



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DELLA BASILICATA

**Dottorato di Ricerca in
Ingegneria per l'Innovazione e lo Sviluppo Sostenibile:
Metodi e tecnologie per il monitoraggio e la tutela ambientale**

**Studio teorico e numerico dei fenomeni di dispersione di nubi radioattive
in ambienti urbani 3D con approcci di fluidodinamica computazionale**

Settore Scientifico-Disciplinare
ING-IND/18

Coordinatore del Dottorato

Prof.ssa Aurelia Sole

Aurelia Sole

Firmato digitalmente da: Aurelia Sole
Organizzazione:
UNIBASILICATA/96003410766
Limitazioni d'uso: Explicit Text: I titolari
fanno uso del certificato solo per le
finalità di lavoro per le quali esso è
rilasciato. The certificate holder must
use the certificate only for the
purposes for which it is issued.
Data: 22/11/2024 08:58:31

Dottorando

Dott. Giuseppe Giannattasio

Giuseppe Giannattasio

Relatori

Prof. Antonio D'Angola

Antonio D'Angola

Prof. Alessio Castorrini

Alessio Castorrini

Dott. Michele Ferrarini

Michele Ferrarini

Ciclo XXXVII

*A mia moglie Frida e mia figlia Fiamma
per avermi supportato nei momenti difficili*

INDICE

Abstract	i
Riassunto della Tesi	iii
1 Introduzione	1
1.1 Aspetti generali di valutazione di impatto radiologico	1
1.1.1 Generalità sul trasporto in atmosfera	2
1.1.2 Introduzione alla teoria classica di Pasquill	3
1.1.3 Approccio con la Fluidodinamica Computazionale (CFD)	5
1.2 Sviluppo e scopo della Tesi	8
2 Modello Gaussiano: varianti ed applicazioni	10
2.1 Generalità.....	10
2.2.1 Il modello Gaussiano (GPM)	11
2.2.2 Le classi di Pasquill	12
2.2 Il codice HotSpot.....	16
2.3 La teoria di Huber	20
2.4 Modello di screening (NCRP n. 123)	22
2.5 Modello di Piuma Gaussiana con metodologie Monte Carlo	25
3 Metodologia CFD per lo studio dei fenomeni di dispersioni in atmosfera	29
3.1 Modelli laminari e turbolenti	29
3.2 Introduzione alla CFD in ambiente ANSYS/FLUENT	31
3.2.1 Equazione di continuità (massa).....	32
3.2.2 Equazione di conservazione del momento.....	33

3.2.3	Equazione di conservazione dell'energia	33
3.3	Approccio RANS	34
3.4	Modello k- ϵ	35
3.5	Modello k- ω	36
3.6	Modello k- ω (SST)	37
3.7	Teoria MOST	38
4	Testing e risultati numerici in campo aperto.....	42
4.1	Definizione della geometria e del modello (generalità).....	42
4.2	Validazione delle condizioni al contorno in regime laminare	43
4.3	Confronto tra i modelli di turbolenza	47
4.3.1	Modello k- ϵ senza camino - caso stabile	47
4.3.2	Modello k- ϵ senza camino - caso neutrale	51
4.3.3	Modello k- ϵ senza camino - caso instabile	52
4.3.4	Modello k- ϵ con camino: classi E-D-C.....	53
4.3.5	Modello k- ω (SST) con camino.....	59
4.3.6	Confronti tra k- ϵ e k- ω (SST)	59
4.4	Confronti di concentrazioni in campo aperto con il modello Gaussiano.....	61
5	Risultati numerici in presenza di ostacoli ed edifici: il caso reale ispirato al CNAO.....	67
5.1	Meshing in presenza di edifici	68
5.2	Metodologia dei confronti con il modello Gaussiano di Pasquill ed Huber	72

5.2.1	Modalità di confronto delle concentrazioni CFD ed Analitiche	73
5.3	Confronti di concentrazioni in geometria reale	74
5.3.1	Convergenza simulazioni di classe E	74
5.3.2	Confronti CFD/Analitiche di classe E	79
5.3.3	Convergenza simulazioni di classe D	95
5.3.4	Verifica del modello stazionario di classe D mediante caso non stazionario	100
5.3.5	Convergenza simulazioni transient e confronti con stazionarie	100
5.3.6	Confronti CFD/Analitiche di classe D	107
5.3.7	Dipendenza delle soluzioni analitiche dalla velocità del vento	123
5.3.8	Dipendenza delle soluzioni analitiche dalle formule di Briggs	135
5.4	Utilizzo dei dati ottenuti in CFD per valutazioni dosimetriche	143
6	Conclusioni e sviluppi futuri	144
	Appendice A - Coefficienti del Modello di screening (NCRP n. 123)	146
	A.1 Esempio di stima dosimetrica con il Modello di screening	147
	Appendice B - Codici MATLAB	148
	B.1 Utilizzo dati CFD in formato csv	148
	B.2 Codice .m per plot	149
	Bibliografia	157

Abstract

The presence of buildings and obstacles in urban environments can modify the velocity and spatial concentration fields of a radioactive cloud emitted by a source, thereby affecting the dispersion of the plume. A simplified model for estimating dispersion is the Gaussian Plume Model (GPM), corrected by Huber for the presence of buildings, which includes the *recirculation* mechanism of contaminants. The GPM, through the calculation of Briggs coefficients, is the most common approach for evaluating immersion doses from emitting chimneys.

The ideal scenarios for GPM application are nuclear plants, typically located a few hundred meters from population centers. However, at distances of less than 100 meters, this highly simplified model can overestimate the dose population.

The use of radioactive substances in industrial, medical, and scientific research facilities introduces radiological risk scenarios for workers and the public, especially concerning proximity to these installations. For operators, current legislation (EURATOM Directives - Decree 101/2020 and subsequent amendments - NCRP no. 123) mandates continuous monitoring of environmental and individual dosimetry. Design takes in account public safety. Population prevention must be ensured primarily during the design phase, considering the distance from the radiation source (emitting chimney) and the adequacy of contaminant release systems according to site-specific weather conditions.

In radiation therapy installations using hadrons, equipped with particle accelerators such as synchrotrons, the production of high-energy ionizing radiation beams triggers nuclear reactions. These reactions cause the activation of materials in water and air due to the primary and secondary radiation fields. Specifically, when a beam interacts with patients or the machine's components, secondary neutron fields are generated, which can induce radioactivity in the air and surrounding materials. These radioactive gases are then released into the environment through industrial chimneys.

After reviewing the main fluid dynamics evaluation methods, based on the Gaussian Model with Pasquill stability classes, this work presents a theoretical and numerical study of the dispersion of radioactive clouds in open and urban 3D environments using Computational Fluid Dynamics (CFD) techniques. The real-world geometry used as inspiration is from the *National Center for Oncological Hadrontherapy* (CNAO) in Pavia, Italy.

Using the CFD software, the *Reynolds-averaged Navier-Stokes* (RANS) equations were solved through the finite volume method, applied to domains discretized into computational cells. The study examined scenarios under *stable*, *neutral*, and *unstable* atmospheric conditions (Pasquill stability classes E, D, and C), considering a prototype mixture of air and 5% argon emitted by an

industrial chimney. The simulations were performed in *steady-state* mode with the *species transport* option enabled. Comparisons between the numerical contaminant concentration (Ar) and analogous analytical results, based on Gaussian theory, showed good agreement in open-field conditions, especially for the more stable classes.

Additionally, in stability classes E and D, a *transient* (unsteady) Class D design with buildings was simulated to validate the corresponding steady-state model. The sensitivity of the Pasquill and Huber analytical models to variations in wind speed at chimney height was also investigated. Similarly, the dependence of Gaussian concentration results on the choice of parameters (open/urban) from the Briggs formulas was highlighted.

Following the results obtained from CFD, it was possible to conduct **environmental dose assessments** by integrating CFD data into the procedure outlined in NCRP 123 for the Ar-41 radionuclide, following the screening model described in section 2.5. This methodology, addressing the limitations of simplified Gaussian models at distances of less than 100 meters from the emission source, allows for more accurate dosimetric evaluations.

Future developments will involve implementing CFD results into a Monte Carlo method-based procedure to generate spatial dose maps from the atmospheric release of radioactive contaminants.

Riassunto della Tesi

La presenza di edifici ed ostacoli in ambienti urbani può modificare la velocità ed i campi spaziali di concentrazione di una nube radioattiva emessa da una sorgente, quindi influenzandone il plume. Una metodologia semplificata per stimare questa dispersione è rappresentata dal Gaussian Plume Model (GPM), corretto da Huber, in presenza di edifici, con l'inclusione del meccanismo di *ricircolo* del contaminante. Il GPM, mediante il calcolo dei coefficienti di Briggs, costituisce l'approccio più adottato per la valutazione di dosi da immersione prodotte da camini emittenti.

Gli scenari ideali per l'applicazione della metodica gaussiana sono rappresentati da impianti nucleari situati normalmente ad alcune centinaia di metri dai centri abitati. In particolare a distanze minori di 100 m, tale modello, estremamente semplificato, può sovrastimare la dose per le persone.

L'impiego di sostanze radioattive in impianti industriali, sanitari e per le finalità della ricerca scientifica introduce scenari di rischio radiologico per i lavoratori e la popolazione intesa, in particolare, come vicinato alle installazioni. Per gli operatori la normativa vigente (Direttive EURATOM - D.Lgs. 101/2020 e s.m.i - NCRP n. 123) prevede un monitoraggio continuativo dal punto di vista della dosimetria ambientale ed individuale. La progettazione tiene conto della sicurezza pubblica. La prevenzione della popolazione deve essere assicurata, all'atto della progettazione, tenendo conto delle distanze dalla sorgente di radiazioni (camino emittente) e della idoneità dei sistemi di immissione dei contaminanti in atmosfera in funzione delle condizioni meteorologiche del sito.

In presenza di installazioni finalizzate alla Radioterapia con adroni, dotate di acceleratori di particelle come i sincrotroni, la produzione di fasci di radiazioni ionizzanti di alta energia determina successive reazioni nucleari. Queste generano l'attivazione di materiali, in acqua ed aria, dovuta ai campi radianti primari e secondari. Nello specifico quando un fascio interagisce con i pazienti o con le componenti fisiche delle macchine si creano campi di neutroni secondari capaci di indurre radioattività nell'aria e negli altri materiali circostanti. Ne consegue l'espulsione di questi gas radioattivi in ambiente esterno attraverso i camini industriali.

Dopo aver riportato le principali metodologie di valutazione fluidodinamica, basate sul Modello Gaussiano con classi di stabilità di Pasquill, in questo lavoro è stato eseguito uno studio teorico e numerico della dispersione delle nubi radioattive in ambienti 3D aperti ed urbani utilizzando tecniche di Fluidodinamica Computazionale (CFD). La geometria reale di ispirazione è stata quella del *Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica* di Pavia (Italy), ove è in funzione un sincrotrone.

Operando in ambiente CFD, sono state risolte le equazioni di *Navier-Stokes mediate secondo Reynolds* (RANS) adottando il metodo ai volumi finiti su domini idoneamente discretizzati in celle di calcolo.

Sono stati studiati i casi con condizioni di stabilità atmosferica *stabile, neutrale ed instabile* (classi E-D-C di Pasquill), considerando una miscela prototipo, emessa da camino industriale, composta di aria ed Argon al 5%. La modalità scelta per le simulazioni è stata di tipo *stazionario* (steady) con opzione di *trasporto di specie*. I confronti di concentrazione numerica di contaminante (Ar) con gli analoghi risultati analitici, secondo la teoria gaussiana, hanno fornito in campo aperto buoni risultati in particolare per le classi di maggiore stabilità.

Oltre le suddette simulazioni nelle classi di stabilità E e D, a completamento dell'indagine, si è proceduto ad impostare un progetto di classe D, sempre in presenza di edifici, in modalità *transient* (unsteady), a validazione del corrispondente modello stazionario.

E' stato poi eseguito uno studio di sensibilità del modello analitico di Pasquill e Huber al variare della velocità all'altezza del camino. Analogamente è stata evidenziata la dipendenza dei risultati di concentrazione gaussiani in funzione della scelta dei parametri (open/urban) delle formule di Briggs.

A seguito dei risultati ottenuti in CFD è stato possibile eseguire **valutazioni di dose ambientale**, implementando i dati CFD nella procedura prevista da NCRP 123 per il radionuclide Ar-41 secondo il Modello di screening di cui al paragrafo 2.5.

Tale metodologia, tenuto conto delle criticità del suddetto modello a distanze dalla sorgente emittente minori di 100 m, può consentire di ottenere valutazioni dosimetriche più accurate rispetto alla metodica gaussiana estremamente semplificata.

Negli sviluppi futuri è prevista l'implementazione dei risultati CFD all'interno di apposita procedura con metodo Monte Carlo, al fine di generare la mappa spaziale dei valori di dose prodotta dal rilascio in atmosfera di contaminante radioattivo.

1 Introduzione

1.1 Aspetti generali di valutazione di impatto radiologico

Il lavoro di ricerca è stato orientato verso lo studio di nuove metodologie di analisi nell'ambito della valutazione del rischio correlato alle fonti di radiazioni ionizzanti. La normativa che ne disciplina l'impiego (Direttive EURATOM - D.Lgs. 101/2020 e s.m.i [1]) prevede rigidi iter autorizzativi che devono conciliare le esigenze di gestione degli impianti con gli standard di sicurezza per i lavoratori e la popolazione. Nella tesi sono state sviluppate nuove metodologie che affrontano con estrema accuratezza i processi di dispersione di inquinanti, incluse le sostanze radioattive che tipicamente vengono studiate con metodi approssimati come quelli gaussiani.

L'individuazione dei modelli di valutazione relativi a pratiche coinvolgenti sorgenti di radiazioni ionizzanti è stata ispirata dagli scenari di rilascio di sostanze radioattive dai camini industriali del CNAO di Pavia (Italy). Il CNAO, Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica, eroga trattamenti di adroterapia mediante impiego di protoni e ioni carbonio ed è a tutt'oggi in fase di ampliamento impiantistico.

Per le installazioni di questa fattispecie, la produzione di fasci di radiazioni di alta energia determina reazioni nucleari di **attivazione** dell'acqua e dell'aria. In particolare l'interazione con i pazienti o le componenti delle macchine generano neutroni secondari che determinano **radioattività indotta nell'aria**. Necessita, pertanto, l'espulsione di questi gas radioattivi in ambiente esterno attraverso i camini industriali. Tenuto conto che all'interno del CNAO funzionano acceleratori circolari tipo sincrotrone che danno luogo ad effluenti radioattivi, è necessaria la previsione di impatto ambientale dei radionuclidi, ad oggi basata sul codice di calcolo, riconosciuto a livello internazionale, denominato "HotSpot" [2].



Fig. 1.1: impianto sincrotrone del CNAO

Tale algoritmo calcola la dose da radiazioni per emissioni ambientali di radionuclide sotto l'ipotesi classica di un modello fluidodinamico di tipo gaussiano (teoria di Pasquill) che sarà oggetto di successiva trattazione.

1.1.1 Generalità sul trasporto in atmosfera

In ambito radioprotezionistico risulta diffuso l'impiego di solutori per la valutazione della *dose efficace* alla popolazione a seguito di rilascio di sostanze radioattive in ambiente. Premesso che si individua nella *dose equivalente* la dose assorbita in base alla pericolosità della radiazione ionizzante, si considera come dose efficace la media delle dosi equivalenti pesata rispetto alla radiosensibilità degli organi o tessuti del corpo umano.

E' evidente che lo studio del trasporto in atmosfera di sostanze radioattive è fondamentale ai fini di una corretta valutazione del rischio per le persone. Le fasi principali della suddetta analisi possono essere riassunte come segue:

- 1) Individuazione delle sorgenti emittenti
- 2) Caratterizzazione dei contaminanti
- 3) Valutazione delle condizioni metereologiche
- 4) Scelta del modello di trasporto e diffusione dei contaminanti
- 5) Individuazione delle aree e dei punti di ricaduta finale
- 6) Quantificazione della intensità e concentrazione del rilascio

I modelli matematici di trasporto di sostanze radioattive sono distinti nelle due seguenti tipologie: *numerici* ed *analitici*. I metodi numerici consentono soluzioni approssimate mediante tecniche di integrazione numerica. In questa categoria rientrano i modelli che utilizzano codici tipo Monte Carlo. I modelli analitici invece permettono di ricavare soluzioni analitiche esatte o approssimate sulla base di equazioni parametriche o semiempiriche. In ogni caso questi ultimi modelli possono mostrare errori non trascurabili. Gli approcci modellistici possono essere:

- Euleriani
- Lagrangiani
- Gaussiani

Nella descrizione del moto dei fluidi devono essere rispettate le seguenti leggi di base della fisica:

- Equazione di conservazione della massa
- Equazione di conservazione della quantità di moto
- Equazione di conservazione dell'energia
 - L'approccio euleriano fissa un punto nello spazio e determina le proprietà della particella che attraversa quel punto. Questa metodologia consente di introdurre volumi di controllo e monitorarne l'interno a seguito del passaggio del fluido oggetto dello studio
 - L'approccio lagrangiano si basa sul concetto di particella fluida, cioè il volume infinitesimo di fluido, suscettibile di approssimazione di punto materiale ma con numero elevato di particelle in accordo con l'ipotesi del *continuum*. Nell'opzione lagrangiana la particella fluida viene tracciata a livello spazio-temporale, ottenendo così la descrizione delle proprietà fluidodinamiche mediante lo studio della sua evoluzione. Quest'ultima modalità risulta la meno agevole da adottare per lo studio in oggetto

La metodologia gaussiana verrà discussa nei paragrafi successivi a partire dalla trattazione classica della teoria di Pasquill e di Huber.

1.1.2 Introduzione alla teoria classica di Pasquill

Le valutazioni radioprotezionistiche degli addetti ai lavori, in fase di analisi preventiva dei rischi, con gli strumenti tecnico-normativi al momento disponibili non appaiono del tutto adeguate per previsione di dose a corto raggio (al di sotto di 100 m). La spiegazione dipende dalla circostanza che i software commerciali a disposizione, basati sulle classi di stabilità di Pasquill [3, 4], sono strutturalmente concepiti per impianti radiologici di norma molto distanti dai centri abitati, ne consegue che le simulazioni di calcolo dosimetrico possono non adattarsi in modo accurato ai campi vicini, dove spesso insistono gli edifici ad uso civile prospicienti le installazioni. Infatti la metodologia analitica di Pasquill è molto approssimata in quanto basata su ipotesi molto forti.

Essa prevede modelli analitici gaussiani, cioè algoritmi di trasporto e diffusione del contaminante atmosferico, dipendenti dalle condizioni di stabilità ambientale a loro volta funzione dei differenti regimi ventosi. Tali classi, suddivise dalla A alla G, corrispondono all'indice decrescente di turbolenza ambientale ovvero al grado di dispersione degli effluenti gassosi.

Il parametro che determina questa classificazione è il *gradiente termico verticale* (variazione di temperatura nei vari strati dell'atmosfera misurata in °C/100 m).

La suddetta teoria, relativamente alla diffusione del contaminante sotto forma di plume, introduce una formulazione gaussiana semiempirica per la concentrazione $C(x, y, z, t)$ dell'effluente nel punto dello spazio (x, y, z) al tempo t .

La relazione dipende dai seguenti parametri: H_e altezza di rilascio effettivo, Q termine di sorgente, σ_y coefficiente di dispersione atmosferica nella direzione y di vento trasverso, σ_z coefficiente di dispersione atmosferica nella direzione z verticale rispetto al vento, v velocità media del vento nella direzione orizzontale x considerata all'altezza di rilascio effettiva H_e .

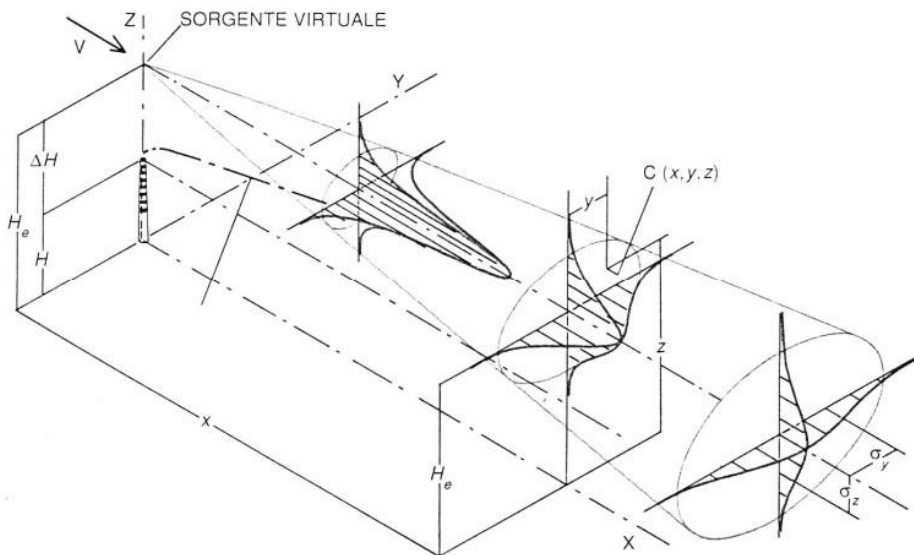


Fig. 1.2: plume gaussiano

I coefficienti di dispersione σ_y e σ_z sono fissati dalle formule di Briggs [5] ottenute combinando una larga serie di dati sperimentali in funzione della classe di stabilità e del campo aperto o urbano. Un altro parametro caratteristico della teoria è il termine di sovrainnalzamento ΔH che misura l'altezza del pennacchio fino al raggiungimento della situazione di livellamento orizzontale ($H_e = H_{geo} + \Delta H$ dove H_{geo} indica l'altezza geometrica del camino emittente).

1.1.3 Approccio con la Fluidodinamica Computazionale (CFD)

Il lavoro scientifico ha riguardato la ricerca di una differente e accurata metodologia nella modellizzazione del plume inquinante rispetto al modello classico semplificato di Pasquill. Inizialmente lo studio è avvenuto in campo aperto successivamente all'interno di un dominio spaziale reale con presenza di edifici ed ostacoli.

Pertanto l'idea è consistita nel seguire un metodo numerico secondo l'approccio della *Fluidodinamica Computazionale* (Computational Fluid Dynamics, CFD). La CFD si basa sull'impiego delle equazioni in forma discreta di **Navier-Stokes** (equazioni RANS). La metodologia di risoluzione prevede cicli di calcolo iterativo fino ad ottenere la convergenza delle soluzioni. Le equazioni di Navier-Stokes vanno a formalizzare i principi fisici che regolano il comportamento dei fluidi: il principio di conservazione della massa (equazione di continuità) – il II principio della dinamica (equazione della quantità di moto) – il I principio della Termodinamica (conservazione dell'energia).

Una volta definito il volume da esaminare, esso viene ripartito in celle elementari (operazione di meshing) che determineranno la griglia di calcolo su cui avverrà la risoluzione. La suddetta discretizzazione è avvenuta utilizzando il software *Fluent* (Ansys 2023 R1) [6] che, specializzato nella soluzione di problemi di fluidodinamica, applica una metodologia di calcolo ai *volumi finiti* utilizzando una griglia *non strutturata* di forma tetraedrica. La definizione della griglia di calcolo risulta decisiva per la precisione dei risultati. Infatti da ciò dipenderà la validità e la accuratezza delle conclusioni finali delle valutazioni.

Si tenga conto che la presenza in atmosfera di condizioni di moto turbolento non consente la corretta risoluzione dei fenomeni meteorologici dello *strato limite* (cioè lo strato in cui si verificano brusche variazioni della velocità dei gas per effetto della rotazione terrestre) [7].

Pertanto è necessario introdurre nell'implementazione dei profili di vento le correzioni della *teoria della similitudine di Monin-Obukhov* (MOST) [8-11].

Per effetto di tali correzioni nell'input dei dati, si è potuto garantire che i campi di vento introdotti fossero idonei alle simulazioni, garantendo così soluzioni finali rispettose della cosiddetta *omogeneità orizzontale*.

Tale proprietà delle soluzioni consiste nel conservare l'invarianza dei risultati a quota z costante.

Quest'ultima condizione indica la proprietà dei contorni delle soluzioni di conservare l'invarianza dei valori a quota z costante.

All'uscita del camino è stata predefinita una miscela di riferimento composta di aria e Argon (al 5%). In fase di analisi numerica l'Argon (quale rappresentante del generico contaminante) non è stato ancora caratterizzato come sostanza radioattiva in quanto, in questa prima parte del lavoro, l'interesse si è concentrato sui meri aspetti di dispersione dell'inquinante. Infatti sono stati confrontati gli andamenti ottenuti delle concentrazioni diffuse in ambiente sia con tecnica CFD sia con il metodo analitico di Pasquill.

Nelle stime dosimetriche successive si farà riferimento al radionuclide Ar-41 con $T_{1/2} = 109.34$ min (dove $T_{1/2}$ rappresenta l'emivita della sostanza radioattiva).

