyrolytic Characteristics and Kinetic Analysis. *Geotechnical Special Publication* (190), 1-8
- 22) H. Tennekes and J. L. Lumley (1972). *A First Course in Turbulence*. MIT Press, 36

- 23) Unione Nord Est, sicurezza nelle gallerie stradali [on line]. Disponibile da:
<http://www.unionenordest.it/STATALE%2012/Sicurezza%20nelle%20gallerie%20stradali.pdf>
[consultato il 20 ottobre 2013]
- 24) J.Vaari, S.Hostikka, T.Sikanen & A. Paajanen (2012) ,Numerical simulations on the performance of water-based fire suppression systems, .*VTT Technology* 54-144
- 25) G. Yeoh & K. Yuen, Computational Fluid Dynamics in Fire Engineering. Cambridge University. Elsevier. 2008
- 26) Yu H.Z., Lee J.L, and H.C. Kung (1994) Suppression of Rack-Storage Fires byWater. *Fire Safety Science– Proceedings of the Fourth International Symposium*, International Association For Fire Safety Science, (73),901-912
- 27) H. Werner and H. Wengle (1991), Large-eddy simulation of turbulent flow over and around a cube in a plate channel. In 8th Symposium on Turbulent Shear Flows, 155–168. 36