Nelle simulazioni numeriche il meccanismo di diffusione prescelto è stato il *trasporto di specie* in modalità *stazionaria*, considerando l'emissione di miscela contaminante dal camino in campo di vento d'aria orizzontale. I progetti CFD, dal punto di vista del setup, sono stati caratterizzati dalle seguenti impostazioni:

Modello di turbolenza	Dominio	Classi	Note
$k-\epsilon$	<i>Campo aperto</i>	<i>C - D - E</i>	<i>Box 3D con camino</i>
$k-\omega$ (SST)	<i>Campo aperto</i>	<i>C - D - E</i>	<i>Box 3D con camino</i>
$k-\omega$ (SST)	<i>Campo con edifici</i>	<i>D</i>	<i>Box 3D con camino ed edifici in geometria reale</i>

Tab. 1.1: modelli di simulazione

- Il modello $k-\epsilon$ è basato sull'utilizzo di due equazioni alle derivate parziali per il trasporto dell'energia cinetica turbolenta k e la velocità di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta ϵ [12-14]
- Il modello $k-\omega$ è basato sempre sull'utilizzo di due equazioni di trasporto con la sostituzione della seconda equazione con quella per la frequenza caratteristica dei vortici ω [15]
- La variante Shear Stress Transport (SST) del modello $k-\omega$ combina i vantaggi di entrambi i modelli mediante un fattore di miscelazione che fornisce il $k-\omega$ in prossimità delle superfici ed il $k-\epsilon$ lontano da esse [15]

Di seguito si riportano degli esempi della tipologia dei risultati che possono essere ottenuti e verranno mostrati in questo lavoro.

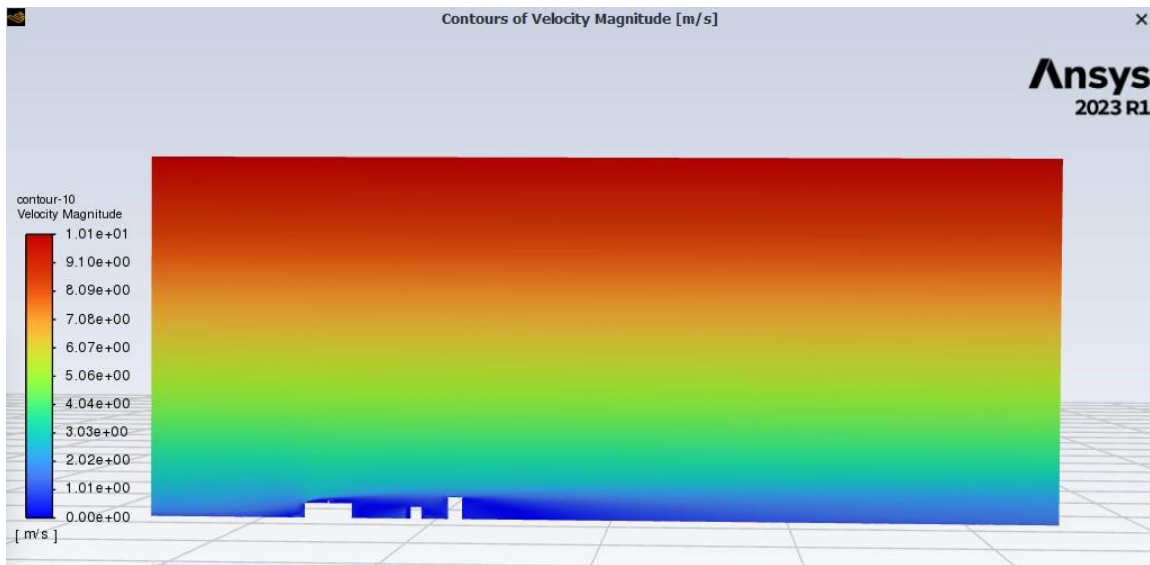


Fig. 1.3: esempio di contorno della velocità in geometria reale

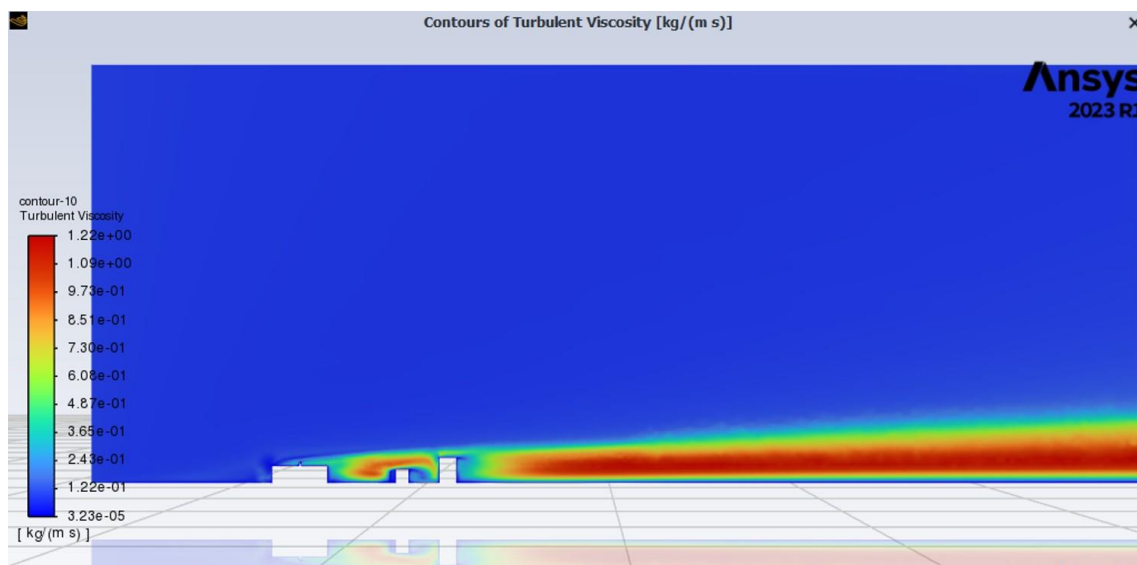


Fig. 1.4: esempio di contorno della viscosità turbolenta in geometria reale

Si anticipa, come verrà discusso in seguito, che il modello $k-\omega$ (SST) è risultato quello più affidabile per la geometria reale. Infatti questo modello non ha mostrato dipendenze dal parametro di setup connesso al *limitatore numerico* del solutore CFD, denominato **Maximum Turbulent Viscosity Ratio**. Tale parametro rappresenta il rapporto tra la *viscosità turbolenta* e la *viscosità laminare*, il valore di default è 10^5 . Il superamento di questa soglia per percentuali oltre il 5% del

numero totale delle celle di calcolo indica che la simulazione non può fornire una convergenza valida dei risultati.

I confronti finali tra gli andamenti delle concentrazioni di effluenti ottenuti con le simulazioni in CFD e quelli calcolati con la teoria classica di Pasquill costituiscono il punto di partenza per implementazioni dei metodi di valutazione dosimetrica con tecnica Monte Carlo.

1.2 Sviluppo e scopo della Tesi

La metodologia CFD consente un'analisi numerica più accurata della dispersione di una miscela contaminante in aria. La parte preliminare del lavoro è consistita nella ricerca di un modello di simulazione adeguato alla risoluzione del problema reale affrontato ad oggi, per gli aspetti dosimetrici e radioprotezionistici, con il codice HotSpot. Quest'ultimo è basato sul modello semplificato Gaussiano.

Le fasi operative realizzate possono essere sintetizzate ed elencate come segue:

- 1) Simulazioni in modalità inizialmente di flusso laminare con dominio vuoto in presenza soltanto di camino emittente (profili di vento di prova per la verifica della correttezza quali-quantitativa dei contorni finali dei parametri fisici fondamentali);
- 2) Simulazioni secondo il modello $k-\varepsilon$ con dominio vuoto in presenza di camino emittente in varie classi di stabilità: verifica della correttezza quali-quantitativa dei contorni finali dei parametri fisici fondamentali e confronto concentrazioni di Argon CFD/Analitiche di Pasquill;
- 3) Simulazioni secondo il modello $k-\omega$ nella variante *SST* con dominio vuoto in presenza di camino emittente in varie classi di stabilità: verifica della non dipendenza dei risultati ottenuti dal limitatore del rapporto viscosità turbolenta/viscosità laminare (Maximum Turbulent Viscosity Ratio) e confronto concentrazioni di Argon CFD/Analitiche di Pasquill;
- 4) Simulazioni secondo il modello $k-\omega$ *SST* con camino e presenza di edifici (con ispirazione all'agglomerato urbano del CNAO) in varie classi di stabilità: verifica dell'affidabilità del modello con dominio in presenza di ostacoli ed edifici reali e confronto concentrazioni di Argon CFD/Analitiche di Pasquill e di Huber. La teoria di Huber, come verrà discusso in seguito, introduce una correzione alle σ_y e σ_z classiche mediante algoritmi maggiorativi dei

valori dei coefficienti di dispersione per effetto della presenza di edifici che interferiscono con il plume.

Pertanto dopo aver analizzato i risultati finali dei parametri fisici fondamentali, si è proceduto al confronto delle concentrazioni di Argon ottenute con metodologia CFD ed analitica.

I dati numerici ottenuti in questo lavoro di tesi potranno poi essere utilizzati per il calcolo delle dosi da radiazioni per rilascio ambientale mediante coefficienti di conversione dosimetrici con codice Monte Carlo (software FLUKA) [16]. L'obiettivo è fornire una valutazione dosimetrica del rilascio ambientale più accurata di quanto consenta la metodologia classica gaussiana del codice HotSpot.

2 Il modello Gaussiano: varianti ed applicazioni

2.1 Generalità

In letteratura lo studio e l'analisi dei pennacchi contaminanti sono stati analizzati da differenti autori che ne hanno determinato la dinamica diffusiva mediante modelli prevalentemente analitici, descrivendo le modalità di rilascio ambientale in base alle condizioni iniziali [17-19].

La complessità del fenomeno è decisamente elevata, particolarmente in prossimità della sorgente emittente, dove le grandezze fisiche correlate a velocità, temperatura, pressione ed energia cinetica turbolenta subiscono brusche variazioni all'atto dell'immissione della miscela gassosa in aria.

In presenza di ostacoli ed edifici che interferiscono con il percorso delle particelle si registra un ulteriore aumento del grado di complessità associato alla dinamica dei fluidi. Nell'analisi del rilascio in ambiente, un ruolo fondamentale riveste il campo di vento che condiziona il trasporto dell'inquinante. Nello specifico degli impianti radiologici come quelli in dotazione al CNAO gli effluenti sono rappresentati dai gas di scarico dei processi nucleari che determinano radioattività indotta.

Lo studio dei fenomeni di dispersione di inquinanti radioattivi in atmosfera ha come diretta applicazione la prevenzione e sicurezza ambientale ai fini della valutazione della concentrazione del contaminante in aria in funzione della distanza dai camini industriali. Ciò al fine di stimare l'impatto sulla popolazione delle sostanze radioattive emesse dal punto di vista della dose da radiazioni ionizzanti prodotta.

Il problema classicamente è stato affrontato dalla teoria di Pasquill. Essa, basandosi su un modello semplificato gaussiano, ipotizza una sorgente puntiforme che immette in atmosfera un plume con velocità di fuoriuscita verticale (velocity outlet). La dispersione del gas, che dipende dalla classe di stabilità connessa al regime ventoso, è determinata dai coefficienti di Briggs distinti in valori per campo aperto ed area urbana. Il grado di stabilità ambientale determina una fase ascensionale del pennacchio che raggiungerà la fase di direzione orizzontale in tempi brevi solo nei casi di turbolenza maggiore.

Nei casi di presenza di edifici sul cammino del contaminante, la teoria di Huber introduce una correzione ai parametri di Briggs andando ad aumentare il valore dei coefficienti dispersione. Tale correzione dipende fortemente dalle dimensioni caratteristiche degli edifici perturbanti la dinamica del rilascio gassoso [20]. Nei prossimi paragrafi saranno descritte entrambe le teorie.

2.2 Il modello Gaussiano (GPM)

Il modello standard gaussiano per la valutazione della concentrazione $C(x, y, z)$ di un contaminante immesso in aria si basa sull'ipotesi della dispersione da una sorgente puntiforme ed in regime *stazionario* secondo la seguente equazione

$$C = \frac{Qe^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}}}{2\pi u \sigma_y \sigma_z} \left[e^{-\frac{(z-H_s)^2}{2\sigma_z^2}} + e^{-\frac{(z+H_s)^2}{2\sigma_z^2}} \right] \quad (2.1)$$

dove H_s , Q , u , σ_y e σ_z sono rispettivamente l'altezza effettiva del camino emittente (in m), il rateo di emissione continua della sorgente (in kg/s), la velocità del vento nella direzione orizzontale x all'altezza H_s (in m) ed i parametri di diffusione nelle rispettive direzioni (in m) [3, 4, 21, 22].

La relazione (2.1) può essere ottenuta come soluzione analitica dell'equazione della diffusione semplificata sotto l'ipotesi di distribuzione gaussiana del contaminante nella direzione ortogonale a quella della deriva del plume.

I coefficienti di dispersione sono determinati dai parametri di Briggs espressi in funzione della distanza dalla sorgente mediante le seguenti espressioni

$$\sigma_y = ax(1+cx)^{-0.5} \quad \sigma_z = ax(1+cx)^d \quad (2.2)$$

dove a , c and d sono i coefficienti che dipendono dalla tipologia dell'area (aperta o urbana) e dalla classe di stabilità atmosferica. Il modello GPM garantisce una validità della stima semplificata dei risultati fluidodinamici per distanze maggiori di 100 m, mentre a corte distanze può indurre errori significativi. Pertanto in tecnica analitica ciò va a compromettere le conclusioni dosimetriche conseguenti le valutazioni di concentrazione gassosa.

Tale controindicazione ha suggerito di adottare una metodologia differente che potesse condurre a valutazioni più accurate in particolare a corte distanze dalla sorgente (dove la maggiore densità dell'effluente comporta una maggiore esposizione ambientale alla dose da radiazioni dovuta alle sostanze radioattive contenute nella miscela contaminante).

2.2.1 Le classi di Pasquill

Le classi di Pasquill, distinte dalla A alla G, rappresentano, come detto, l'indice decrescente di turbolenza ambientale ovvero il grado di dispersione degli effluenti gassosi.

Il parametro che determina questa classificazione è il gradiente termico verticale (variazione di temperatura nei vari strati dell'atmosfera misurata in °C/100 m).

Il gradiente termico verticale è un parametro meteorologico fondamentale che indica la variazione di temperatura in funzione della quota z ed è definito dalla seguente relazione

$$-\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{g(n-1)}{nR} \quad (2.3)$$

dove g è l'accelerazione di gravità, R la costante universale dei gas ($R = 287 \text{ J/kg K}$) e $1 < n < k$ con $k = C_p/C$ cioè rapporto tra calore specifico a pressione costante C_p e calore specifico a volume costante C .

In atmosfera il gradiente termico verticale equivale a 0.0065 °C/100 pari a 0.65 °C ogni 100 m di quota.

Oltre il gradiente termico verticale è definito anche il *gradiente di temperatura adiabatico secco* che rappresenta la velocità con cui varia la propria temperatura una particella di aria priva di umidità che si trovi in moto verticale adiabatico (cioè in assenza di scambi di calore e di massa).

In tale condizione si ha $k = 1.4$ e la relazione (2.3) diventa

$$-\frac{\partial T}{\partial z} = 0.0098 \frac{\text{°C}}{\text{m}} \quad (2.4)$$

Si possono distinguere le seguenti situazioni fluidodinamiche:

- 1) se la temperatura atmosferica tende a diminuire con la quota in accordo con il gradiente adiabatico pari a quello secco (1 °C/100 m), la particella d'aria emessa dal camino, a causa del gradiente termico, si innalza e dà luogo ad un'espansione adiabatica raffreddandosi con velocità pari a quella con cui la zona atmosferica vicina diminuisce la sua temperatura;
- 2) se la temperatura atmosferica tende a diminuire con la quota con velocità minore del gradiente adiabatico ($< 1 \text{ °C/100 m}$), il gas emesso dal camino si raffredda sempre

adiabaticamente, si espande come descritto nella condizione precedente e l'atmosfera diminuisce la sua temperatura meno rapidamente (gradiente sub-adiabatico). Tale gradiente di temperatura caratterizza una condizione di stabilità;

- 3) se la temperatura atmosferica tende a diminuire con la quota con velocità maggiore del gradiente adiabatico ($> 1^\circ\text{C}/100\text{ m}$), l'atmosfera diminuisce la sua temperatura più rapidamente (gradiente super-adiabatico). Tale gradiente termico caratterizza una condizione di instabilità

Pertanto, per quanto descritto, il meccanismo di diluizione dell'effluente gassoso mostra particolare efficienza nell'ultimo caso.

Un fenomeno diverso è rappresentato dall'inversione termica con gradiente di temperatura verticale invertito in quota. In questa situazione con l'aumentare dell'altezza si registra un aumento della temperatura, si configura pertanto uno scenario meno rassicurante per meccanismi di ristagno del contaminante gassoso verso il suolo.

Pasquill introduce le classi di stabilità atmosferica. A tutt'oggi esse rappresentano la descrizione più usuale di caratterizzazione delle categorie di turbolenza di regime ambientale. La stabilità atmosferica, corrispondente all'indice di dispersione dei gas immessi in aria, viene distinta in sette classi dalla A alla G in ordine decrescente di turbolenza.

Classi di Pasquill	Livello di stabilità	Gradiente termico verticale ($^\circ\text{C}/100\text{ m}$)
A	Condizioni estremamente instabili	< -1.9
B	Condizioni moderatamente instabili	da -1.9 a -1.7
C	Condizioni leggermente instabili	da -1.7 a -1.5
D	Condizioni neutrali	da -1.5 a -0.5
E	Condizioni leggermente stabili	da -0.5 a +1.5
F	Condizioni moderatamente stabili	da +1.5 a +4.0
G	Condizioni estremamente stabili	$> +4.0$

Tab. 2.1: Classi di stabilità secondo Pasquill

I coefficienti di dispersione σ_y e σ_z rappresentano i parametri che indicano il grado di dispersione dell'inquinante in aria. La tipologia di stabilità atmosferica ed il valore della coordinata x (distanza orizzontale dalla sorgente) determinano i suddetti coefficienti. Le corrispondenti relazioni analitiche

sono dovute alla teoria di Briggs, come riportato nelle equazioni (2.2). Esse derivano da combinazioni di serie documentate di dati sperimentali sulla base di campionamenti di misurazione nel range 0.01 - 0.1 m. La teoria classica in oggetto è generalmente valida per distanze dalla sorgente emittente da 0.1 km a circa 10 km. Le relazioni dipendono da ulteriori parametri caratteristici della modalità di diffusione distinguendo il *campo aperto* dalle *aree urbane*. Le equazioni (2.2) si basano pertanto sulle seguenti tabelle di dati per le costanti a , c e d .

Classe di stabilità	Briggs in campo aperto		Briggs in aree urbane	
	a	c	a	c
σ_y				
A	0.22	0.0001	0.32	0.0004
B	0.16	0.0001	0.32	0.0004
C	0.11	0.0001	0.22	0.0004
D	0.08	0.0001	0.16	0.0004
E	0.06	0.0001	0.11	0.0004
F	0.04	0.0001	0.11	0.0004

Tab. 2.2: Coefficienti di dispersione lungo y

Classe di stabilità	Briggs in campo aperto			Briggs in aree urbane		
	a	c	d	a	c	d
σ_z						
A	0.2	0	1	1	0.0004	0.5
B	0.12	0	1	0.32	0.0004	0.5
C	0.08	0.0002	-0.5	0.22	0.0004	1
D	0.06	0.0015	-0.5	0.16	0.0004	-0.5
E	0.03	0.0003	-1	0.11	0.0004	-0.5
F	0.016	0.0003	-1	0.11	0.0004	-0.5

Tab. 2.3: Coefficienti di dispersione lungo z

Un punto cruciale della teoria semplificata è rappresentato dall'effettiva altezza del rilascio del contaminante. Tale parametro influenza fortemente l'errore di calcolo nel panorama dei modelli fluidodinamici adottabili. La quota a cui effettivamente il pennacchio gassoso viene rilasciato non

ha lo stesso valore dell'altezza geometrica del camino emittente. Inizialmente il plume del contaminante evolve in una dinamica di innalzamento (fase ascensionale) fino ad un graduale livellamento orizzontale

$$H_e = H_{geo} + \Delta H \quad (2.5)$$

dove H_e rappresenta l'altezza effettiva, H_{geo} l'altezza geometrica del camino emittente e ΔH il rialzo o termine di sovrainnalzamento.

Inoltre dal punto di vista delle tipologie dei pennacchi si considerano fondamentalmente le seguenti tipologie:

- **Galleggianti**

il processo di innalzamento è determinato soprattutto dal meccanismo di galleggiamento del contaminante gassoso

- **Jet**

la dinamica è condizionata dal termine cinetico connesso alla velocità elevata di efflusso

L'evoluzione spazio-temporale è poi influenzata dai seguenti effetti [23, 24]:

- a) **Effetto scia**

la velocità del vento determina attorno al camino un'area di depressione che risucchia il plume e ne abbassa l'asse di propagazione se la velocità di efflusso gassoso è molto bassa

- b) **Buoyancy Induced Dispersion (BID)**

questo fenomeno determina una variazione dei parametri di dispersione precedenti. La correzione, maggiorativa del valore assegnato dalla teoria di Briggs, deriva dall'iniziale diffusione dei fumi per turbolenza

- c) **Downwash**

la presenza di edifici e ostacoli in genere va a modificare l'avanzamento in aria del pennacchio gassoso, manifestandosi l'effetto "building downwash" che determina una variazione dei parametri di dispersione precedenti. In prossimità delle strutture influenzanti la fluidodinamica si evidenziano linee di flusso non omogenee dando origine ad una cavità di ricircolo la cosiddetta zona "far wake" che è una delle ipotesi del modello di Huber

2.3 Il codice HotSpot

Il codice HotSpot è stato realizzato per fornire uno strumento di valutazione dosimetrica per i rilasci ambientali di sostanze radioattive. Le tipologie delle sorgenti (nella realtà rappresentate da camini industriali o altre fonti emittenti semplificate) determinano scenari di rilascio in atmosfera connessi a scarico di radionuclidi. Questi ultimi possono essere prodotti da reazioni di attivazione di materiali o aria presente in installazioni nucleari (acceleratori lineari, sincrotroni, etc.), da incidenti, da incendio di depositi e/o strutture di Medicina Nucleare [25, 26].

Gli utilizzatori di HotSpot sono addetti ai lavori normalmente gli Esperti di Radioprotezione ai sensi del D.Lgs. 101/2020 e s.m.i. (Direttive EURATOM). Essi devono pianificare gli iter tecnico-amministrativi di Valutazione preventiva del rischio ai fini dell'autorizzazione delle installazioni radiologiche (nulla osta di Categoria A o B previsti dal citato decreto). In particolare è punto centrale la *progettazione radioprotezionistica* e la previsione degli scenari di emergenza radiologica con codifica delle correlate *procedure di sicurezza* nell'ambito della Sorveglianza Fisica per i lavoratori e la popolazione (in qualità di vicinato delle installazioni).

Tele modello è concepito per rilasci di raggio $d < 10$ km con durata temporale normalmente $t < 24$ h. Le stime, con i limiti del modello semplificato, possono fornire valutazioni rapide e conservative della dose associata ad emissione in ambiente di sostanze radioattive. Il programma sviluppa una valutazione fluidodinamica basata sul modello classico di Pasquill (con ipotesi gaussiana) ed incorpora Dose Conversion Factor di conversione dosimetrica per inalazione, immersione e luce solare.

Di seguito si rappresentano le fasi principali dell'impiego del programma in oggetto:

- 1) scelta del modello
- 2) inserimento termini di sorgente
- 3) caratterizzazione metereologica
- 4) posizionamento ricettori per il calcolo della dose
- 5) setup generale
- 6) output dei dati

File Help

Models | Source Term | Meteorology | Receptors | Setup | Output

Atmospheric Dispersion Models

Plutonium Explosion Plutonium Fire Plutonium Resuspension
 Uranium Explosion Uranium Fire Tritium Release
 General Explosion General Fire General Resuspension
 General Plume

Special Purpose Programs

Nuclear Explosion FIDLER Calibration & Lung Screening
 Radionuclides in the Workplace

HotSpot QC

Fig. 2.1: scelta del modello

File Help

Models | Source Term | Meteorology | Receptors | Setup | Output

Model : General Plume

Radionuclide: **Input Radionuclide Source Term**

Material-at-Risk (MAR):

Damage Ratio (DR):

Leakpath Factor:

Effective Release Height: Deposition Velocity:

Calculate Plume Rise

Airborne Fraction (ARF):

Respirable Fraction (RF):

Plume Rise Information

Calculate Heat Emission Rate Stack Height: Exit Velocity: Air Temp.:
 Enter Heat Emission Rate

Include Momentum Rise Stack Diameter: Effluent Temp.:

Fig. 2.2: input del termine di sorgente

File Help

Models | **Source Term** | **Meteorology** | **Receptors** | **Setup** | **Output**

10-meter Wind Speed: Display Wind Chart Selected Stability Class:

Wind Direction: Wind from the West

Atmospheric Stability

Enter Solar Information - or - Enter the Actual Stability

Sun High in the sky A - Very unstable
 Sun Low in the sky or cloudy B - Moderately unstable
 Night C - Slightly unstable
 D - Neutral
 E - Slightly stable
 F - Moderately stable
 G - Special nighttime (low wind)

You input Sigma Theta for horizontal wind (Vertical Sigma = Sigma Z for ...)

Fig. 2.3: inserimento dati metereologici

File Help

Models | **Source Term** | **Meteorology** | **Receptors** | **Setup** | **Output**

Location Designators: Receptor Height:

HotSpot Default Distances

Coordinate Positions for Table Output

<input checked="" type="checkbox"/> D 1	<input type="text" value="D 1 = 0,03"/>	<input checked="" type="checkbox"/> D11	<input type="text" value="D 11 = 1"/>
<input checked="" type="checkbox"/> D 2	<input type="text" value="D 2 = 0,1"/>	<input checked="" type="checkbox"/> D12	<input type="text" value="D 12 = 2"/>
<input checked="" type="checkbox"/> D 3	<input type="text" value="D 3 = 0,2"/>	<input checked="" type="checkbox"/> D13	<input type="text" value="D 13 = 4"/>
<input checked="" type="checkbox"/> D 4	<input type="text" value="D 4 = 0,3"/>	<input checked="" type="checkbox"/> D14	<input type="text" value="D 14 = 6"/>
<input checked="" type="checkbox"/> D 5	<input type="text" value="D 5 = 0,4"/>	<input checked="" type="checkbox"/> D15	<input type="text" value="D 15 = 8"/>
<input checked="" type="checkbox"/> D 6	<input type="text" value="D 6 = 0,5"/>	<input checked="" type="checkbox"/> D16	<input type="text" value="D 16 = 10"/>
<input checked="" type="checkbox"/> D 7	<input type="text" value="D 7 = 0,6"/>	<input checked="" type="checkbox"/> D17	<input type="text" value="D 17 = 20"/>
<input checked="" type="checkbox"/> D 8	<input type="text" value="D 8 = 0,7"/>	<input checked="" type="checkbox"/> D18	<input type="text" value="D 18 = 40"/>
<input checked="" type="checkbox"/> D 9	<input type="text" value="D 9 = 0,8"/>	<input checked="" type="checkbox"/> D19	<input type="text" value="D 19 = 60"/>
<input checked="" type="checkbox"/> D10	<input type="text" value="D 10 = 0,9"/>	<input checked="" type="checkbox"/> D20	<input type="text" value="D 20 = 80"/>

Fig. 2.4: scelta posizione recettori

File Help

Models | **Source Term** | **Meteorology** | **Receptors** | **Setup** | **Output**

Terrain
 Standard/Rural (Conservative)
 Input Surface Roughness
 City/Metropolitan Area

Sample Time

Radiological Units
 Classic (rem, rad, Ci)
 SI (Sievert, Gray, Bq)

Distance Units
 Metric
 English

Wind Input Height

Source Geometry
 Simple
 Complex

Mixing Layer
 Enable Inversion

Non-respirable Deposition Velocity

Explosion Model ARF Distribution
 Default HotSpot Vertical ARF
 Change/View ARF Distribution

Holdup Time

Wet Deposition
 Enable Rainout

Ground Shine & Resuspension
 Include Ground Shine (Weathering Correction Factor : None)
 Include Resuspension (Resuspension Factor : Maxwell-Anspaugh)
 Exposure Time: (Start: 0,00 days; Duration: 4,00 days)

DCF Library
 FGR 11
 FGR 13
 Acute (30-days)

Contours

TEDE (Sv)		Deposition (kBq/m2)	
Inner	1,00E-03	Inner	3700,00
Middle	8,00E-04	Middle	370,00
Outer	5,00E-04	Outer	37,00

Breathing Rate

Fig. 2.5: setup generale

File Help

Models | **Source Term** | **Meteorology** | **Receptors** | **Setup** | **Output**

Text Files

Plume Centerline Compass
 Display All TEDE Components
 Include All Organ Data
 Include Organs Exceeding 0.5 Sv
 Append QC Data

Contour Plots - Computer Display

Plume Centerline Compass


Default Source Location: 35 00 25,99 N 106 26 12,84 W

Plume Centerline Plots

Contour Textual Output (.PLM files)

Degrees - (Lat, Lon)
 Meters - (x,y)

Google (.KML) Output



Hotspot Mapping




Fig. 2.6: output dati

2.4 La teoria di Huber

Sempre nell'ambito dei modelli semplificati gaussiani, in presenza di edifici e strutture che ostacolano il cammino dinamico del plume, risulta il metodo classico di Huber [20, 27] che introduce correzioni ai coefficienti di dispersione σ_y e σ_z già determinati con le formule di Briggs (2.2).

Le ipotesi fondamentali della teoria, nelle varie formulazioni presentate successivamente (modello I, modello II e modello III), sono le seguenti:

- 1) L'edificio perturbante deve trovarsi ad una distanza x dalla sorgente minore di $2H_b$, dove H_b rappresenta l'altezza dell'edificio più alto che esercita influenza in prossimità della sorgente
- 2) L'ulteriore sparpagliamento del plume dovuto alla presenza di edifici nella condizione precedente è valutabile solo per $x > 3H_b$; in particolare il range $3H_b - 10H_b$ è indipendente dalla turbolenza ambientale, per distanze dalla sorgente con $x \geq 10H_b$ il modello fluidodinamico in oggetto non dipende più dalla presenza degli ostacoli ma solo dalla turbolenza ambientale (modello I)
- 3) Sempre nel modello I vengono definite distanze virtuali dalla sorgente che, per $x \geq 10H_b$, maggiorano il valore del coefficiente di dispersione ottenuto con la teoria di Pasquill
- 4) Nel modello III viene introdotta la costante C basata su:
 - quantità di effluenti avvolti nella scia degli edifici
 - stima della relazione tra le dimensioni della scia e la sezione trasversale degli edifici

Pertanto nel range $0 - 3H_b$ (zona di ricircolo) normalmente non sono utilizzabili le correzioni di Huber, è possibile comunque per continuità analitica assegnare in tutto il range in questione il valore di σ' ottenuto dalle relazioni valide per il range $3H_b - 10H_b$ ponendo $x = 3H_b$ [28].

La teoria introduce correzioni per la presenza di ostacoli al cammino del plume per effetto di effetti di vorticosità e componenti di looping da aggiungere alla linea centrale (center line) del pennacchio medesimo.

Esistono le tre seguenti formulazioni della teoria:

Modello I

In tale formulazione la componente looping viene scelta corrispondente alla dispersione iniziale del plume

$$\sigma'_y = 0.7W_b/2 + 0.067 \cdot (x - 3H_b) \quad \text{con } 3H_b < x < 10H_b \quad (2.6a)$$

$$\sigma'_z = 0.7H_b + 0.067 \cdot (x - 3H_b) \quad \text{con } 3H_b < x < 10H_b \quad (2.6b)$$

$$\sigma'_y = \sigma_y(x + S_y) \quad \text{con } x \geq 10H_b \quad (2.6c)$$

$$\sigma'_z = \sigma_z(x + S_z) \quad \text{con } x \geq 10H_b \quad (2.6d)$$

Modello II

Nella metodologia di questo modello la componente looping viene aggiunta al center line del plume

$$\sigma'_y = [\sigma_y^2 + (0.7W_b/2)^2]^{0.5} \quad \text{con } x > 3H_b \quad (2.7a)$$

$$\sigma'_z = [\sigma_z^2 + (0.7H_b/2)^2]^{0.5} \quad \text{con } x > 3H_b \quad (2.7b)$$

Modello III

In tale formulazione il miglioramento della dispersione si basa sul meccanismo di diluizione dell'effluente contaminante nella sezione trasversale dell'edificio

$$\sigma'_y = [\sigma_y^2 + (CA/\pi)]^{0.5} \quad (2.8a)$$

$$\sigma'_z = [\sigma_z^2 + (CA/\pi)]^{0.5} \quad (2.8b)$$

dove:

- x è la distanza dalla sorgente nella direzione orizzontale del vento;
- $W_b/2$ è la semilarghezza della regione di influenza ortogonale al vento;
- H_b è l'altezza dell'edificio più alto che esercita influenza;
- S_y è la distanza della sorgente virtuale tale che:

$$\sigma'_y(10H_b) = 0.7W_b/2 + 0.5H_b \quad (2.9a)$$

- S_z è la distanza della sorgente virtuale tale che:

$$\sigma'_z(10H_b) = 1.2H_b \quad (2.9b)$$

- A è l'area trasversale dell'edificio ortogonale al vento;
- C è una costante del modello

I modelli I e II sono basati sul concetto che la scala di miscelazione nel sottovento immediato dell'edificio è correlata alla lunghezza di scala dell'ostacolo medesimo.

Il modello III rappresenta una forma generale del modello II.

2.5 Modello di screening (NCRP n. 123)

La teoria gaussiana con le varianti e correzioni considerate è alla base dei modelli di screening per il rilascio di radionuclidi in atmosfera oggetto del Report n. 123 del *National Council on Radiation Protection and Measurements* (NCRP) [29]. Tale applicazione consegue dalle disposizioni normative internazionali in materia di progettazione e valutazione dei rischi radiologici di impianti

ad alte energie di accelerazione delle particelle. La radioattività indotta che deve essere immessa in atmosfera al termine dei processi di reazioni nucleari configura scenari di pericolosità per operatori e popolazione intesa anche come vicinato alle installazioni medesime.

A livello di legislazione italiana la fattispecie viene disciplinata dal D.Lgs. 101/2020 e s.m.i. che rimanda, per esposizione dovuta a sommersione a nube di gas inerti, alla pubblicazione n. 119 della *International Commission on Radiological Protection* (ICRP) ed a seguire ai Reports NCRP.

In base al suddetto Report NCRP per sorgente e ricettore non situati sulla stessa superficie dell'edificio (tetto o laterale) e distanza dalla sorgente medesima $x \leq 2.5 (A_G)^{0.5}$ oppure $x \leq 100$ m (con A_G pari al prodotto dell'altezza per la larghezza dell'edificio ostacolante) si ha che il valore massimo della concentrazione è dato da C definito come segue

$$C = \frac{fQ}{\pi uhK} \quad (2.10)$$

dove f la frazione del tempo in cui il vento investe il ricettore di interesse, Q il termine di sorgente, u la velocità media del vento, h il minimo tra altezza e larghezza dell'edificio e K una costante posta pari a 1 m.

Per sorgente e ricettore non situati sulla stessa superficie dell'edificio (tetto o laterale) e distanza dalla sorgente medesima $x > 2.5 (A_G)^{0.5}$ e $x > 100$ m si ha

$$C = \frac{fQB}{u} \quad (2.11)$$

dove B rappresenta il fattore di diffusione del modello gaussiano modificato per effetto del ricircolo dovuto alla presenza dell'edificio (wake effect).

Quanto indicato nel suddetto documento NCRP introduce il suddetto fattore B che costituisce la correzione allo sparpagliamento diffusivo del plume per effetto della presenza dell'edificio influenzante avente prodotto altezza per larghezza pari a A_G (in m^2).

Nel modello risulta in generale una *discontinuità* tra l'andamento di C a corte distanze dalla sorgente e nel range a partire da $x = 100$ m.

Confrontando infatti le equazioni (2.10) e (2.11) si ottiene a corte distanze un coefficiente moltiplicativo per fQ/u pari a $1/\pi h$ che, in generale, non si raccorda con il valore iniziale del fattore B a $x = 100$ m.

Quest'ultimo ha un andamento in funzione della distanza rappresentato nella figura seguente

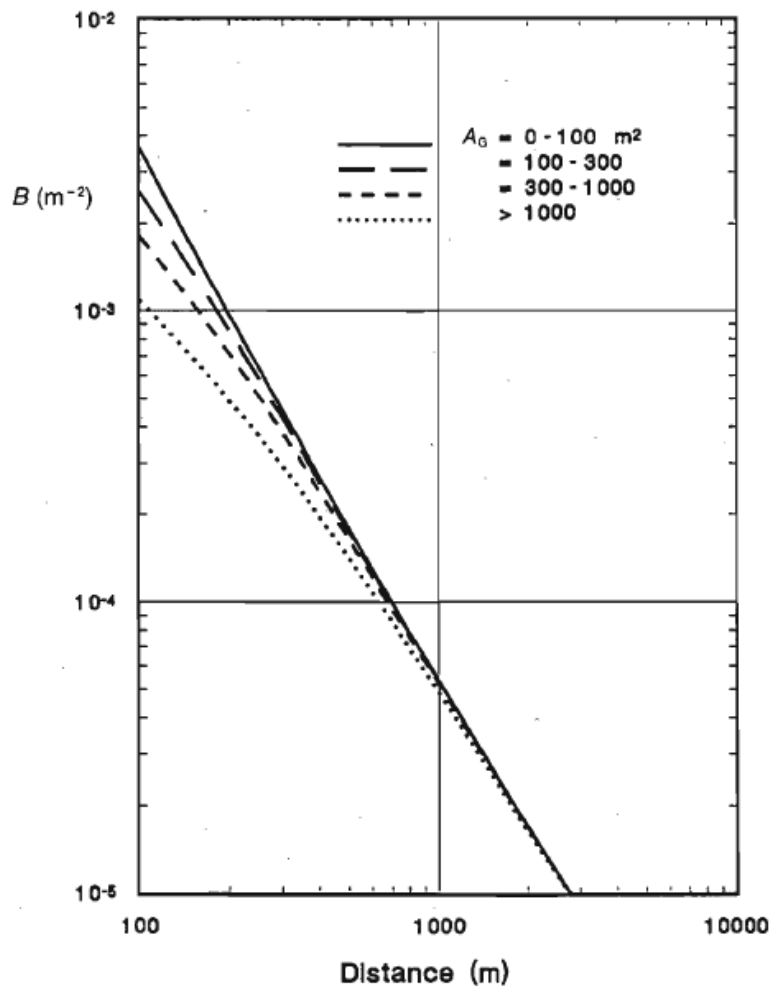


Fig. 2.7: fattore di diffusione gaussiano corretto dal wake effect in funzione della distanza

Pertanto la valutazione ambientale della dose misurata in Sievert (Sv) alla distanza x , sulla base del valore di concentrazione C , avviene introducendo un fattore di screening atmosferico SF_{air} . Premesso che C può contenere un termine di sorgente Q misurato in Bq/s, il fattore di screening rappresenta un coefficiente di conversione dosimetrica in $(\text{Sv} \cdot \text{m}^3)/(\text{anno} \cdot \text{Bq})$.

Il termine SF_{air} è definito nella seguente forma generale

$$SF_{air} = SF_{(ext+inh)} + SF_{V_ing} + SF_{A_ing} + SF_{Soil_ing} \quad (2.12)$$

dove $SF_{(ext+inh)}$ è il termine per irraggiamento esterno ed inalazione, SF_{V_ing} il coefficiente per ingestione vegetale, SF_{A_ing} il termine per ingestione di prodotti di origine animale e SF_{Soil_ing} il coefficiente per ingestione di prodotti del terreno.

E' possibile, in base al modello descritto, pervenire ad una stima del rateo di dose D' in un determinato punto (in Sv/anno), mediante la seguente relazione

$$D' = C \cdot SF_{air} \quad (2.13)$$

2.6 Modello di Piuma Gaussiana con metodologie Monte Carlo

Un altro approccio utilizzabile per la valutazione delle dosi all'individuo rappresentativo della popolazione è l'utilizzo di metodologie Monte Carlo.

Questo metodo consiste in simulazioni numeriche utilizzate per risolvere problemi complessi che potrebbero essere difficili o impossibili da affrontare con metodi deterministici. L'applicazione di queste metodologie spaziano dalle discipline finanziarie alla risoluzione di integrali a più variabili. Malgrado questa varietà di applicazioni, l'approccio ai diversi problemi è univoco e si basa sull'uso di campioni casuali per stimare risultati numerici.

Nel Monte Carlo si generano molte simulazioni casuali di un sistema o di un problema e, analizzando i risultati, si ottiene una stima della soluzione desiderata. La solidità matematica del metodo è data dal Teorema Centrale del Limite, il quale afferma che la media di un numero elevato di variabili casuali indipendenti (qualsiasi sia la loro distribuzione di partenza) si distribuisce in modo normale. Per capire la sua applicazione all'interno del metodo occorre descrivere brevemente i principali passaggi della metodologia.

Per prima cosa, si stabilisce il modello matematico del problema con la definizione di una o più distribuzioni di probabilità per descrivere le diverse variabili aleatorie del problema. Il modello

viene definito in modo che una volta definite queste variabili si possano valutare le grandezze d'interesse. L'assegnazione delle variabili viene effettuata dalle distribuzioni di partenza utilizzando numeri casuali (pseudo-casuali). Fissati questi parametri si ottiene una soluzione del problema, che però non ha alcun valore statistico. Infatti, questa è avvenuta utilizzando un solo set di variabili aleatorie del problema e ciò non può essere rappresentativo del fenomeno d'interesse. Per ottenere un risultato solido statisticamente occorre estrarre n volte le variabili aleatorie che descrivono il problema e effettuare la media delle grandezze d'interesse. Una volta simulato n volte il fenomeno in studio, l'applicazione del Teorema Centrale del Limite è immediata: i set di variabili casuali sono stati estratti indipendentemente l'uno dall'altro e la loro media (la grandezza d'interesse) ha una distribuzione gaussiana. Inoltre, a partire dall'errore statistico associato alla grandezza d'interesse è possibile valutare la bontà della stima. Infatti, aumentando il numero di estrazioni di variabili casuali è possibile diminuire questo errore fino a convergenza statistica (errore $< 10\%$). L'errore ha una dipendenza quadratica rispetto al numero di estrazioni, quindi per dimezzarlo occorre quadruplicare il numero di estrazioni.

Il metodo Monte Carlo può essere applicato semplicemente ed estraendo le diverse variabili aleatorie o con un calcolatore o per determinate applicazioni con software specifici. Nel caso del trasporto di radiazioni ionizzanti i programmi più utilizzati sono FLUKA, MCNP e PHITS. Questi contengono tutte le distribuzioni di probabilità dei fenomeni fisici d'interesse per simulare il trasporto delle radiazioni all'interno dei diversi materiali. Per i problemi legati agli acceleratori di particelle viene spesso adottato FLUKA.

L'input del programma è composto da una serie di CARD che vengono utilizzate per inserire:

- i parametri fisici del fascio primario di particelle (energia, posizione, direzione di volo),
- la geometria d'interesse con la definizione dei materiali,
- i modelli fisici di interesse
- le sezioni d'urto da utilizzare
- le grandezze da stimare

L'utente inserisce i parametri fisici di interesse e il programma estrae casualmente dalle distribuzioni e analizza i dati ottenuti dalle simulazioni.

In studi precedenti effettuati presso il CNAO è stato modellizzato un modello di trasporto della piuma gaussiana in aria. In particolare, in questo modello l'utente inserisce la geometria desiderata, la distanza massima di emissione della piuma, la velocità del vento, la classe di stabilità ed energia

e tipologia della particella emessa dal contaminante, il codice poi trasporta la radiazione all'interno dei materiali (aria, terreno, edifici) tenendo conto dei diversi effetti fisici [16, 30].

La distribuzione di contaminante viene generata da una user routine in cui ogni variabile spaziale (x,y,z) viene valutata a partire da un diverso numero casuale ξ_1, ξ_2, ξ_3 :

1. x : la posizione lungo l'asse della piuma viene generata a partire dalla distanza massima inserita dall'utente tenendo in considerazione la costante di decadimento del radionuclide presente nel contaminante λ e la velocità del vento u . La generazione casuale avviene a partire dalla distribuzione del contaminante in funzione del tempo:

$$F(t) = 1 - e^{-\lambda t} \quad (2.14)$$

Utilizzando il metodo dell'inversione della cumulativa si ottiene:

$$\int_0^{t_{max}} (1 - e^{-\lambda t}) dt = \xi_1 \quad (2.15)$$

con

$$x_{max} = u t_{max} \quad (2.16)$$

e risolvendo in t si ottiene:

$$t = -\frac{1}{\lambda} \log(1 - \xi_1) \quad (2.17)$$

estraendo uniformemente ξ_1 tra 0 e 1 si può valutare x come:

$$x = ut \tag{2.18}$$

Una volta fissato x è possibile estrarre casualmente le altre coordinate a partire dalle dispersioni $\sigma_y(\bar{x})$ e $\sigma_z(\bar{x})$, che ora non dipendono più dalla coordinata x .

2. y , l'altezza rispetto al terreno viene valutata utilizzando ancora una volta il metodo dell'inversione della cumulativa utilizzando la relazione:

$$y = H + \sigma_y \xi_2 \tag{2.19}$$

con σ_y coefficiente di Briggs e H distanza tra il camino e il terreno ed estraendo ξ_2 casualmente da una distribuzione gaussiana con media 0 e dispersione 1.

3. z , a completare la terna di coordinate viene estratta in analogia ad y :

$$z = \sigma_z \xi_3 \tag{2.20}$$

estraendo ξ_3 casualmente da una distribuzione gaussiana con media 0 e dispersione 1.

Questa metodologia permette una valutazione più precisa delle dosi rispetto agli altri modelli che utilizzano la piuma gaussiana, visto il trasporto puntuale della radiazione emessa dal contaminante. Tuttavia la distribuzione di partenza non è ottimale per le valutazioni di dose a brevi distanze, come già trattato precedentemente. Per migliorare il termine sorgente, in questa tesi si propone la valutazione della distribuzione spaziale di partenza utilizzando le metodologie CFD trattate nei prossimi capitoli.

3 Metodologia CFD per lo studio dei fenomeni di dispersioni in atmosfera

3.1 Modelli laminari e turbolenti

La dinamica di un fluido può essere caratterizzata da regime di tipo laminare o turbolento. Il moto, secondo le modalità indicate, è influenzato dalla velocità e della geometria ambientale in cui si svolge il movimento delle particelle [31, 32].

Il regime laminare è rappresentato da un moto con linee di flusso disposte come *su lamine*. La caratteristica di tale condizione dinamica è la regolarità del flusso con scorrimento l'uno sull'altro ed ordinato degli strati infinitesimi ed adiacenti. Il rimescolamento non è previsto neanche su scala microscopica.

In questo lavoro l'impiego iniziale del modello laminare è stato propedeutico alla verifica dell'idoneità delle condizioni al contorno per le simulazioni svolte successivamente con modelli più avanzati [33].

Il regime turbolento è tipico, invece, di uno svolgimento del moto con un elevato grado di disordine. Tale condizione è intrinsecamente non stazionaria ed ha la proprietà di presentare fluttuazioni della velocità, vorticosità e meccanismi di mescolamento.

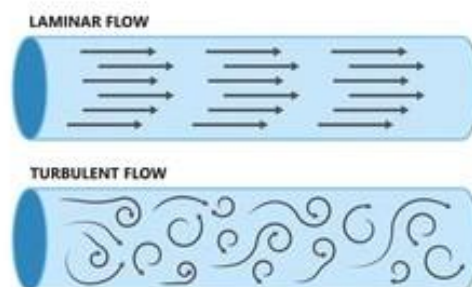


Fig. 3.1: regimi di flusso

Lo sviluppo del moto turbolento è caratterizzato da:

- elevata complessità
- dipendenza dal tempo (risulta perciò fortemente non stazionario)
- grandezze rappresentative con grafico spazialmente irregolare

Le condizioni di instabilità fluidodinamica determinano la formazione di vortici di varie geometrie e dimensioni che vanno ad innescare complessi meccanismi di miscelazione tra le specie chimiche presenti nelle miscele immesse nell'ambiente.

In tali condizioni i modelli in ambito CFD in generale consentono il dimensionamento di tali strutture vorticosi e di conseguenza la caratterizzazione della correlata turbolenza. Pertanto è possibile calcolare in modo numerico l'energia associata con le connesse dissipazioni.

Una criticità nella risoluzione dei problemi in fluidodinamica turbolenta risiede nell'individuazione delle dimensioni della scala dei valori delle grandezze caratterizzanti la vorticosità che governa il fenomeno [34, 35].

L'approccio alla risoluzione dei problemi turbolenti necessita l'impiego di tecniche CFD di complessa metodologia di simulazione ma con costi computazionali da prevedere accuratamente per impostare progetti sostenibili.

Le metodologie e tecniche più diffuse nel panorama dei metodi di risoluzione CFD sono ad oggi:

- *Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS)*, ovvero a partire dalle equazioni di Navier-Stokes mediate secondo Reynolds; la premessa e l'ipotesi alla base di tale approccio è che variabili come la velocità di un regime turbolento possano essere scritte come la somma di due contributi, un termine medio nel tempo ed una sua fluttuazione. Dalla mediazione delle variabili si ottiene un sistema di equazioni differenziali alle derivate parziali semplificate, perciò con tempi di calcolo decisamente inferiori. Allo stesso tempo, però, il metodo necessita di alcune equazioni per la chiusura matematica del problema

- *Large Eddy Simulation (LES)*, una tecnica applicativa che prevede direttamente l'analisi delle strutture vorticosi; le strutture più grandi di una dimensione caratteristica, quale semplicemente l'ampiezza di un filtro di natura matematica, vengono risolte numericamente, mentre quelle inferiori vengono modellate. La potenza di calcolo richiesta è superiore rispetto alla tecnica RANS, il livello di accuratezza dei risultati ottenuti è assolutamente accettabile e soddisfacente

- *Direct Numerical Solution (DNS)*, l'approccio con il più alto livello di dettaglio e accuratezza dei risultati raggiunti; esso consiste nella risoluzione numerica delle equazioni di bilancio senza l'introduzione di alcuna semplificazione.

Sono possibili poi applicazioni con modelli *ibridi* che sfruttano congiuntamente i vantaggi delle metodologie sopra descritte.

Da tale quadro si può facilmente dedurre come questo implichi da un lato un altissimo livello di accuratezza dei risultati, mentre dall'altro un costo in termini di risorse computazionali ed economiche elevato.

3.2 Introduzione alla CFD in ambiente ANSYS/FLUENT

In generale i modelli CFD, sono modelli basati sulla risoluzione delle equazioni di bilancio di materia, energia e quantità di moto [36, 37].

Tale approccio consente anche di affrontare e risolvere problemi di turbolenza che caratterizzano gli scenari presi in esame, introducendo casi di geometrie complesse. Pertanto l'ampio raggio di applicabilità permette di implementare condizioni atmosferiche particolarmente critiche dal punto di vista dello studio dinamico [38, 39].

Le equazioni considerate nella metodologia CFD sono, come anticipato, equazioni di bilancio di materia, energia e quantità di moto.

Per svolgere il processo di calcolo è necessario determinare una grandezza scalare per unità di volume Φ , all'interno in un volume definito arbitrariamente e denominato *volume di controllo* V , fissato da una superficie di frontiera chiusa S . All'interno di V il valore locale della funzione scalare dipende dall'effetto di flussi F e dal valore correlato al contributo dovuto alla presenza di un termine di sorgente Q .

Si riporta a seguire la forma più generale includente la variazione nel tempo di Φ in relazione al volume V , i flussi entranti ed uscenti attraverso la superficie S e dalla presenza del termine di sorgente Q , che può essere differenziato in termine di sorgente di superficie Q_S e termine di sorgente di volume Q_V .

$$\frac{d}{dt} \int_V \Phi dV + \oint_S F dS = \int_V Q_V dV + \oint_S Q_S dS$$

(3.1)

Applicando il Teorema della divergenza la (3.1) diventa

$$\frac{d\Phi}{dt} + \nabla F = S_V + \nabla S_S \quad (3.2)$$

Relativamente ai flussi F distinguiamo i flussi convettivi F_C , da quelli diffusivi F_D , definiti come segue

$$F_C = v\Phi \quad (3.3)$$

$$F_D = -\Gamma_\varphi \nabla \varphi \quad (3.4)$$

dove v è la velocità, $\varphi = \Phi/\rho$ dove ρ è la densità e il termine Γ_φ indica la diffusività di φ . Utilizzando le relazioni (3.3) e (3.4) l'equazione (3.2) diventa

$$\frac{d(\rho\varphi)}{dt} + \nabla(v\rho\varphi) = \nabla(\Gamma_\varphi \nabla \varphi) + S_V + \nabla S_S \quad (3.5)$$

Se la grandezza oggetto della conservazione è vettoriale i termini scalari acquistano natura vettoriale ed i vettoriali natura tensoriale.

3.2.1 Equazione di continuità (massa)

L'equazione di continuità ossia di conservazione della massa deriva dalla formulazione generale esposta ed è data dalla seguente

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = S_m \quad (3.6)$$

La soprastante relazione rappresenta la forma generale della conservazione della massa ed è valida ed applicabile sia per flussi incomprimibili che comprimibili.

Il termine S_m è la massa aggiunta alla fase continua dalla seconda fase di dispersione (ad esempio per effetto della vaporizzazione di goccioline di liquido) e dovuta ad ogni altra *user-defined source*.

3.2.2 Equazione della conservazione del momento

La seconda equazione di Navier-Stokes, detta anche della conservazione del momento o quantità di moto, nell'ambito della risoluzione numerica operata da Ansys Fluent può essere scritta, in un sistema di riferimento inerziale, nel modo seguente

$$\frac{\partial(\rho\vec{v})}{\partial t} + \nabla(\rho\vec{v}\vec{v}) = -\nabla p + \nabla(\vec{\tau}) + \rho\vec{g} + \vec{F} \quad (3.7)$$

dove p è la pressione statica, $\vec{\tau}$ il tensore di stress, $\rho\vec{g}$ la forza gravitazionale e \vec{F} la risultante delle forze esterne entrambe per unità di volume. Il termine riferito alle forze esterne può contenere anche termini di user-defined sources.

3.2.3 Equazione di conservazione dell'energia

Nell'ambiente CFD, oggetto della trattazione, l'equazione dell'energia viene risolta nella seguente forma

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla(\vec{v}(\rho E + p)) = \nabla(k_{eff} \nabla T - \sum_j h_j \vec{J}_j + (\vec{\tau}_{eff} \vec{v})) + S_h \quad (3.8)$$

dove k_{eff} rappresenta la conducibilità effettiva, \vec{J}_j è il flusso di diffusione della specie j .

Il primo termine al secondo membro della (3.8) contiene nell'ordine il trasferimento di energia dovuto alla diffusione, la diffusione di specie e la dissipazione viscosa. La quantità S_h include il calore della reazione chimica ed eventuali altre sorgenti di calore volumetrico.

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} \quad (3.9)$$

dove h rappresenta l'entalpia.

3.3 Approccio RANS

Nello sviluppo della Tesi, come anticipato, l'interesse verte principalmente su un approccio di tipo RANS (equazioni di Navier-Stokes mediate secondo Reynolds) [40-43] in cui è previsto di scrivere le variabili delle grandezze fisiche caratterizzanti il problema come somma di due contributi, un termine medio \bar{v} e un termine correlato alle fluttuazioni v'

$$v = \bar{v} + v' \quad (3.10)$$

Supponendo che \bar{f} sia la generica grandezza fisica in media si ha la seguente definizione

$$\bar{f}(\bar{x}, t) = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(\bar{x}, t + \tau) d\tau \quad (3.11)$$

dove T rappresenta la scala di tempo tale che risulti sufficientemente grande rispetto alla scala dei valori di turbolenza e sufficientemente piccola rispetto alla scala riferita ai fenomeni di tipo non stazionario.

Procedendo a mediare l'equazione (3.5) si ottiene l'equazione

$$\frac{d(\overline{\rho\varphi})}{dt} + \bar{v}\nabla(\rho\bar{\varphi}) = \nabla(\Gamma_\varphi\nabla\bar{\varphi} - \overline{\rho v'\varphi'}) + \overline{S_\varphi} \quad (3.12)$$

dove il termine $\nabla(-\rho \overline{v'\varphi'})$ rappresenta il tensore degli sforzi di Reynolds.

A questo punto si determina il set di equazioni di Navier-Stokes che richiede un modello di chiusura per la determinazione del tensore degli sforzi viscosi di Reynolds.

3.4 Modello k-ε

Il modello k-ε, semiempirico e proposto da Launder nel 1972, prevede la determinazione del tensore degli sforzi viscosi basandosi sulla definizione di Bussinesq [44].

Esso si basa su due equazioni alle derivate parziali, una per l'energia cinetica turbolenta k e l'altra per il suo rateo di dissipazione ε . Le relazioni di trasporto sono le seguenti

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (3.14)$$

In queste equazioni μ rappresenta la viscosità del fluido, μ_t la sua viscosità turbolenta (eddy), G_k il termine di generazione dell'energia cinetica turbolenta dovuta al gradiente di velocità media, G_b la generazione dell'energia cinetica turbolenta dovuta al galleggiamento (buoyancy), Y_M il contributo complessivo al rateo di dissipazione causato dalla dilatazione di fluttuazione nella turbolenza comprimibile, $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ e $C_{3\varepsilon}$ costanti del modello, σ_k e σ_ε i numeri di turbolenza di Prandtl per k e ε rispettivamente, S_k e S_ε i termini di sorgente user-defined.

Di seguito vengono riportati i valori delle suddette costanti

$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_{3\varepsilon}$	σ_k	σ_ε
1.44	1.92	1	1	1.3

Tab. 3.1: valori delle costanti del modello k-ε

Le applicazioni principali del modello k-ε sono collocabili nei problemi di fluidodinamica con flussi non confinati e con gradienti di pressione avversi non elevati o anche a casi di flussi confinati con stress di Reynold predominante. La formulazione di questo modello è affetta dalla criticità del termine dissipativo, in quanto in prossimità delle pareti il valore dell'energia cinetica turbolenta k tende a zero con conseguente singolarità del termine dissipativo. E' necessario, pertanto, adottare a parete le cautele previste per controllare il valore dello strato limite y^+ .

3.5 Modello k-ω

Un'altra opzione, sempre a due equazioni alle derivate parziali, per la chiusura di un problema turbolento è rappresentata dal modello k-ω.

In tal caso il modello, sempre di tipo empirico, si fonda sulle equazioni di trasporto di energia cinetica turbolenta k e della velocità di dissipazione specifica (o frequenza caratteristica dei vortici) ω , definita dalla seguente relazione

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k} \quad (3.15)$$

dove k indica l'energia cinetica turbolenta.

Le relazioni caratteristiche di trasporto sono:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k + G_b \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega + G_{ob} \quad (3.17)$$

Nelle suddette equazioni G_k rappresenta il termine di generazione dell'energia cinetica turbolenta dovuta al gradiente di velocità media, G_ω la generazione di ω , Γ_k e Γ_ω la diffusività effettiva di k e ω rispettivamente, Y_k e Y_ω la dissipazione di k e ω dovuta alla turbolenza, S_k e S_ω i termini di sorgente user-defined, G_b e $G_{\omega b}$ la generazione dell'energia cinetica turbolenta k e di ω causata dai meccanismi buoyancy.

Le applicazioni con il modello k- ω non presentano la problematicità della singolarità del termine di dissipazione in prossimità della parete, consentendone la risoluzione dello strato limite.

Pertanto risulta adatto nei casi di gradienti avversi di pressione e separazioni dello strato limite.

3.6 Modello k- ω (SST)

Ad opera di Menter [15] avviene lo sviluppo del modello k- ω nella opzione Baseline (BSL) che miscela e sfrutta la robustezza del k- ω standard in prossimità delle pareti con l'indipendenza dal flusso libero del k- ϵ quando ci si trova lontano dalle superfici.

Le relazioni di trasporto sono molto simili a quelle del modello k- ω standard:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k + G_b \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega + G_{\omega b} \quad (3.19)$$

Nell'equazione (3.19), in aggiunta a quanto già previsto nel modello k- ω standard, compare il termine D_ω che rappresenta il coefficiente di miscelazione *cross-diffusion*.

Tenuto conto nel flusso turbolento c'è un meccanismo di diffusione aggiuntivo per il trasporto della quantità di moto del fluido verso i confini. Infatti, per la seconda legge di Newton, la velocità di trasporto della quantità di moto equivale a uno sforzo di taglio attraverso i piani detto sforzo di taglio turbolento o di Reynolds.

Pertanto la variante Shear Stress Transport (SST), considerando gli effetti dello sforzo di taglio, va a miscelare k- ω e k- ϵ , include tutti i perfezionamenti del modello k- ω BSL ottimizzando la definizione della viscosità turbolenta μ_t .

Il modello risulta così maggiormente adatto, rispetto al modello $k-\omega$ versione standard e BSL, ad esempio nei casi di flussi con gradienti di pressione avversi, profili alari ed onde transoniche.

3.7 Teoria MOST

Lo strato limite atmosferico, Atmospheric boundary layer (ABL), è definito in letteratura come la zona atmosferica più bassa che è influenzata dalla superficie terrestre, tipicamente nel range tra il 10% ed il 20% della parte inferiore della troposfera con altezza compresa tra meno di 100 m e 3000 m. Fino a quest'altezza normalmente si considera una diminuzione della turbolenza entro il 5% del valore superficiale. Al di sopra dell'ABL la temperatura inizia a crescere causando l'inversione termica che separa lo strato limite dal resto della troposfera.

In relazione allo strato limite che muta nel tempo, il campo o profilo di vento, che viene considerato nello studio, in risposta a tali variazioni subisce continui cambiamenti che necessitano di correzioni per la determinazione di modelli di calcolo affidabili. Per un'accurata risoluzione dell'ABL nella simulazione RANS è necessario imporre appropriate e consistenti condizioni al contorno per velocità, temperature e turbolenza.

Per formalizzare tali casi la teoria introduce una funzione universale adimensionale ψ_m proporzionale alla velocità frizionale (frictional velocity) u_* del vento definita dalla seguente relazione

$$u_*^2 = |u'w'| \quad (3.20)$$

dove u' e w' sono rispettivamente le fluttuazioni della velocità del vento u in direzione parallela e perpendicolare alla direzione di avanzamento del campo.

Se il termine di *shear meccanico* del vento è in equilibrio con gli altri fattori la funzione ψ_m è posta pari a 1. Tale circostanza è congrua con le condizioni di tipo neutrale (classe D di Pasquill come discusso nel paragrafo 2.2.1) con il seguente profilo di vento

$$u(z) = \frac{u_*}{K} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (3.21)$$

dove z indica la quota, K la costante di Von Karman pari a 0.41 e z_0 lunghezza di *ground roughness* correlata alla rugosità del suolo/terreno.

L'equazione (3.21) è valida solo in condizioni neutri, in generale ψ_m non è uguale a 1 e la derivazione dei profili di vento è più complessa e si rendono necessarie altre funzioni universali.

Il problema viene superato utilizzando la **Monin-Obukhov Similarity Theory** (MOST) [8, 9] che, basandosi sul teorema π di Buckingham, descrive la turbolenza atmosferica con i parametri g/T_0 (dove T_0 è la temperatura della superficie di base e g accelerazione di gravità), u_* e $Q_H/(C_p\rho)$ (dove Q_H è il flusso di calore cinematico di base, C_p il calore specifico e ρ la densità dell'aria).

Per inquadrare il processo fisico viene definita la seguente relazione

$$L = \frac{u_*^2 T_0}{K g \theta_*} \quad (3.22)$$

dove L indica la Monin-Obukhov Length (*MOL*) e θ_* la lunghezza di scala di temperatura.

Condizione	Lunghezza di Monin-Obukhov (m)
<i>Estremamente instabile</i>	$-100 \leq L < 0$
<i>Instabile</i>	$-500 \leq L < -100$
<i>Neutrale</i>	$ L > 500$
<i>Stabile</i>	$50 \leq L < 500$
<i>Estremamente stabile</i>	$0 \leq L < 50$

Tab. 3.2: valori *MOL* al variare delle condizioni di stabilità

Dal citato teorema di Buckingham le funzioni velocità u , temperatura potenziale ϑ , energia cinetica turbolenta k e dissipazione dell'energia cinetica turbolenta ε del vento dipendono dal parametro adimensionale z/L . La temperatura potenziale ϑ (misurata in K) di una particella appartenente ad un fluido alla pressione p rappresenta la temperatura acquisita dalla particella a seguito di uno spostamento adiabatico che la conducesse ad una pressione standard p_0 al livello della superficie terrestre. La relazione che lega la temperatura potenziale alla temperatura assoluta T è la seguente

$$\mathcal{G} = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{C_p}} \quad (3.23)$$

dove R è la costante universale dei gas pari a $8.314 \text{ J}/(\text{mol}\cdot\text{K})$ e C_p il calore specifico a pressione costante.

Pertanto, in funzione delle classi di stabilità (stabile-neutrale-instabile), le correzioni dei casi turbolenti dovute alla teoria MOST sono espresse dalle seguenti relazioni

$$u(z) = \frac{u_*}{K} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z}{L} \right) \right] \quad (3.24)$$

$$\mathcal{G}(z) = \mathcal{G}(z_0) + \frac{\mathcal{G}_*}{K} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_t \left(\frac{z}{L} \right) \right] \quad (3.25)$$

$$k(z) = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \psi_k \left(\frac{z}{L} \right) \quad (3.26)$$

$$\varepsilon(z) = \frac{u_*^3}{Kz} \psi_\varepsilon \left(\frac{z}{L} \right) \quad (3.27)$$

dove per il caso stabile

$$\psi_m \left(\frac{z}{L} \right) = \psi_t \left(\frac{z}{L} \right) = -5 \left(\frac{z}{L} \right) \quad (3.28)$$

per il caso neutrale

$$\psi_m\left(\frac{z}{L}\right) = \psi_t\left(\frac{z}{L}\right) = 0 \quad (3.29)$$

per il caso instabile

$$\begin{aligned} \psi_m\left(\frac{z}{L}\right) &= 2 \ln\left[\frac{1+\rho(z)}{2}\right] + \ln\left[\frac{1+\rho^2(z)}{2}\right] \\ &\quad - 2 \arctan[\rho(z)] + \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$\psi_t\left(\frac{z}{L}\right) = 2 \ln\left[\frac{1+\rho^2(z)}{2}\right] \quad (3.31)$$

con

$$\rho\left(\frac{z}{L}\right) = \left(1 - 16 \frac{z}{L}\right)^{1/4} \quad (3.32)$$

$$\psi_k = \sqrt{\psi_\varepsilon / \psi_m} \quad (3.33)$$

$$\psi_\varepsilon = \begin{cases} 1 - \frac{z}{L} & , L < 0 \\ \psi_m - \frac{z}{L} & , L > 0 \end{cases} \quad (3.34)$$

e con C_μ (costante del modello k- ε) uguale a 0.09.

4 Testing e risultati numerici in campo aperto

4.1 Definizione della geometria e del modello (generalità)

Le equazioni RANS risolte in ambiente Ansys/Fluent hanno previsto, nell'ambito dei progetti di simulazione svolti, lo sviluppo ed esecuzione delle seguenti fasi descritte in sintesi:

- **PRE-PROCESSING**
- **SOLVING**
- **POST-PROCESSING**

Nel Pre-Processing:

- 1) è stata introdotta la **geometria** della simulazione con implementazione dei volumi di differenti sensibilità ai fini della risoluzione numerica: Body of Influence (BOI) e Sphere of Influence;
- 2) sono state impostate le Named Selections (inlet, outlet, etc.) per individuare le superfici che successivamente determineranno le **condizioni al contorno** (Boundary Conditions);
- 3) è stato eseguito il **meshing** della geometria del progetto, cioè la discretizzazione del dominio di interesse in elementi finiti costituenti le celle elementari del calcolo (nodi) con implementazione di azioni di Refinement Size, etc.;
- 4) è stato eseguito il **set-up** con scelta dei materiali oggetto della simulazione, impostazione delle modalità della risoluzione: trasporto di specie - stazionaria/non stazionaria - pressure based - laminare/turbolento - impostazione delle soglie dei residui per il seguente Run calculation

Nel Solving è stato impostato il metodo di risoluzione che per le simulazioni stazionarie (steady) prevede, dopo la procedura di **inizializzazione** (ibrida o manuale), di fissare un **numero totale di iterazioni** in alternativa al raggiungimento delle soglie di convergenza residuali dei parametri caratterizzanti la simulazione. Invece nelle non stazionarie o transienti (unsteady) di stabilire:

- **numero di Time Steps;**
- **numero di iterazioni per step;**
- **Time Step Size (tempo di singolo step di iterazioni)**

Nel Post-Processing:

- 1) sono stati definiti i piani di raccolta dei dati finali della simulazione (piani ortogonali alla velocità del vento a varie distanze dalla sorgente);
- 2) sono stati estratti i file in formato csv delle grandezze fisiche di interesse (frazione di massa delle sostanze, etc.) per i confronti successivi con specifici codici MATLAB

4.2 Validazione delle condizioni al contorno in regime laminare

Nel lavoro si è proceduto, inizialmente, ad impostare semplici modelli in regime laminare con geometrie di tipo box 3D a forma di parallelepipedo con dimensioni fissate come segue: 650 m x 780 m x 1000 m al fine di verificare la correttezza delle condizioni al contorno. Esse sono state validate analizzando i risultati finali delle simulazioni in termini di contorni di pressione e velocità.

In queste prime simulazioni nell'inserimento della geometria utilizzando il software *SpaceClaim* (interno all'ambiente Ansys Fluent) è stata introdotta soltanto la sorgente in un dominio vuoto rappresentata da camino emittente di altezza $h = 102.2$ m. Il sistema di riferimento è stato posto alla base del camino.

In fase di meshing sono state definite le seguenti Named Selections per le successive Condizioni al contorno (BC):

Superficie	Descrizione/Tipo
<i>Inlet1</i>	Fuoriuscita verticale lungo y miscela dal camino/ <i>Velocity-Inlet</i>
<i>Inlet2</i>	Campo orizzontale di vento lungo z / <i>Velocity-Inlet</i>
<i>Outlet2</i>	Uscita vento frontiera dominio/ <i>Pressure-Outlet</i>
<i>Outlet3</i>	Faccia laterale/ <i>Symmetry</i>
<i>Outlet4</i>	Faccia laterale/ <i>Symmetry</i>
<i>Farfield</i>	Faccia superiore/ <i>Pressure-Outlet</i>
<i>Wall</i>	Faccia inferiore/ <i>Wall</i>

Tab. 4.1: Named Selections con BC in regime laminare

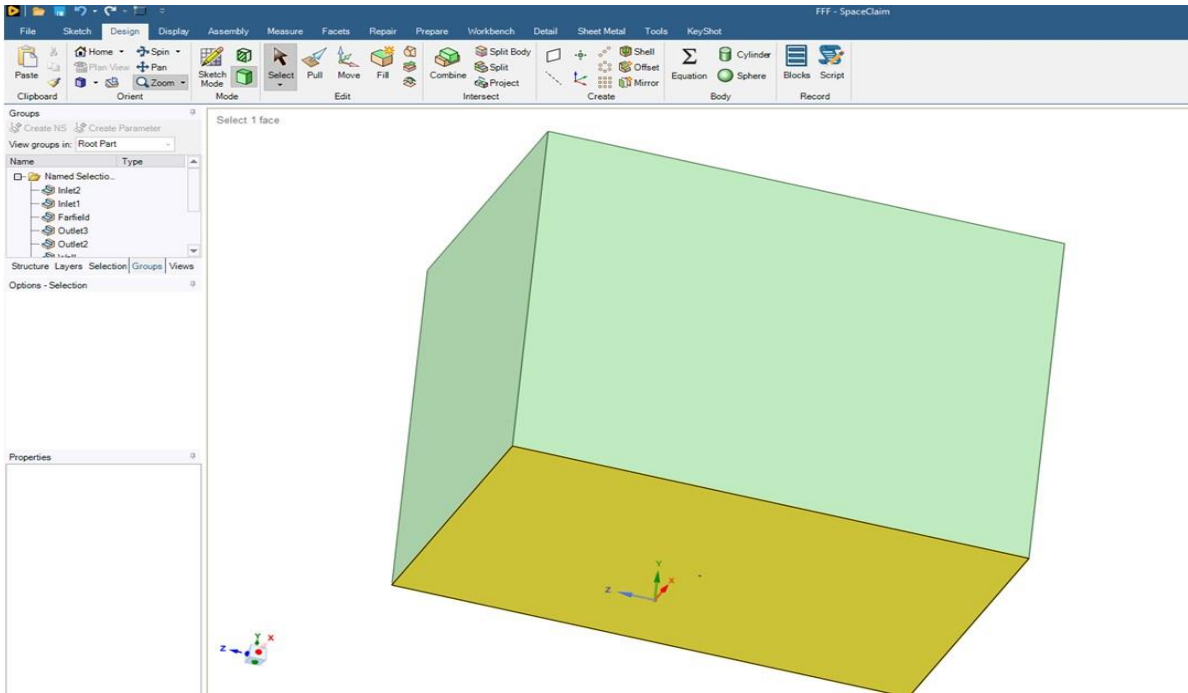


Fig. 4.1: Geometria (dominio) in regime laminare

Al termine della fase di meshing con griglia non strutturata si sono ottenute circa $5 \cdot 10^5$ celle.

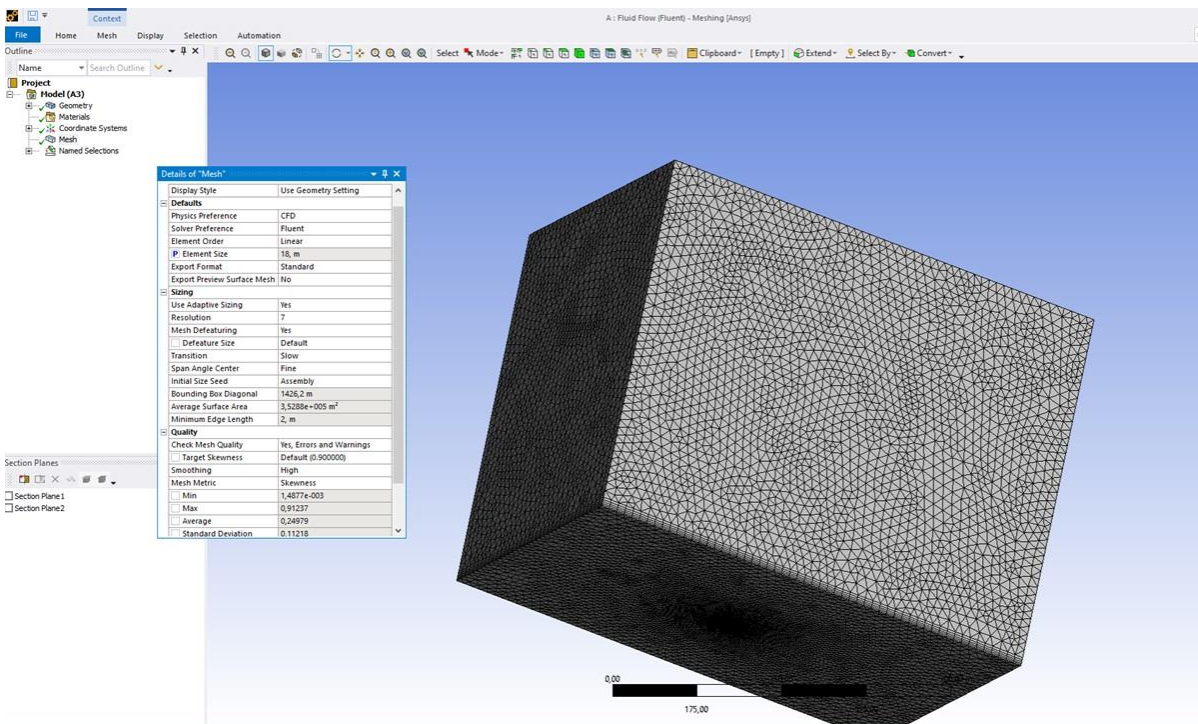


Fig 4.2: Meshing (dettagli) in regime laminare

L'ottimizzazione dell'addensamento delle celle è stato ottenuto con l'impostazione *Adaptive Sizing* (Resolution = 7).

Nel set-up è stata creata inizialmente una miscela di aria e Argon (all'1%) per l'inlet dal camino.

Nel dominio è stata posta, invece, sola aria.

Nel metodo delle soluzioni è stato scelto il *trasporto di specie* in regime **laminare** di tipo *pressure-based steady* per fluidi incomprimibili - schema SIMPLEC.

Il profilo di vento è stato considerato costante con $v_{wind} = 0.05 \text{ m/s} - 0.2 \text{ m/s} - 0.5 \text{ m/s}$. In uscita dal camino si è posta una miscela con velocità di outlet pari a $v_{Ar} = 0.2 \text{ m/s} - 0.8 \text{ m/s}$.

Successivamente si è aumentata la percentuale dell'Argon al 5% e modificato il profilo di vento in $v_{wind} = 2 \text{ m/s}$ con velocità del gas dal camino pari a $v_{Ar} = 1 \text{ m/s}$.

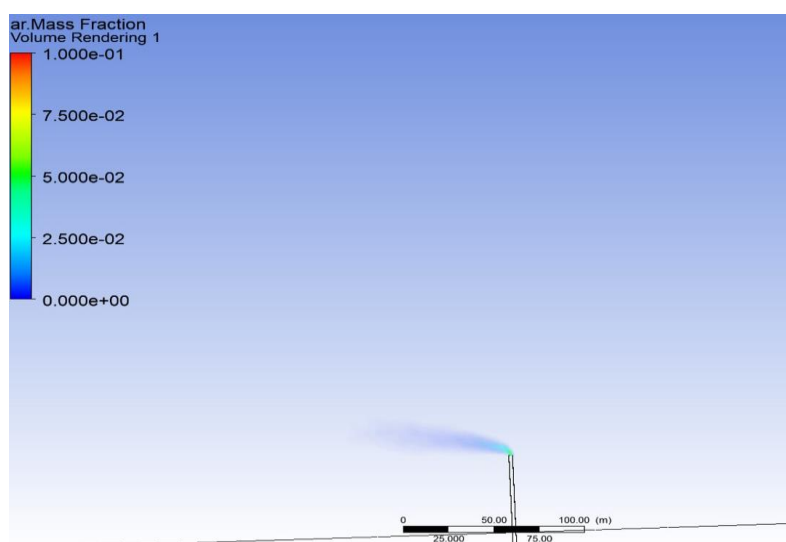


Fig 4.3: Post-Processing: concentrazione di Ar con $v_{Ar} = 1 \text{ m/s}$ e $v_{wind} = 2 \text{ m/s}$

Nell'impostazione del run calculation sono state fissate soglie di convergenza pari a 10^{-6} ed è stata adottata una inizializzazione di tipo ibrido.

I risultati, in termini di soluzioni di contorno di pressione e velocità, sono risultati i seguenti (con direzione del vento orizzontale e verso destra)

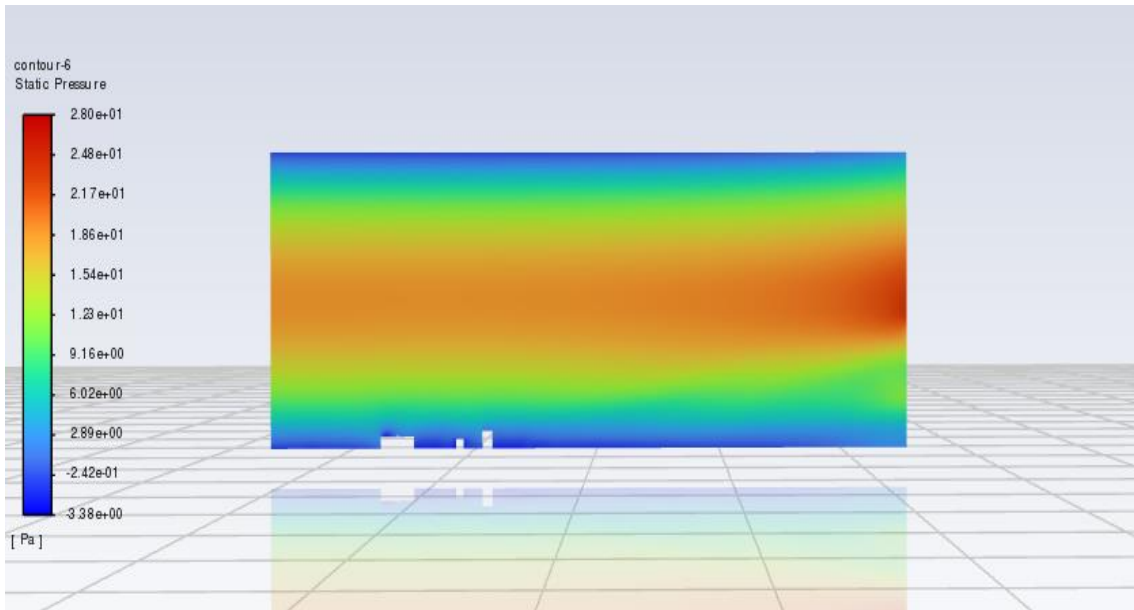


Fig 4.4: Contorno della pressione

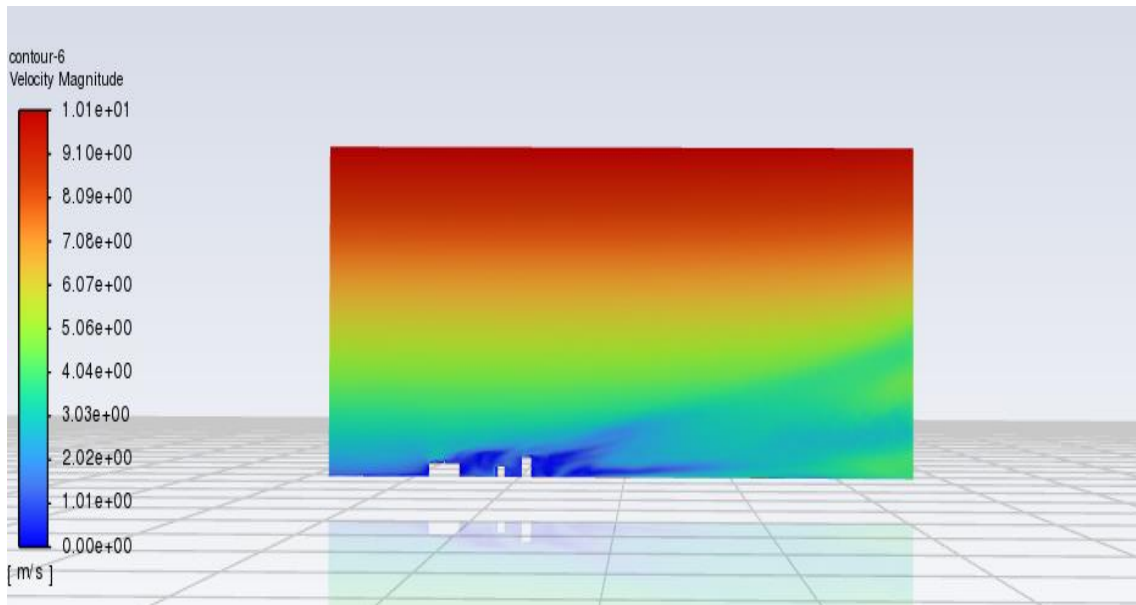


Fig 4.5: Contorno della velocità

E' evidente che l'impostazione delle BC necessita di alcuni interventi correttivi.

Essendo intervenute criticità sulle superfici di frontiera Outlet2 (fuoriuscita del vento orizzontale) e Farfield (superficie superiore del dominio), si sono adottate le seguenti modifiche risolutive.

Superficie	Tipo
<i>Inlet1</i>	<i>Velocity-Inlet</i> confermata
<i>Inlet2</i>	<i>Velocity-Inlet</i> confermata
<i>Outlet2</i>	<i>da Outlet-Pressure a Outflow</i>
<i>Outlet3</i>	<i>Symmetry</i> confermata
<i>Outlet4</i>	<i>Symmetry</i> confermata
<i>Farfield</i>	<i>da Outlet-Pressure a Velocity-Inlet</i>
<i>Wall</i>	<i>Wall</i> confermata

Tab. 4.3: BC corrette in regime laminare

Pertanto con le nuove impostazioni delle BC sono state risolte le criticità evidenziate, ottenendo così i risultati che possono garantire un modello fluidodinamico affidabile per il prosieguo delle applicazioni (come verrà mostrato nelle figure del paragrafo successivo).

4.3 Confronto tra i modelli di turbolenza

4.3.1 Modello k-ε senza camino - caso stabile

Tenuto conto della presenza dei gradienti verticali di temperatura che caratterizzano le condizioni atmosferiche analizzate, come visto nelle classi di stabilità di Pasquill, per poter pervenire ad una metodologia di calcolo affidabile è necessario orientarsi su modelli di tipo *turbolento*. Si è dovuto, pertanto, procedere con progetti gradualmente nell'ambito di progetti stazionari per fluidi incompressibili in modalità pressure-based.

In questa prima fase di impostazione di simulazione è stato scelto il modello a due equazioni k-ε, modalità standard, all'interno di un dominio vuoto con solo campo di vento (con profili corretti dalla teoria MOST).

Le dimensioni del box cubico sono state fissate come segue:

Direzione	Min (m)	Max (m)	Note
x	0	1000	<i>direzione vento</i>
y	0	1000	<i>direzione ortogonale al vento ed all'altezza</i>
z	0	1000	<i>quota</i>

Tab. 4.4: Dimensioni cartesiane del dominio (senza camino)

Nel meshing è stata adottata l'azione di *Inflation* con opzione *First Layer Thickness* consistente nell'ottimizzazione delle mesh a partire dal wall (primo strato) con spessori via via meno fitti. La regolazione dipende dal numero massimo di strati pari a 20 e dalla metrica di variazione Growth Rate posto a 1.3.

Nelle Named Selections per l'assenza del camino non risulta il corrispondente Inlet e pertanto nelle BC il correlato Velocity Inlet.

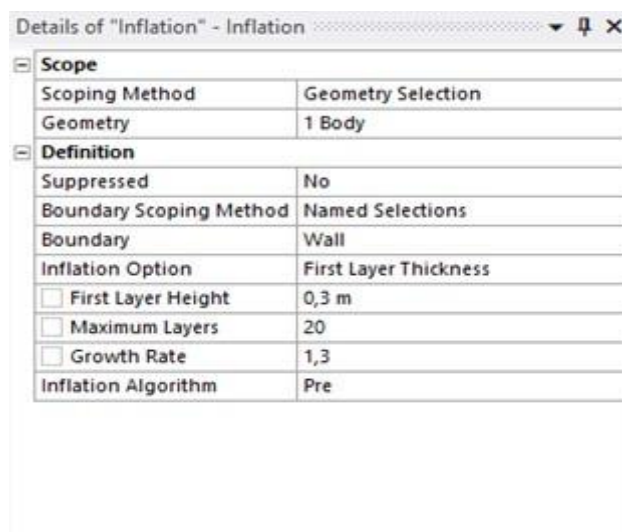


Fig. 4.6: Meshing: dettagli dell'inflation

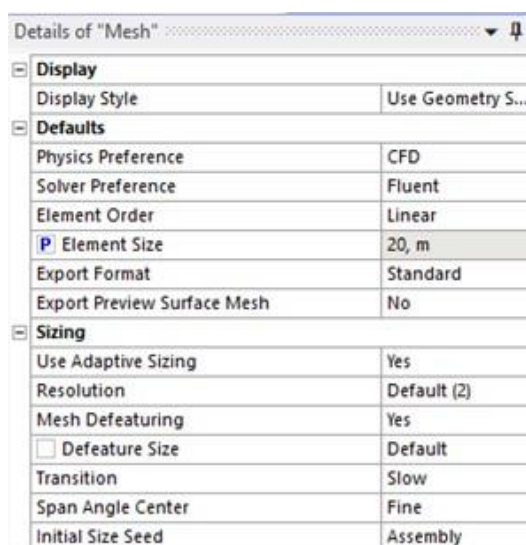


Fig. 4.7: Meshing: dettagli della mesh

Riassumendo è stata adottata una Inflation di tipo First Layer Thickness ed una mesh con element size pari a 20 m.

Avendo fatto uso di banche dati sperimentali disponibili in letteratura [7] e avendo scelto il caso stabile, precisamente di **classe E** *Slightly stable conditions* di Pasquill, risulta una $MOL = 100$ m. Inoltre è stato impostato un fattore di roughness $z_0 = 1.5$ m (in accordo con i valori indicati per aree suburbane). Secondo le indicazioni della teoria MOST, discussa nel paragrafo 3.7, si sono ricavati i profili corretti (in generale dipendenti da z) per la velocità u , la temperatura T , l'energia cinetica turbolenta k e la dissipazione dell'energia cinetica turbolenta ϵ . La temperatura T si può ottenere dalla temperatura potenziale \mathcal{G} utilizzando l'equazione (3.22).

Tali relazioni sono state inserite nelle Boundary Conditions (BC) [45-47]. Rispetto al set-up, già discusso in precedenza per il regime laminare, si è caratterizzato il Farfield con Wall con Marangoni Stress = 0.

Si precisa che sulla base dei suddetti dati sperimentali per la classe prescelta si perviene ai già discussi valori di riferimento per le equazioni dei profili MOST: u_* velocità frizionale e θ_* lunghezza di scala della temperatura. In particolare per il campo di vento di classe E si ha un valore di u_* pari a 0.12 m/s.

Pertanto, secondo le modalità generali già discusse, si è potuto procedere al run calculation.

Di seguito sono riportati i risultati della simulazione nel Post-Processing per velocità e temperatura

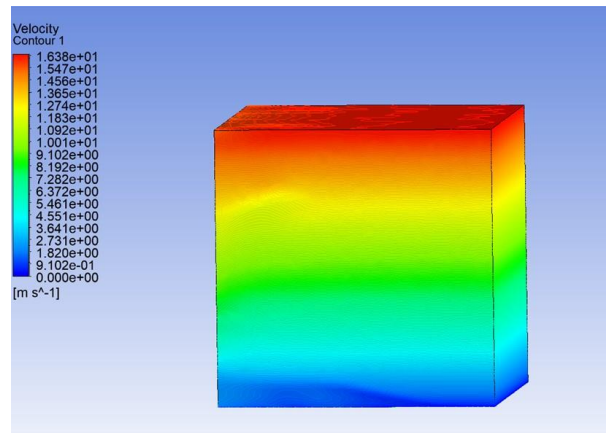


Fig. 4.8: Contorno della velocità

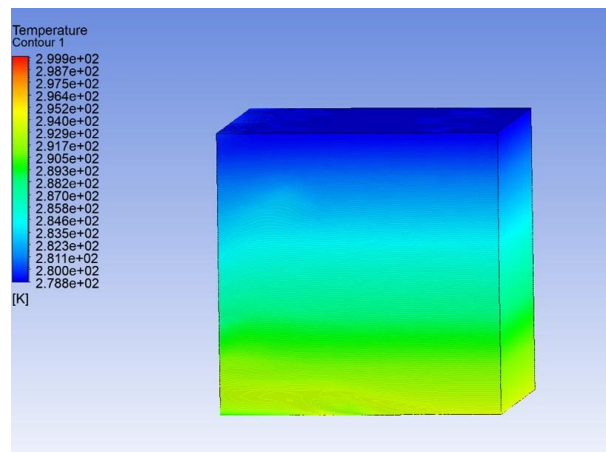


Fig. 4.9: Contorno della temperatura

Sono stati scelti poi quattro piani ortogonali al vento distanti dall'inflow (a destra):

250 m - 500 m - 750 m - 1000 m

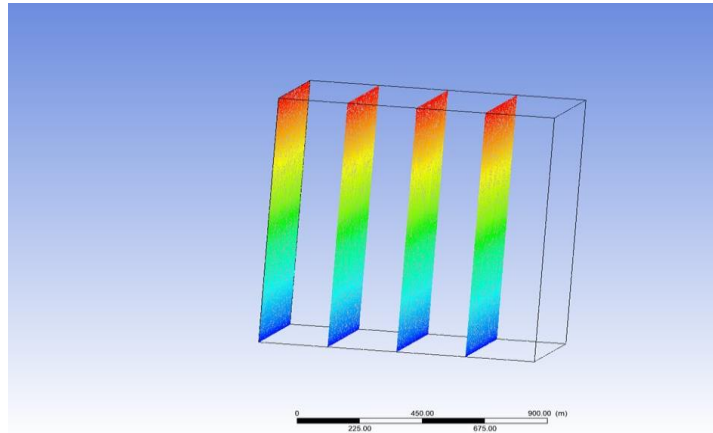


Fig. 4.10: Post-Processing: Contorno della velocità su piani ortogonali al vento

Per la classe E in oggetto i profili MOST hanno mostrato l'**omogeneità orizzontale** prevista dalla teoria.

4.3.2 Modello k-ε senza camino - caso neutrale

Con le analoghe condizioni precedenti di geometry e meshing si è proceduto all'impostazione del caso neutrale **classe D** *Neutral conditions* di Pasquill. La teoria MOST considera in tale caso $|L| > 500$ m e sulla base dei dati sperimentali citati ha consentito di pervenire in particolare a $u^* = 0.22$ m/s. Pertanto sono stati settati i corrispondenti profili nelle BC.

I risultati in Post-Processing ottenuti sono stati i seguenti

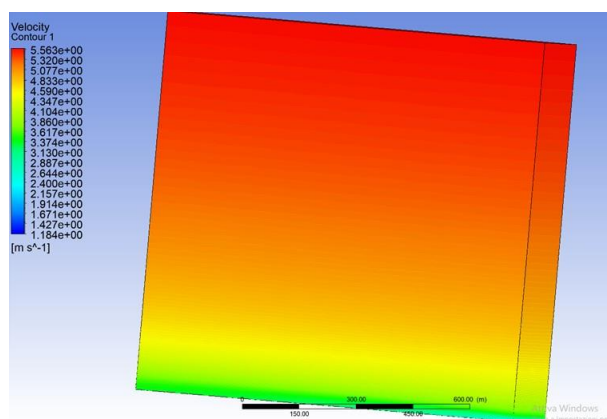


Fig. 4.11: Contorno della velocità

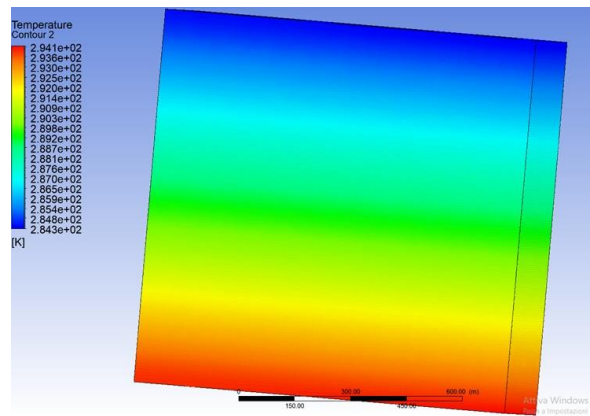


Fig. 4.12: Contorno della temperatura

Anche per la classe D i profili nelle BC ottenuti dalla teoria MOST hanno fornito risultati corretti dal punto di vista del trattamento dello strato limite.

4.3.3 Modello k- ϵ senza cammino - caso instabile

Come per i casi precedenti si è proceduto all'impostazione del caso instabile **classe C** *Slightly unstable conditions* di Pasquill. Risulta una $MOL = -230$ m e sulla base dei dati sperimentali di riferimento si è ottenuta in particolare $u^* = 0.42$ m/s. Pertanto anche in questo caso sono stati settati i corrispondenti profili di u , T , k , e ϵ nelle BC.

Analogamente i risultati ottenuti sono stati i seguenti

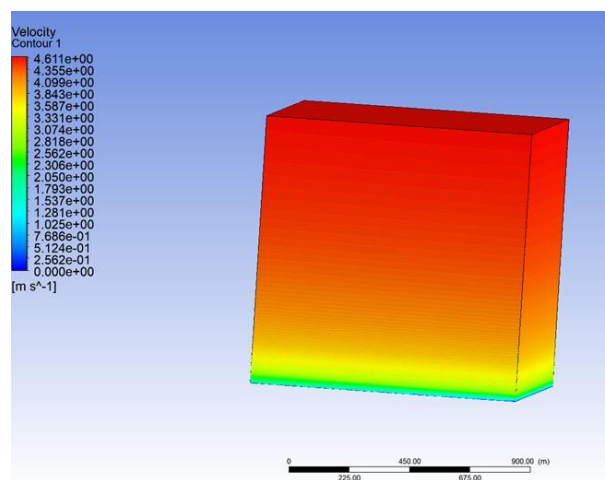


Fig. 4.13: Contorno della velocità

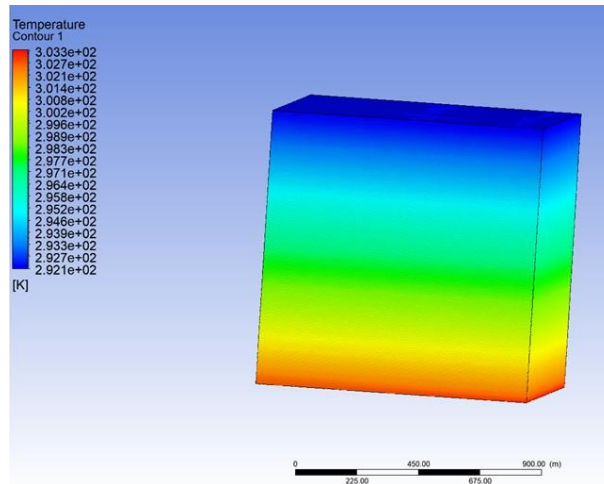


Fig. 4.14: Contorno della temperatura

La classe C, come impostata, ha mostrato anch'essa risultati corretti in osservanza all'omogeneità orizzontale garantiti dalla teoria MOST.

4.3.4 Modello k-ε con camino: classi E-D-C

Dopo aver testato il modello k-ε con le correzioni MOST senza camino (sorgente emittente la miscela contaminante in ambiente) si è proceduto a modificare la geometria del dominio nel modo seguente

Dimensione	Valore (km)	Note
L_x	1.5	<i>direzione vento</i>
L_y	1	<i>direzione ortogonale al vento ed all'altezza</i>
L_z	1	<i>quota</i>

Tab. 4.5: Dimensioni cartesiane del dominio (con camino)

e ad inserire in particolare:

- camino di altezza $h = 102.2$ m con raggio $r = 1$ m con base in $x = 0.5$ km, $y = 0.5$ km e $z = 0$;

- un volume di calcolo per ottenere un meshing più fine in corrispondenza dell'emissione del plume denominato BOI ed inserito nella geometria introducendo un cilindro orizzontale con raggio $R = 100$ m

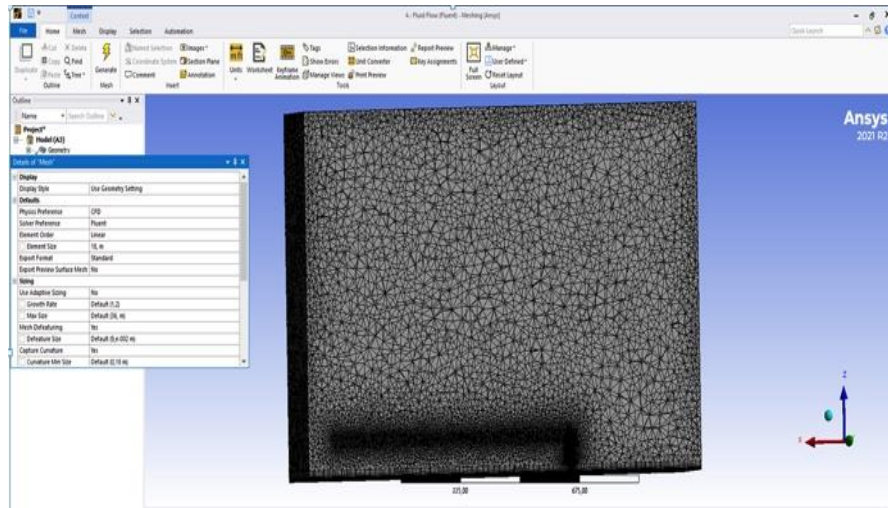


Fig. 4.15: Sezione del dominio con BOI

Nel meshing sono state impostate azioni già adottate: First Layer Thickness

Details of "Inflation" - Inflation	
Scope	
Scoping Method	Geometry Selection
Geometry	1 Body
Definition	
Suppressed	No
Boundary Scoping Method	Named Selections
Boundary	Wall
Inflation Option	First Layer Thickness
<input type="checkbox"/> First Layer Height	300, mm
<input type="checkbox"/> Maximum Layers	12
<input type="checkbox"/> Growth Rate	1,3
Inflation Algorithm	Pre

Fig. 4.16: Meshing: dettagli dell'inflation

L'introduzione del BOI ha consentito di ridurre le dimensioni della cella a $l = 2$ m in modo da ottenere una risoluzione più accurata in corrispondenza del plume senza incidere sui costi computazionali globali della simulazione.

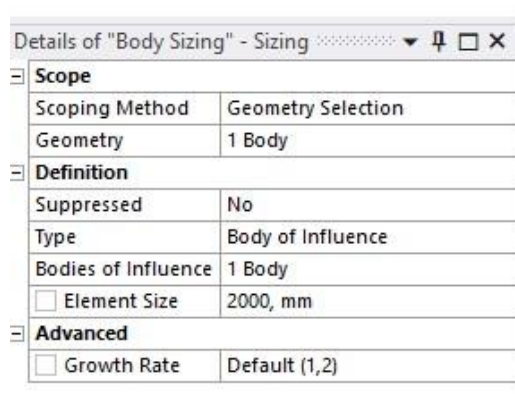


Fig. 4.17: Meshing: dettagli del BOI

Al termine della fase di meshing si sono ottenute circa $6 \cdot 10^6$ celle.

Nel set-up sono state definite le seguenti BC a seguito delle Named Selections

Face	Type
Inlet_chimney	<i>velocity_inlet</i>
Inlet_wind	<i>velocity_inlet</i>
Outlet_wind	<i>outflow</i>
Outlet_sides	<i>symmetry</i>
Farfield_upper	<i>velocity_inlet</i>
Bottom surface	<i>wall</i>

Tab. 4.6: Boundary conditions

A seguire sono state impostate le modalità in k- ϵ standard con trasporto di specie di tipo pressure-based steady per fluidi incompressibili - schema di risoluzione SIMPLEC.

Nell'inserimento dei profili nelle BC nelle diverse condizioni di stabilità, come per i casi senza camino, si sono applicate le specifiche relazioni analitiche in funzione di z , già adottate nei casi senza camino, per le classi E, D e C con $z_0 = 0.03$ m [48-50].

Di seguito la relazione analitica per il profilo della componente lungo x della velocità del vento (u_x in funzione della quota z) in m/s per la classe E

$$u_x = \left[\left(\frac{0.12}{0.41} \right) \right] * \left[\left(\log \frac{z}{0.03} \right) + 5 \left(\frac{z}{100} \right) \right] \quad (4.1)$$

La seguente equazione rappresenta il profilo di temperatura T (in K) per la classe E

$$T = \left[294 - \frac{0.04}{0.41} * \left(\left(\log \frac{z}{0.03} \right) + 5 \left(\frac{z}{100} \right) \right) \right] \left(e^{-\frac{z}{8400}} \right)^{0.29} \quad (4.2)$$

A seguire l'energia cinetica turbolenta k (in m^2/s^2) per la classe E

$$k = 0.09 \quad (4.3)$$

Nella relazione successiva si indica la dissipazione dell'energia cinetica turbolenta ε (in m^3/s^3) per la classe E

$$\varepsilon = \frac{0.0017}{0.41z} \quad (4.4)$$

Di seguito la relazione analitica per il profilo della velocità del vento lungo x (u_x in funzione della quota z) in m/s per la classe D

$$u_x = \left(\frac{0.22}{0.41}\right) * \left(\log \frac{z}{0.03}\right)$$

(4.5)

Di seguito T (in K) per la classe D

$$T = 294.2 \left(e^{-\frac{z}{8400}}\right)^{0.29}$$

(4.6)

Segue l'energia cinetica turbolenta k (in m^2/s^2) per la classe D

$$k = 0.28$$

(4.7)

Nella equazione sottostante si rappresenta la dissipazione dell'energia cinetica turbolenta ε (in m^3/s^3) per la classe D

$$\varepsilon = \frac{0.011}{0.41z}$$

(4.8)

Infine per la classe C di riporta la relazione analitica per il profilo della velocità del vento lungo x (u_x in funzione della quota z) in m/s

$$u_x = \left[\left(\frac{0.42}{0.41} \right) * \left(\log \frac{z}{0.03} \right) - 2 \log \frac{\left(1 + \left(1 + 16 \frac{z}{230} \right)^{0.25} \right)}{2} - 2 \operatorname{arctg} \left(1 + \left(1 + 16 \frac{z}{230} \right)^{0.25} \right) + \frac{\pi}{2} \right]$$

(4.9)

Di seguito T (in K) per la classe C

$$T = \left[303.6 - \frac{0.16}{0.41} * \left(\log \frac{z}{0.03} \right) - 2 \log \frac{\left(1 + \left(1 + 16 \frac{z}{230} \right)^{0.25} \right)}{2} \right] \left(e^{-\frac{z}{8400}} \right)^{0.29}$$

(4.10)

A seguire l'energia cinetica turbolenta k (in m^2/s^2) per la classe C

$$k = \left[\left(\frac{0.18}{0.17} \right) * \left[\frac{\left(1 + \frac{z}{230} \right)}{2 \log \frac{\left(1 + \left(1 + 16 \frac{z}{230} \right)^{0.25} \right)}{2}} + \log \frac{\left(1 + \left(1 + 16 \frac{z}{230} \right)^{0.25} \right)}{2} - 2 \operatorname{arctg} \left(1 + \left(1 + 16 \frac{z}{230} \right)^{0.25} \right) + \frac{\pi}{2} \right] \right]$$

(4.11)

Nella relazione seguente il profilo di ε (in m^3/s^3) per la classe C

$$\varepsilon = \frac{0.07}{0.41z} + 7.9 \cdot 10^{-4}$$

(4.12)

4.3.5 Modello k- ω (SST) con camino

Rispetto alle impostazioni precedenti del modello k- ε questo modello introduce, in sostituzione della dissipazione dell'energia turbolenta ε , l'esigenza di definire la frequenza caratteristica dei vortici ω come risulta dalla relazione (3.15).

Si deve tenere conto che la teoria di Menter [15], correlata al modello, prescrive valori di ω compresi nel range compreso tra u_H/L e $10u_H/L$, dove u_H indica la velocità del vento all'altezza H del camino e L la lunghezza caratteristica del problema fluidodinamico identificabile nell'altezza stessa del camino.

Pertanto per le classi di stabilità considerate è risultato congruo ed appropriato, in ordine di grandezza, il valore $\omega = 1 \text{ s}^{-1}$.

Con tale assegnazione le condizioni al contorno hanno, nei diversi casi già studiati con il modello k- ε , fornito risultati convergenti e corretti. Come già esposto, lo sviluppo del modello k- ω nella opzione SST va a miscelare la appropriatezza del k- ω standard in prossimità delle pareti con l'indipendenza dal flusso libero del k- ε lontano dalle superfici.

4.3.6 Confronti tra k- ε e k- ω (SST)

Una volta impostate le simulazioni nelle classi di stabilità e modelli prescelti con geometria in presenza di camino emittente, sono stati scelti quattro piani di raccolta dati (in formato csv) del parametro di Post-Processing *frazione di massa di Argon*. I suddetti piani, ortogonali alla direzione del vento, sono stati posti a $x = 25, 50, 100$ e 200 m dal camino.

Mediante appositi codici in MATLAB (si veda Appendice B) i dati numerici delle simulazioni, provenienti da una griglia di calcolo non strutturata, sono stati interpolati su griglia strutturata per generare curve di distribuzione di concentrazione normalizzate. Questi andamenti hanno potuto descrivere la presenza di Argon a partire dalla fuoriuscita del camino (valore iniziale 5% della miscela Argon-aria) lungo tutto il percorso di rilascio del plume nel dominio contenente sola aria.

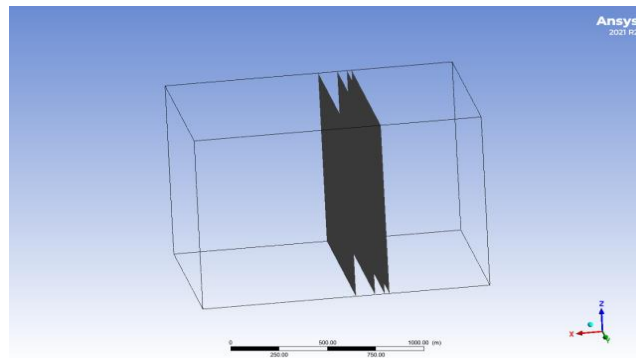


Fig. 4.18: Piani di misurazione in Post-Processing

I casi trattati hanno preso in considerazione la miscela in oggetto immessa in aria con velocità in uscita dal camino pari a 1 m/s, 2 m/s e 5 m/s.

Dall'analisi dei risultati delle concentrazioni numeriche di Argon è risultato un diverso comportamento delle soluzioni ottenute con i modelli $k-\epsilon$ e $k-\omega$ (SST) rispetto al valore del Maximum Turbulent Viscosity Ratio (M.T.V.R.).

Quest'ultimo parametro rappresenta il rapporto tra la viscosità turbolenta e quella laminare ed è un limitatore del solutore al fine di controllare la convergenza della simulazione.

Quando il superamento della soglia del rapporto, posta in Ansys Fluent per default a 10^5 , dovesse coinvolgere una significativa percentuale delle celle totali del progetto ($> 5\%$), tale circostanza andrebbe a corrompere le soluzioni finali.

Si è osservato che, dopo l'aggiunta del corpo grafico del camino nella geometria del dominio, le simulazioni in $k-\epsilon$ hanno mostrato una dipendenza dal valore del M.T.V.R [51].

Dopo aver eseguito un sensitivity test delle concentrazioni di Ar con diversi valori del limitatore in regime $k-\epsilon$ e $k-\omega$ (SST), si sono ottenuti i seguenti risultati

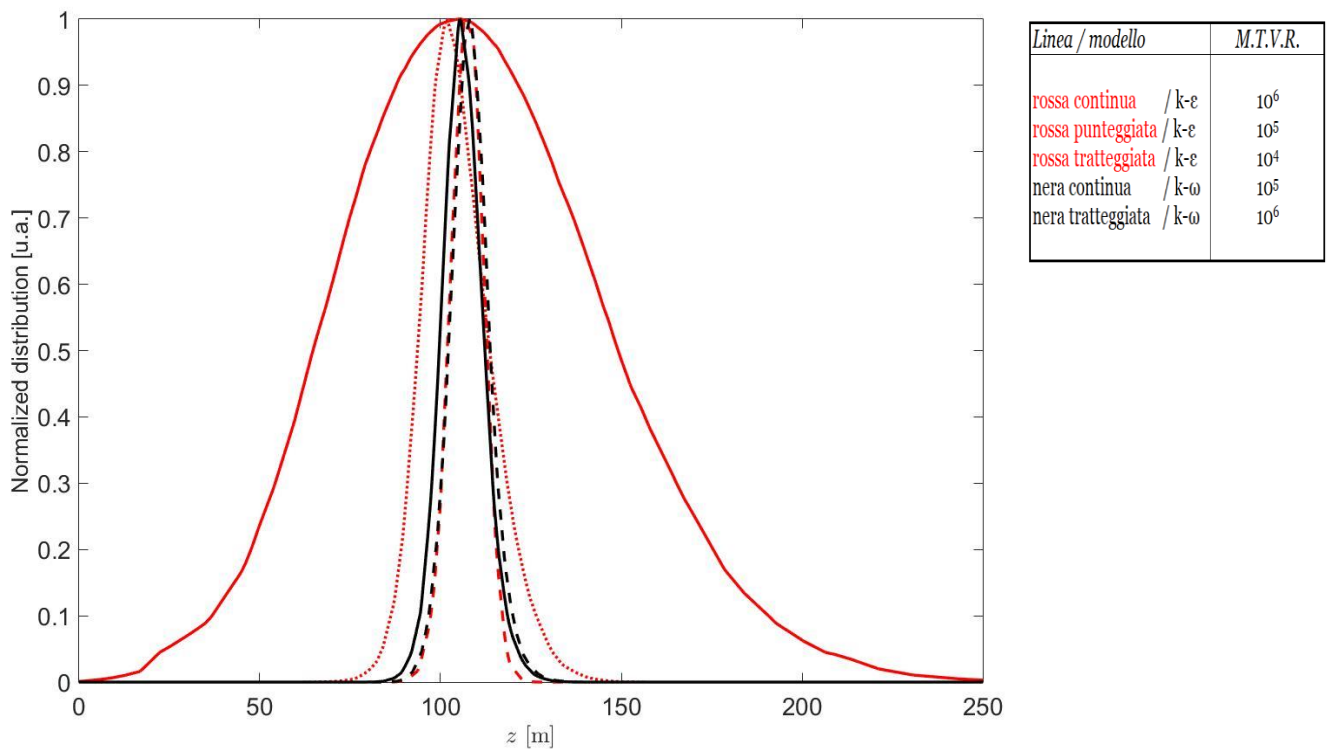


Fig. 4.19: Concentrazioni normalizzate lungo z in funzione del parametro M.T.V.R.

Si precisa che è stata selezionata per questo confronto la classe D alla distanza dal camino $x = 200$ m.

Pertanto, contrariamente ai risultati ottenuti con il modello $k-\epsilon$ sensibili al parametro di turbolenza, le concentrazioni con il $k-\omega$ hanno mostrato una dipendenza poco significativa da esso. Si può concludere che la modalità $k-\omega$ garantisce il modello più appropriato per condurre questo studio.

4.4 Confronti di concentrazioni in campo aperto con il modello Gaussiano

Avendo adottato il modello $k-\omega$ (SST), quale maggiormente appropriato per lo studio descritto in precedenza, dopo aver condotto a convergenza le simulazioni secondo le impostazioni riportate nel paragrafo 4.3.5, sono stati risolti i seguenti casi

Classe di stabilità	Velocità frizionale del vento (m/s)	Velocità di outlet della miscela (m/s)
C (leggermente instabile)	0.42	1-2-5
D (neutrale)	0.22	1-2-5
E (leggermente stabile)	0.12	1-2-5

Tab. 4.7: casi esaminati con $k-\omega$ (SST) in campo aperto

Come anticipato, i passaggi da considerare per realizzare una procedura con il software MATLAB che consenta di confrontare i risultati delle concentrazioni di Argon tra metodologia CFD e analitica (gaussiana di Pasquill) sono i seguenti:

- ✓ Nel Post-Processing del progetto estrarre i dati in csv relativi alla frazione di massa di Argon (il campionamento deve riguardare i piani geometrici già introdotti perpendicolari al campo di vento)
- ✓ Impostare per ogni caso oggetto dello studio un codice in MATLAB che esegua le seguenti principali operazioni (si veda Appendice B)
- ✓ Interpolare (con la ricerca del punto di massimo) i dati numerici provenienti da una griglia non strutturata in modo da ottenere una matrice ordinata leggibile dal codice per ciascuna direzione y e z ortogonale alla direzione del vento lungo x
- ✓ relativamente alle curve analitiche implementare la formula di Pasquill (con coefficienti di Briggs di campo aperto) con la definizione del termine di Innalzamento o Rialzo del plume ΔH in funzione della classe di stabilità, ed in particolare del flusso F e della distanza associata all'altezza finale X

Si precisa che il posizionamento nello spazio dei plume per le simulazioni CFD e di Pasquill è tale da non presentare il massimo della concentrazione nel medesimo punto sulle superfici dei piani yz .

Pertanto le curve delle concentrazioni CFD e di Pasquill sono state rappresentate in relazione ai rispettivi punti di massimo.

Tali disallineamenti, come verrà descritto in seguito, sono più evidenti nella trattazione del caso in geometria reale con edifici ed ostacoli.

I confronti finali, nello sviluppo di tutto il lavoro, sono stati poi resi sia in forma *normalizzata* che non normalizzata.

Dopo aver eseguito quanto descritto si riportano i confronti normalizzati relativi al caso con velocità di outlet della miscela dal camino pari a 5 m/s [51].

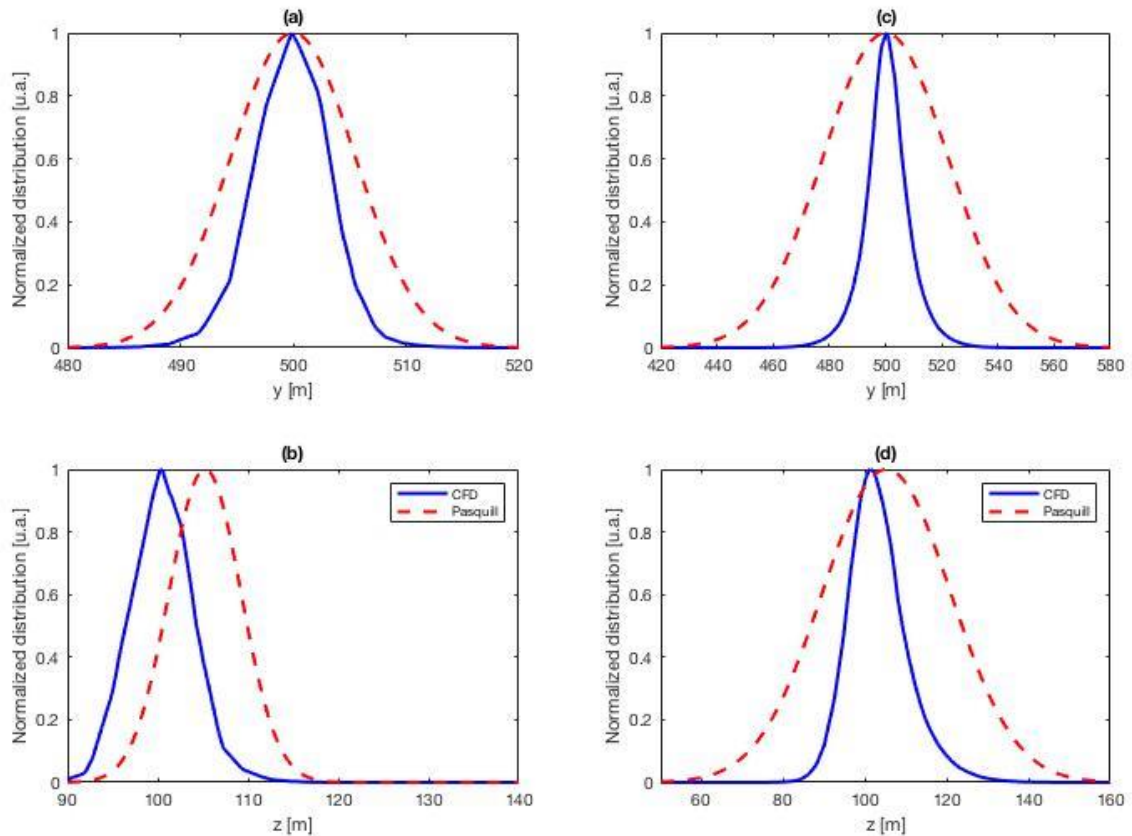


Fig. 4.20: Concentrazioni di Argon in classe C sulla sezione yz a $x = 50$ m (a)-(b) e a $x = 200$ m (c)-(d). Le figure (a)-(c) lungo y e (b)-(d) lungo z

Si può osservare da queste figure come in quelle successive che le distribuzioni analitiche lungo z sono caratterizzate da un offset rispetto a quelle CFD. Tale evidenza è dovuta alla teoria classica di Pasquill che introduce il già citato termine di innalzamento o rialzo del plume ΔH in funzione della classe di stabilità.

Relativamente alle curve CFD e di Pasquill, come si descriverà nel capitolo 5, esse sono correlate a profili di pennacchi non allineati nello spazio, per i quali è stata dimostrata la conservazione della massa del contaminante.

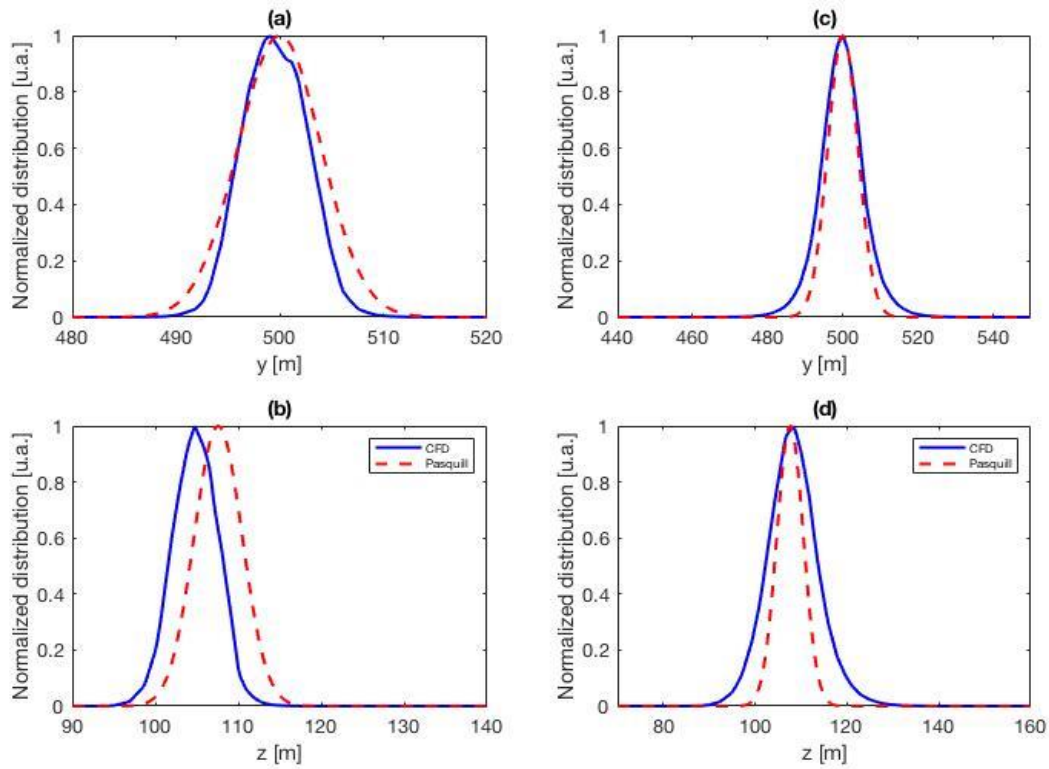


Fig. 4.21: Concentrazioni di Argon in classe **D** sulla sezione yz a $x = 50$ m (a)-(b) e a $x = 200$ m (c)-(d). Le figure (a)-(c) lungo y e (b)-(d) lungo z

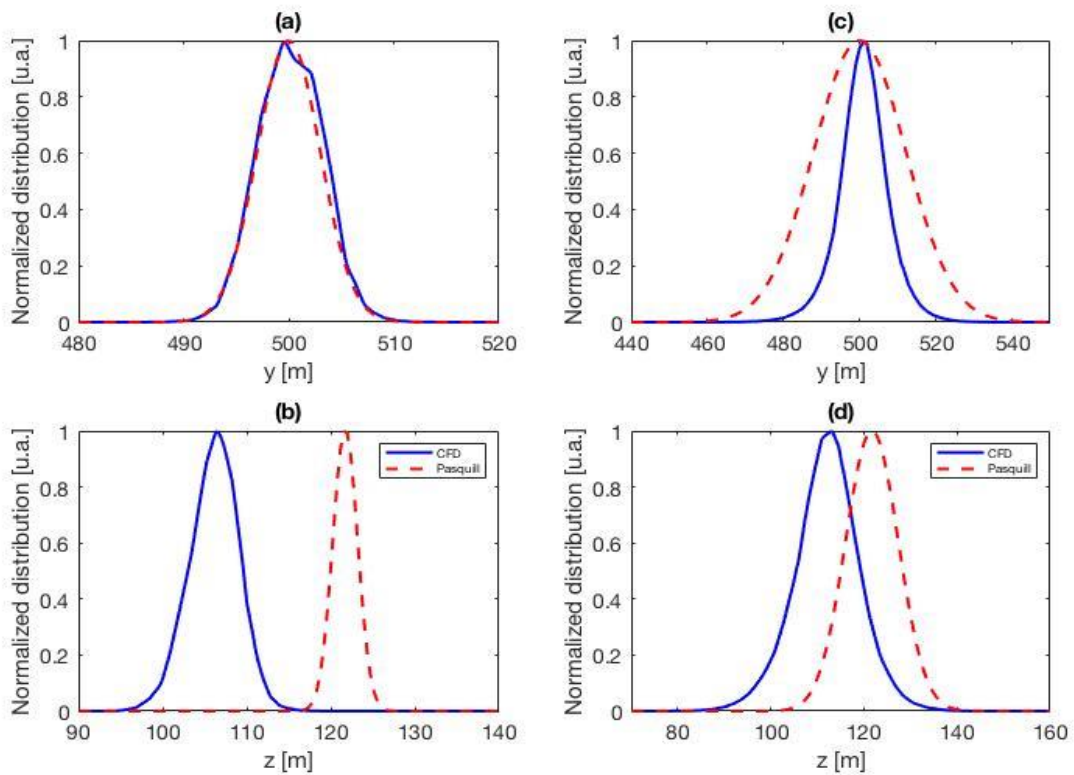


Fig. 4.22: Concentrazioni di Argon in classe **E** sulla sezione yz a $x = 50$ m (a)-(b) e a $x = 200$ m (c)-(d). Le figure (a)-(c) lungo y e (b)-(d) lungo z

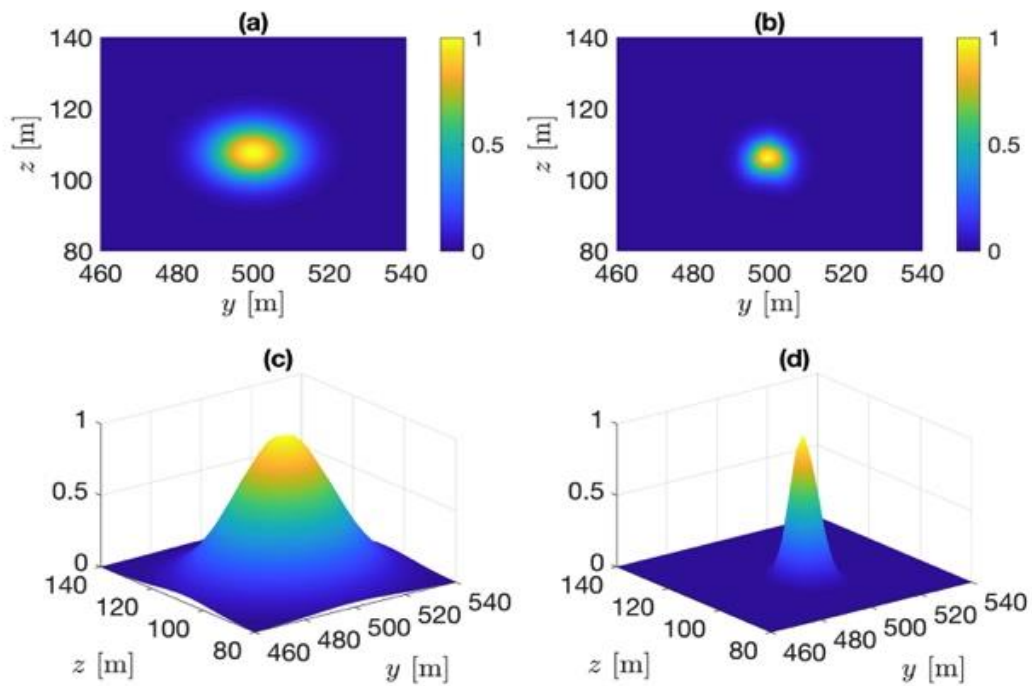


Fig. 4.23: Concentrazioni in 2D di Argon in classe **D** a $x = 100$ m Pasquill (a) e CFD (b) e a $x = 200$ m Pasquill (a) e CFD (b)

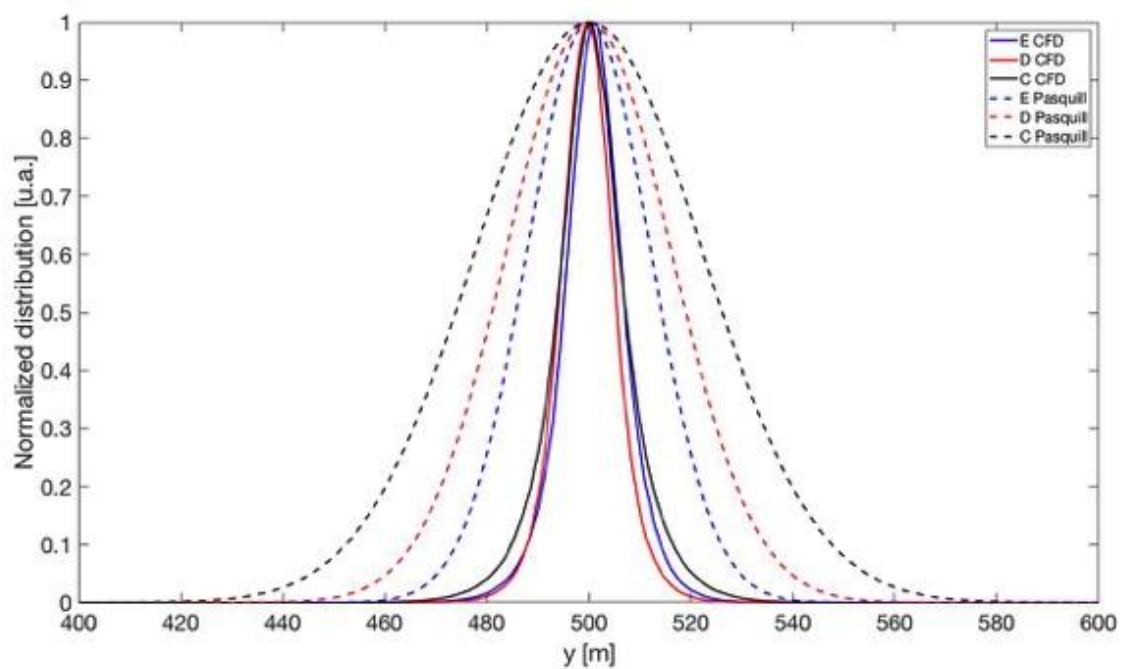


Fig. 4.24: Concentrazioni di Argon per le classi di stabilità **C**, **D** ed **E** a $x = 200$ m, in corrispondenza del punto di massimo valore della distribuzione in z

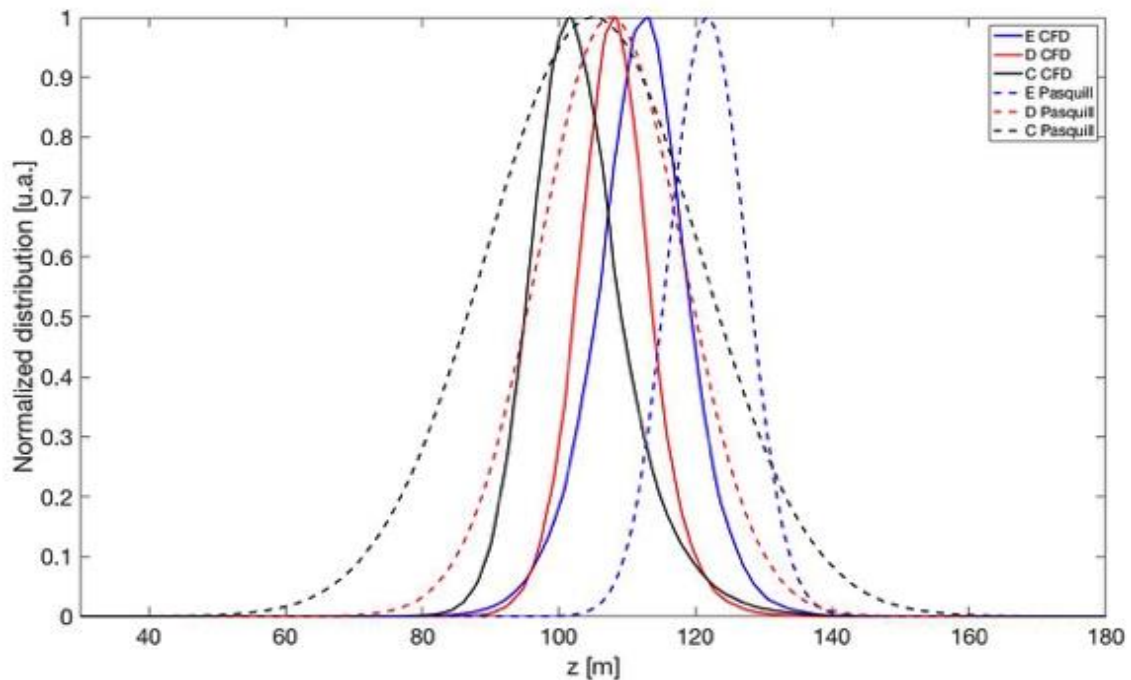


Fig. 4.25: Concentrazioni di Argon per le classi di stabilità **C**, **D** ed **E** a $x = 200$ m, in corrispondenza del punto di massimo valore della distribuzione in y

In base alle differenti classi stabilità, distanze dal camino e direzioni y e z ortogonali al campo di vento lungo x si può eseguire la seguente analisi dei risultati in campo aperto con camino.

I confronti documentati mostrano un buon accordo tra risultati CFD ed analitici per la classe D come si osserva nelle figure 4.21 e 4.23.

Per le altre classi esaminate C ed E, in alcuni casi, risulta un minore sparpagliamento della concentrazione numerica rispetto a quella di Pasquill come si evince dalle figure 4.20 e 4.22. Tale comportamento è più evidente a maggiori distanze dal camino emittente ed in particolare per la classe C leggermente instabile.

Relativamente al z -offset ΔH per la classe E leggermente stabile si osserva un maggiore scostamento tra CFD e Pasquill. Mentre per le classi C e D l'accordo è accettabile.

L'evidenza del confronto del z -offset risulta dalla figura 4.25 a $x = 200$ m dal camino. Pertanto tale differenza tra curva numerica ed analitica aumenta con la stabilità della classe, in accordo con la teoria classica che attribuisce e calcola un valore di ΔH (rialzo in aria del plume) maggiore per i casi più stabili

5 Risultati numerici in presenza di ostacoli ed edifici:

il caso reale ispirato al CNAO

Dopo aver eseguito le simulazioni con modello $k-\omega$ (SST) su dominio vuoto dotato solo di camino emittente, si è proceduto ad implementare una geometria reale simile all'agglomerato urbano del CNAO (Pavia-Italy). Pertanto lo studio ha compreso le interazioni del plume di contaminante con le superfici e gli ostacoli presenti sul cammino della miscela gassosa [52-54].

Dimensione	Valore (km)	Note
L_x	1.3	<i>direzione vento</i>
L_y	0.75	<i>direzione ortogonale al vento ed all'altezza</i>
L_z	0.5	<i>Quota</i>

Tab. 5.1: Dimensioni cartesiane del dominio in geometria reale

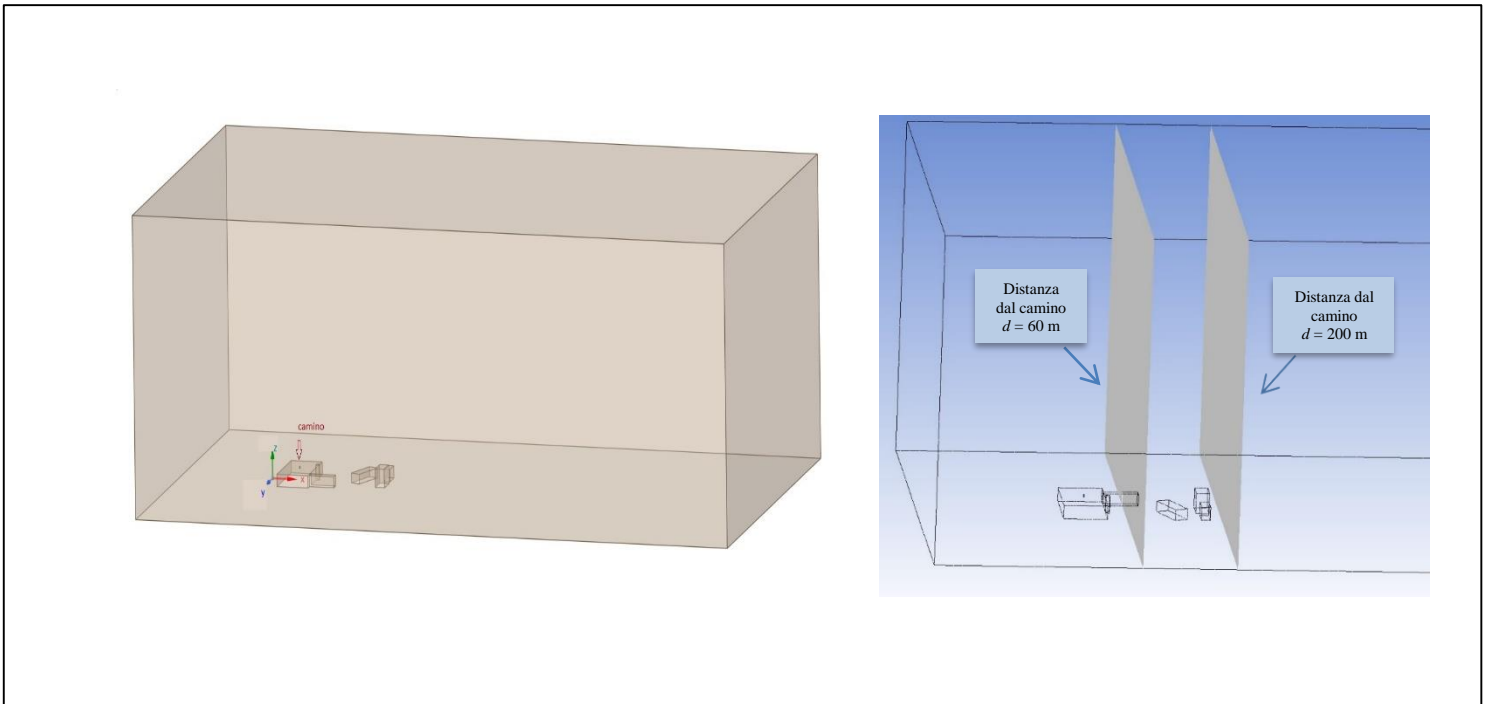


Fig. 5.1: A sinistra: dominio reale con camino ed agglomerato urbano - a destra: dettaglio con i piani alle distanze caratteristiche di Huber $3H_b = 60$ m e $10H_b = 200$ m

Sono presenti:

- un edificio con tetto di altezza $h_0 = 20$ m e larghezza totale $l_0 = 115$ m;
- un camino, collocato sul succitato tetto, di altezza $h = 23.1$ m di sezione quadrata con lato raggio $l = 1.5$ m (raggio equivalente $r = 0.86$ m) con base in $x = 59.5$ m, $y = 7.6$ m e $z = 0$;
- n. 3 edifici nel range tra 100 m e 200 m dal camino

Si è proceduto ad inserire in particolare:

- n. 2 BOI di cui, a partire dal camino e nella direzione x , uno cilindrico di raggio $R = 35$ m e lunghezza $l_1 = 156$ m per ottenere un meshing più fine in corrispondenza dell'emissione del plume e l'altro a forma di parallelepipedo di lunghezza $l_2 = 193$ m, altezza $l_2 = 60$ m e larghezza $l_3 = 175$ m per ottimizzare la risoluzione in prossimità del wall (faccia inferiore del dominio).

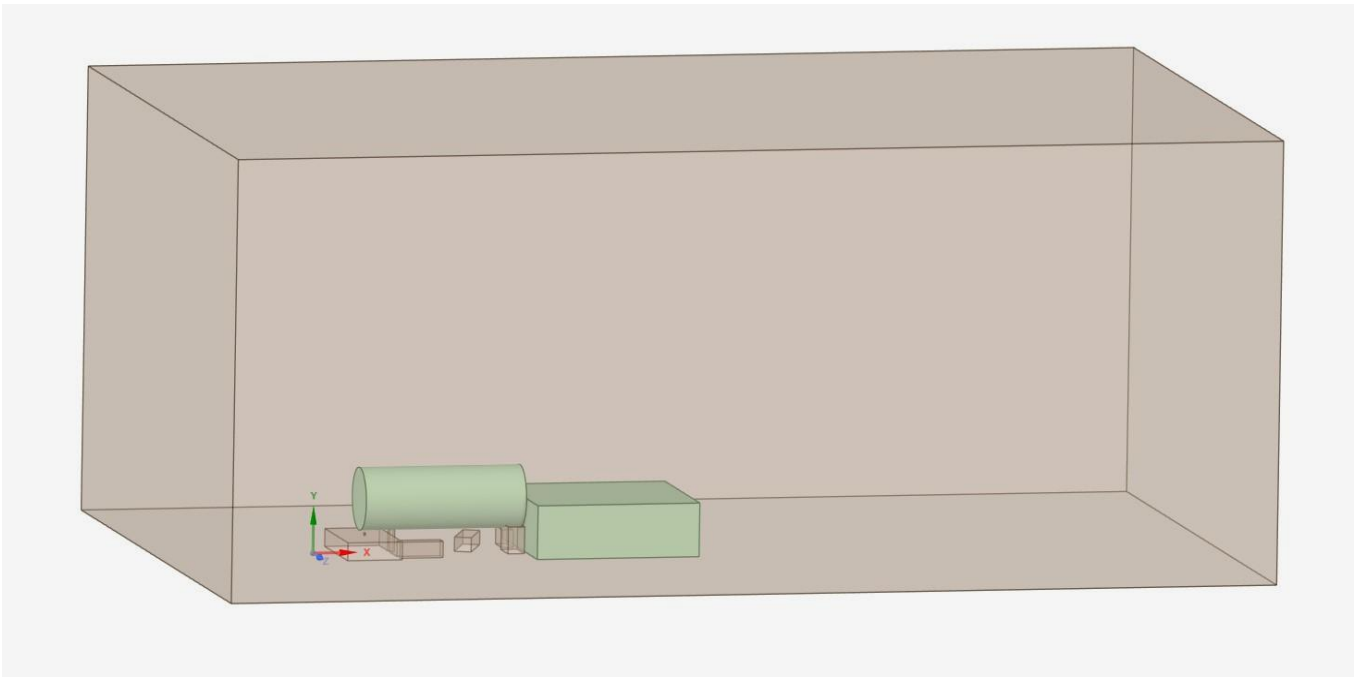


Fig. 5.2: Dettaglio dei BOI della geometria reale

5.1 Meshing in presenza di edifici

Di seguito viene documentato il progetto di meshing per la geometria reale. Il progetto finale è risultato contenente circa $7 \cdot 10^6$ celle.

La figura seguente mostra una sezione centrale con le mesh sulla geometria già descritta.

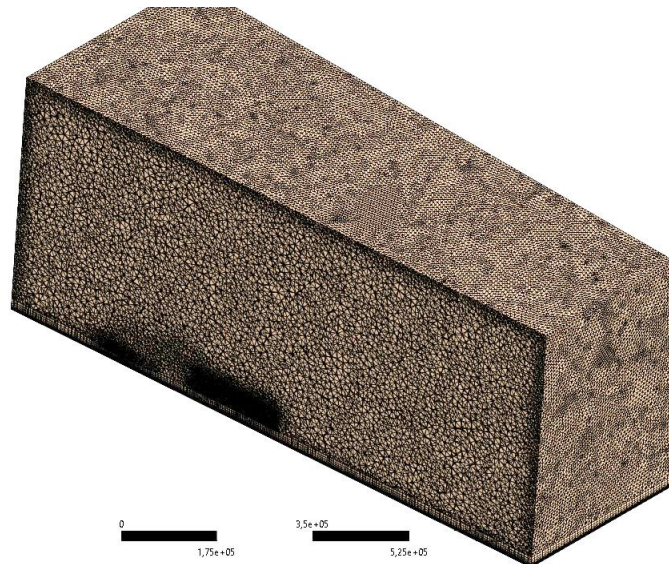


Fig. 5.3: Sezione del dominio con i BOI

Nel meshing sono state confermate le azioni già adottate in precedenza: First Layer Thickness

Details of "Inflation" - Inflation	
Scope	
Scoping Method	Geometry Selection
Geometry	1 Body
Definition	
Suppressed	No
Boundary Scoping Method	Geometry Selection
Boundary	1 Face
Inflation Option	First Layer Thickness
<input type="checkbox"/> First Layer Height	300, mm
<input type="checkbox"/> Maximum Layers	12
<input type="checkbox"/> Growth Rate	1,3
Inflation Algorithm	Pre

Fig. 5.4: Meshing: dettagli dell'inflation

Details of "Face Sizing" - Sizing	
Scope	
Scoping Method	Geometry Selection
Geometry	32 Faces
Definition	
Suppressed	No
Type	Element Size
<input type="checkbox"/> Element Size	1000, mm
Advanced	
<input type="checkbox"/> Defeature Size	Default (35, mm)
Influence Volume	No
<input type="checkbox"/> Growth Rate	Default (1,2)
Capture Curvature	Yes
<input type="checkbox"/> Curvature Normal Angle	Default (18,°)
<input type="checkbox"/> Local Min Size	Default (70, mm)
Capture Proximity	No

Fig. 5.5: Meshing: dettagli del Face Sizing

Per ottimizzare la dimensione delle celle, a partire dal contatto con la bocca del camino, è stata inserita la seguente Sfera di Influenza

Details of "Face Sizing 2" - Sizing	
Scope	
Scoping Method	Geometry Selection
Geometry	5 Faces
Definition	
Suppressed	No
Type	Sphere of Influence
Sphere Center	Coordinate System
<input type="checkbox"/> Sphere Radius	7500, mm
<input type="checkbox"/> Element Size	250, mm
Control Messages	No

Fig. 5.6: Meshing: dettagli del Face Sizing_2

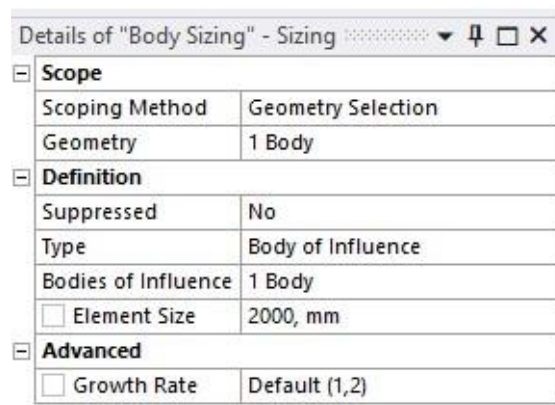


Fig. 5.7: Meshing: dettagli del Body Sizing

L'introduzione del BOI ha consentito di utilizzare dimensioni della cella pari a $l = 2$ m in modo da ottenere una risoluzione più accurata in corrispondenza del plume contenendo i costi computazionali globali.

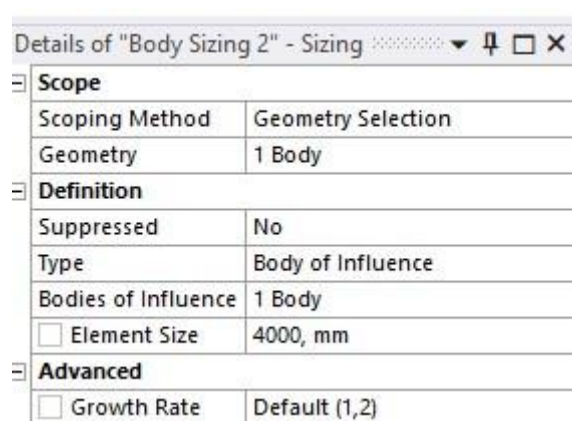


Fig. 5.8: Meshing: dettagli del Body Sizing_2

Le BC sono rimaste invariate rispetto al campo aperto come da tabella sottostante

Face	Type
Inlet_chimney	<i>velocity_inlet</i>
Inlet_wind	<i>velocity_inlet</i>
Outlet_wind	<i>outflow</i>
Outlet_sides	<i>symmetry</i>
Farfield_upper	<i>velocity_inlet</i>
Bottom surface	<i>wall</i>

Tab. 5.2: Boundary conditions

A seguire sono stati impostati i casi per le classi E e D. Inizialmente, a causa della sensibilità del progetto con edifici ai campi variabili di temperatura finora adottati secondo la teoria MOST, si sono ottenuti contorni della viscosità non del tutto regolari. La criticità per il profilo termico è stata risolta mantenendo costante la temperatura (con $T = 300 \text{ K}$) al fine di valutare la tenuta del modello per poi eseguire la transizione nuovamente in campo variabile.

5.2 Metodologia dei confronti con il modello Gaussiano di Pasquill ed Huber

Tenuto conto della geometria reale con presenza di superfici ed edifici ostacolanti la diffusione del plume, in base anche alle distanze di questi ultimi dalla sorgente emittente, sono stati scelti i piani di misurazione del Post-Processing a $x = 50, 100, 200$ e 400 m dal camino. Il `velocity_inlet` della miscela con Argon presente al 5% è stato posta a 1 m/s . Si precisa che si è proceduto a plottare le concentrazioni in forma non normalizzata in modo da fornire un confronto utilizzabile poi anche per valutazioni e prime stime di tipo dosimetrico connesse al rilascio del plume in oggetto.

Considerando la densità della miscela aria-Ar ($\rho = 1.2 \text{ kg/m}^3$) sono stati estrapolati risultati numerici in kg/m^3 .

Nei citati codici MATLAB, relativamente al calcolo della concentrazione secondo i modelli analitici, si è utilizzata la relazione gaussiana di cui all'equazione (2.1) con i parametri delle classi e casi in esame.

Il termine di sorgente Q , precedentemente posto uguale ad 1 nei confronti normalizzati, considerando:

- il `velocity_inlet` della miscela e la sezione S del camino realizzato pari a 2.32 m^2 ;
- la percentuale di Argon del 5% della miscela totale immessa,

è stato calcolato pari al valore $Q = 0.14 \text{ kg/s}$, valido sia per lo sviluppo gaussiano di Pasquill sia di Huber (con coefficienti di Briggs di area urbana). Si sono così ottenuti risultati analitici in kg/m^3 .

In particolare nel modello di Huber descritto nel paragrafo 2.4 è stato considerato il Modello II in quanto:

- 1) il Modello I introduce, come riportato nel suddetto paragrafo, le distanze virtuali S_y e S_z che, per la presenza degli edifici, maggiorano i coefficienti di dispersione ottenuti con la teoria di base di Pasquill;
- 2) dai calcoli eseguiti tali parametri di distanza virtuale non risultano sempre positivi al variare delle classi di stabilità;
- 3) il Modello III è una generalizzazione degli altri due modelli

Pertanto per l'applicazione delle equazioni (2.7a) e (2.7b), al fine di derivare i coefficienti di dispersione σ' in presenza di edifici ed ostacoli, si è considerata come superficie influenzante il plume, in prossimità della sorgente, il tetto con $H_b = 20$ m e $W_b = 50$ m (considerata la porzione di tetto efficace su cui insiste il camino).

Inoltre, come già discusso, poiché nel range $0 - 3H_b$ (zona di ricircolo) normalmente non sono utilizzabili le correzioni di Huber, è stato possibile per continuità analitica assegnare per la valutazione a $x = 50$ m, il valore di σ' ottenibile dalle relazioni valide per il range $3H_b - 10H_b$ ponendo $x = 3H_b = 60$ m (si veda la Fig. 5.1).

Come già discusso per il caso in geometria di campo aperto, si precisa che il posizionamento nello spazio dei pennacchi CFD e analitici (Pasquill/Huber) è tale da non presentare il massimo della concentrazione nel medesimo punto sulle superfici dei piani yz.

Pertanto, come verrà specificato nel successivo paragrafo 5.2.1, sono state rappresentate e confrontate le curve di concentrazione CFD e Analitiche sia nel punto di massimo CFD che del massimo delle Analitiche.

5.2.1 Modalità di confronto delle concentrazioni CFD ed Analitiche

Premesso che, sia per le concentrazioni CFD che analitiche, sui piani di osservazione con x (distanza dal camino) fissata, tali distribuzioni sono rappresentate da funzioni $C(y,z)$. Avendo le concentrazioni numeriche ed Analitiche il massimo in punti differenti sui piani yz (soltanto i massimi di Pasquill e Huber sono sovrapponibili), denominiamo $(y_{\max_CFD}, z_{\max_CFD})$ il *punto di massimo della concentrazione CFD* e $(y_{\max_Analitiche}, z_{\max_Analitiche})$ il *punto di massimo delle concentrazioni delle Analitiche*.

Pertanto nei plot di confronto del capitolo 5 i grafici intitolati “**Concentrazioni in max CFD**” sono rappresentate:

- lungo y , le concentrazioni, sia CFD che di Pasquill/Huber, $C(y, z_{\max_CFD})$
- lungo z , le concentrazioni, sia CFD che di Pasquill/Huber, $C(y_{\max_CFD}, z)$

Invece nei plot di confronto sempre del capitolo 5 i grafici intitolati “**Concentrazioni in max Analitiche**” sono rappresentate:

- lungo y , le concentrazioni, sia CFD che di Pasquill/Huber, $C(y, z_{\max_Analitiche})$
- lungo z , le concentrazioni, sia CFD che di Pasquill/Huber, $C(y_{\max_Analitiche}, z)$

5.3 Confronti di concentrazioni in geometria reale

5.3.1 Convergenza simulazioni di classe E

Si riporta lo studio di convergenza per le seguenti simulazioni numeriche di classe E considerate per esecuzioni a 5k, 11k, 16k, 22k e 24k iterazioni (si veda tabella seguente)

<i>Linea</i>	<i>N. Iterazioni</i>
verde tratteggiata	5k
rossa tratteggiata	11k
magenta tratteggiata	16k
blu tratteggiata	22k
nera tratteggiata	24k

Tab. 5.3: Legenda plot simulazioni di classe E

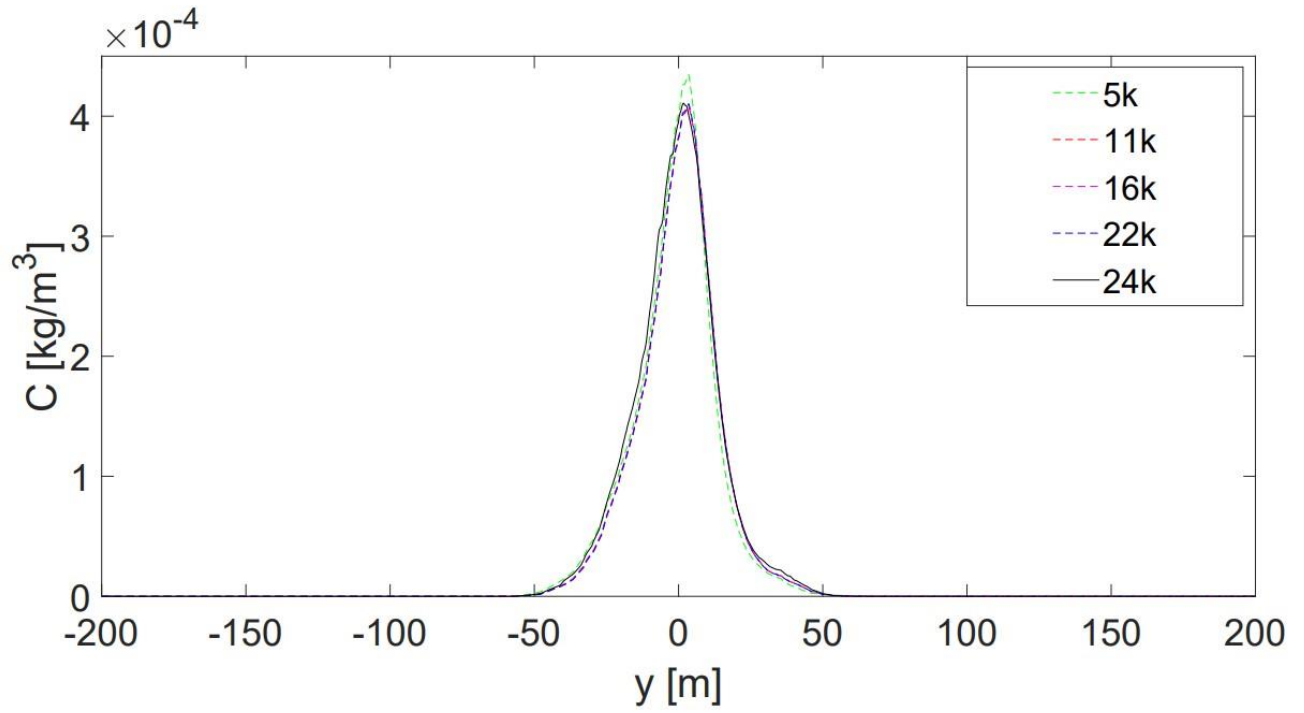


Fig. 5.9: Classe E - Concentrazioni lungo y a $x = 50$ m

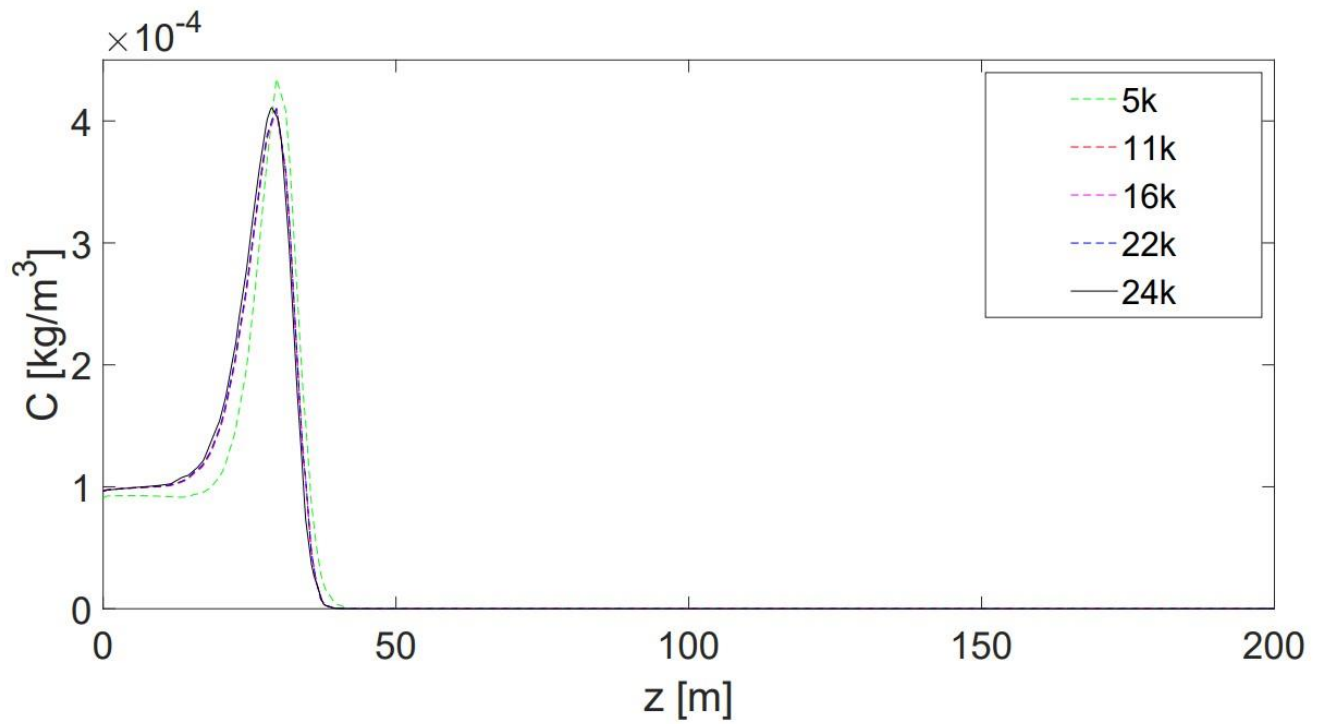
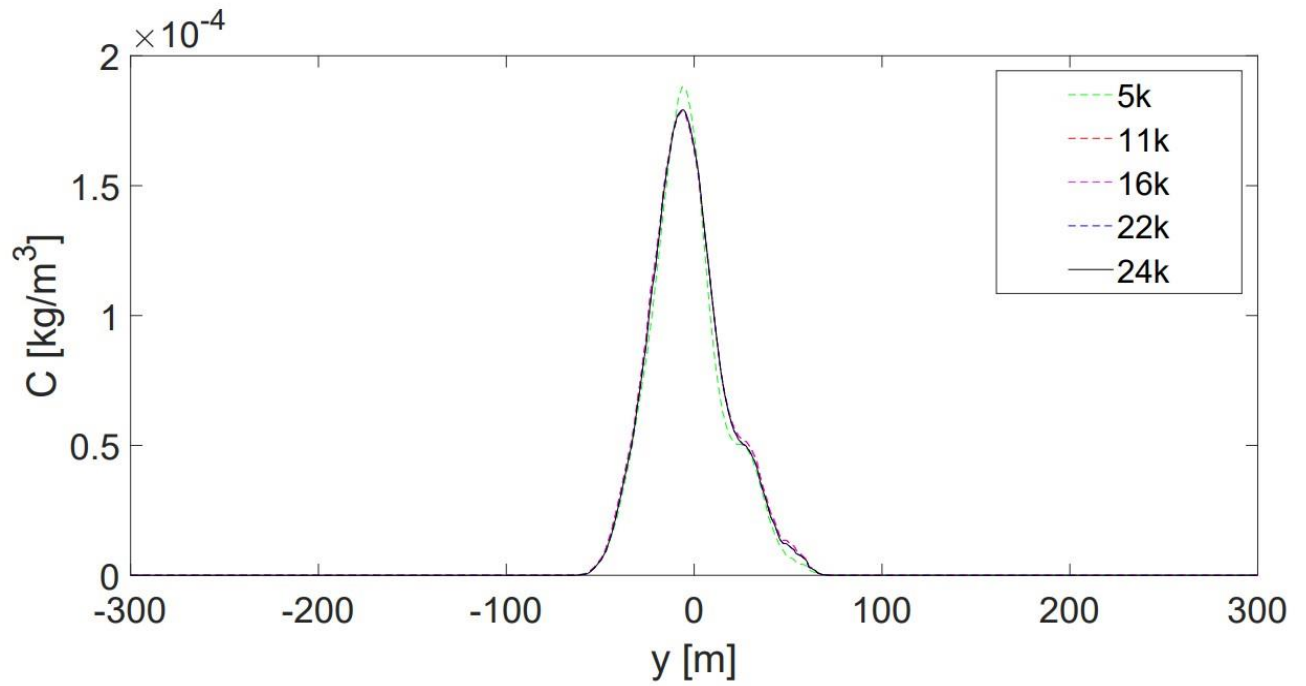
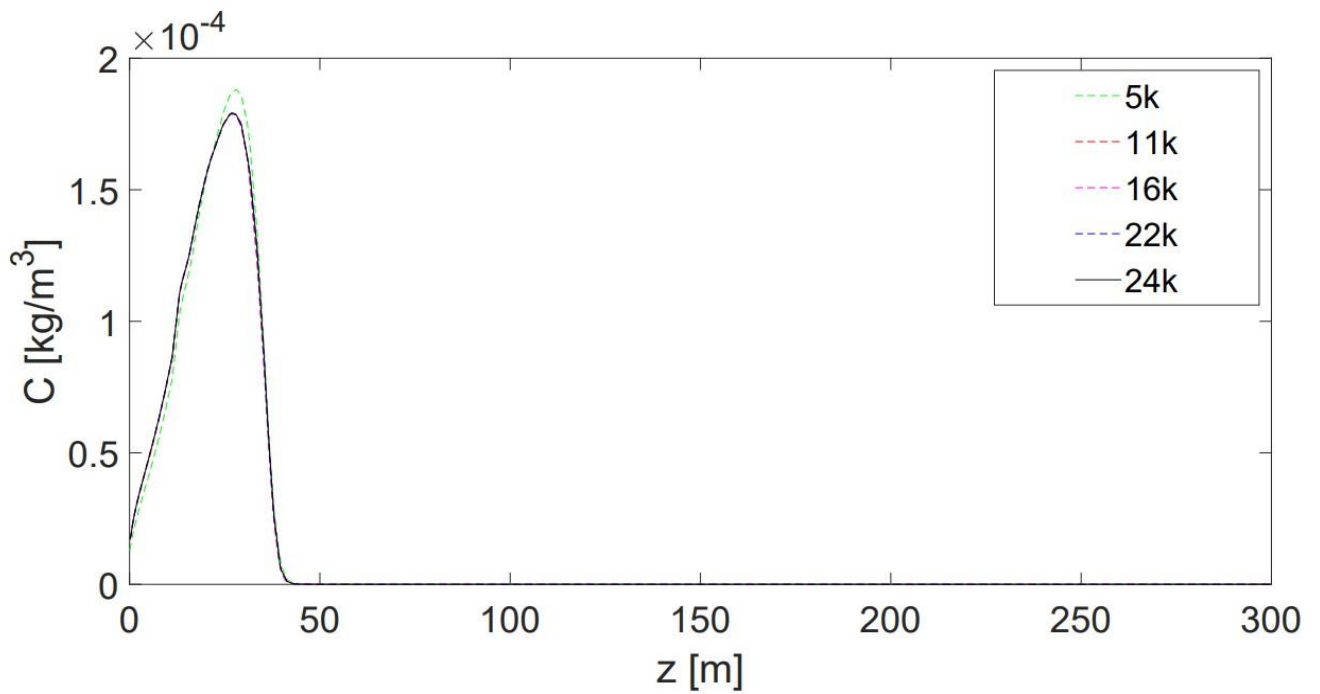


Fig. 5.10: Classe E - Concentrazioni lungo z a $x = 50$ m

Fig. 5.11: Classe E - Concentrazioni lungo y a $x = 100$ mFig. 5.12: Classe E - Concentrazioni lungo z a $x = 100$ m

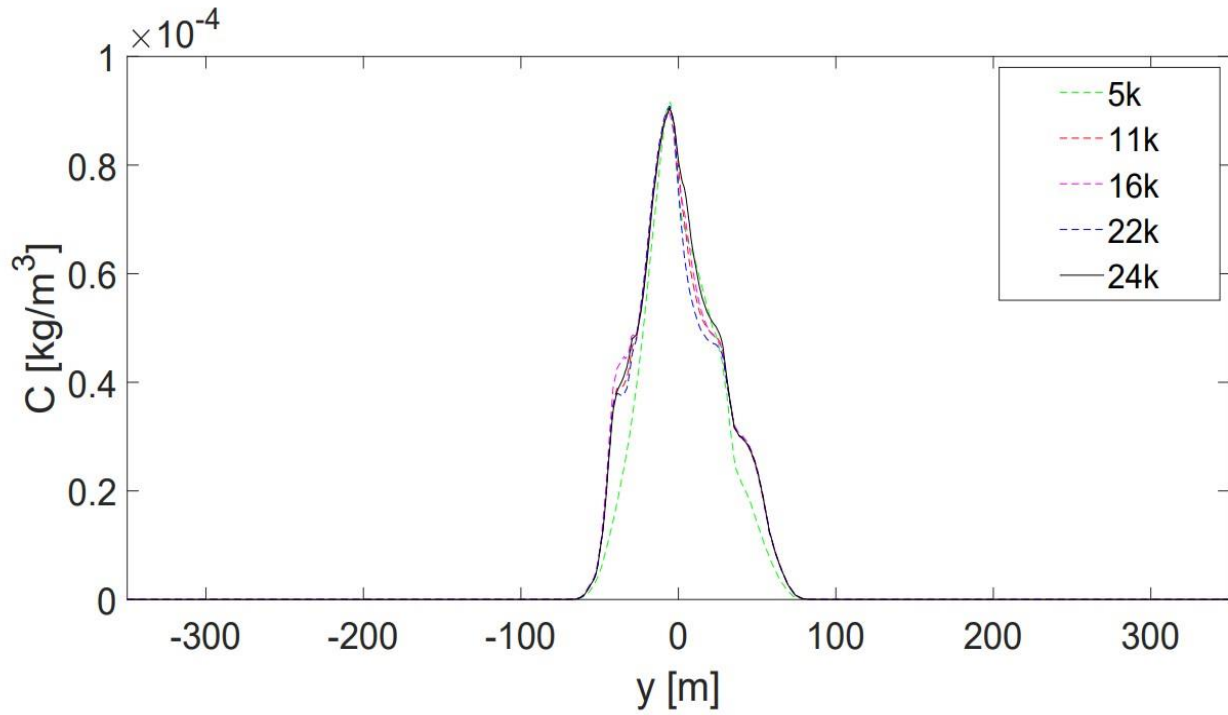


Fig. 5.13: Classe E - Concentrazioni lungo y a $x = 200$ m

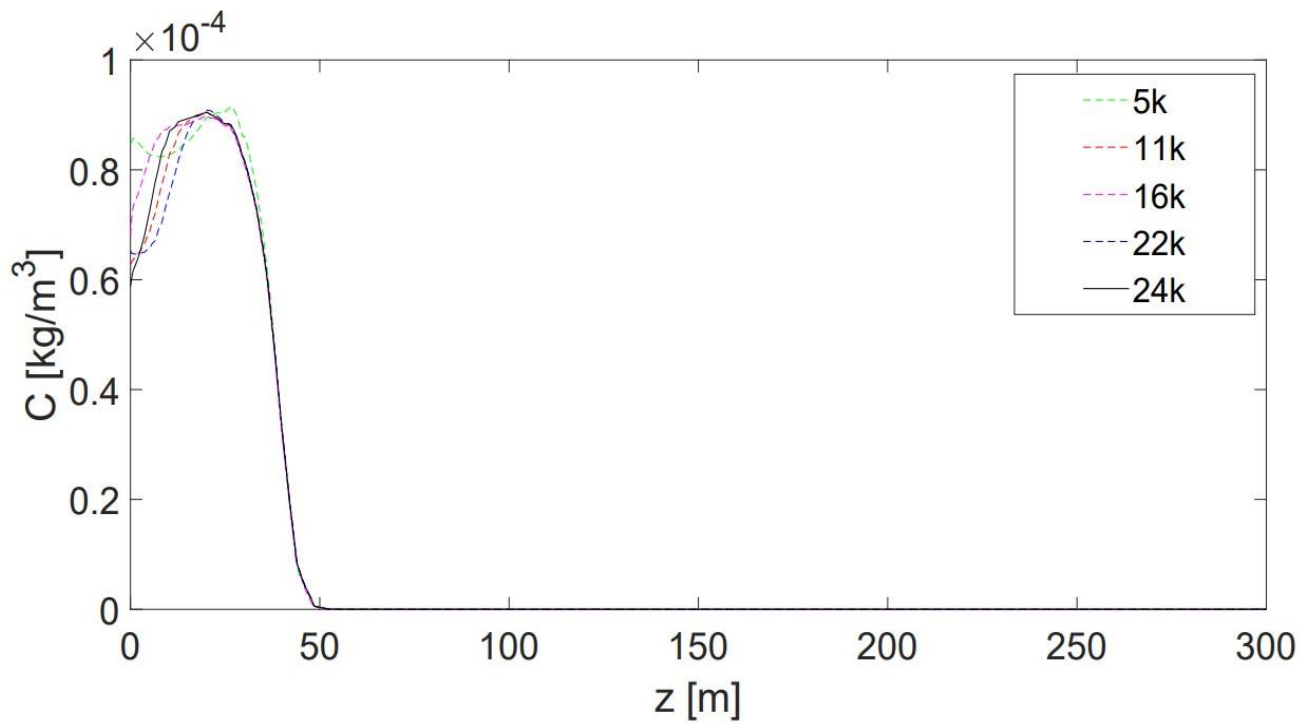
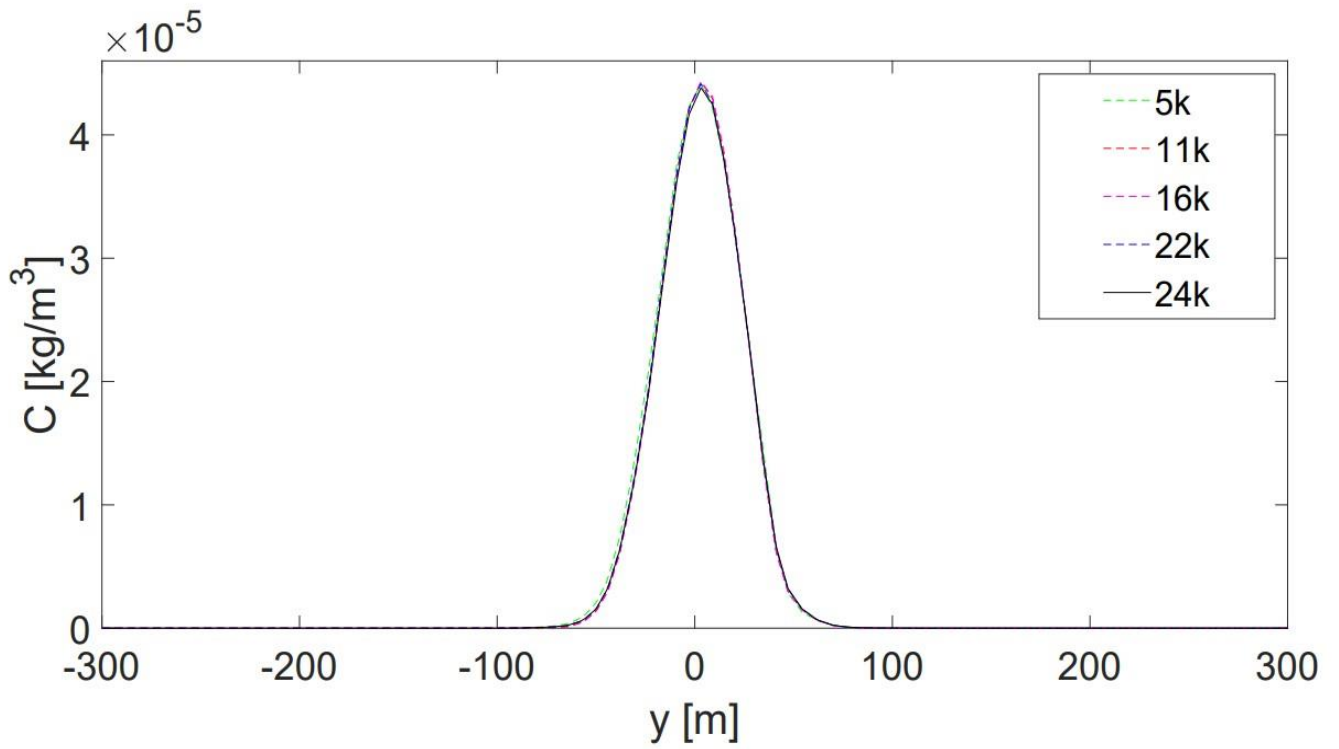
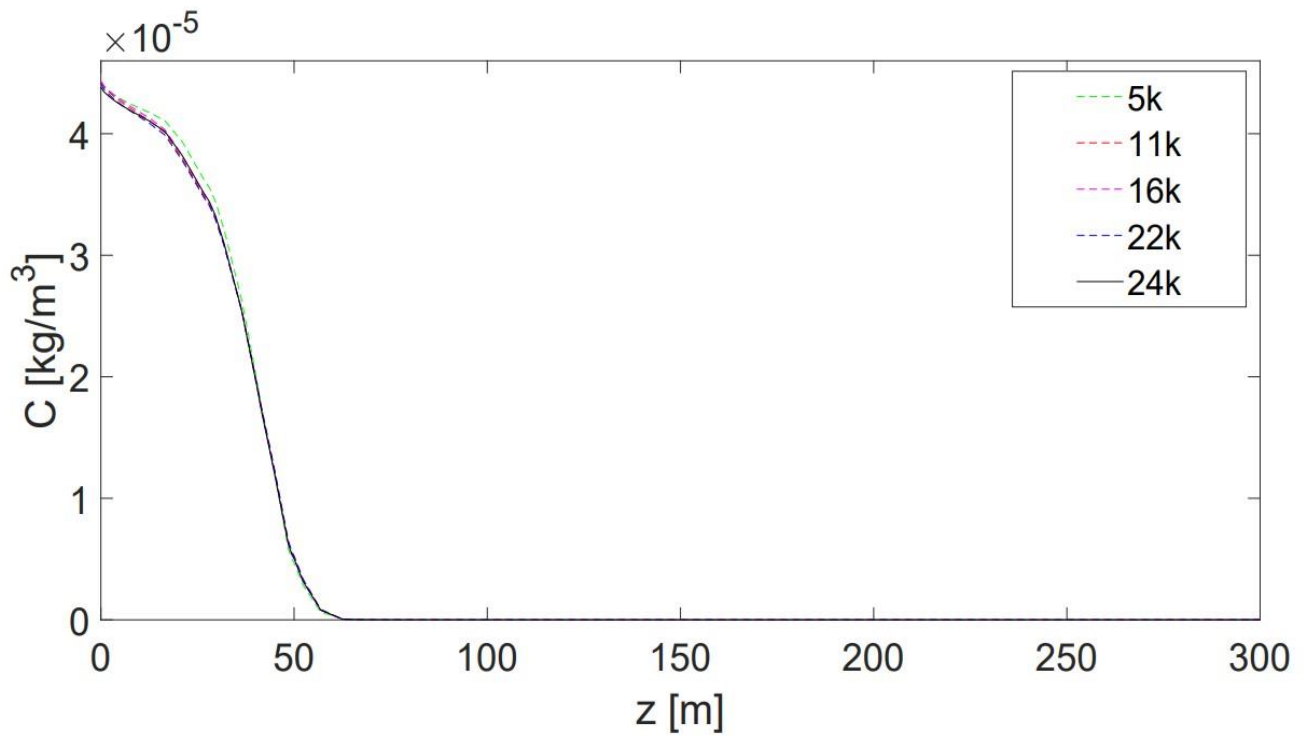


Fig. 5.14: Classe E - Concentrazioni lungo z a $x = 200$ m

Fig. 5.15: Classe E - Concentrazioni lungo y a $x = 400$ mFig. 5.16: Classe E - Concentrazioni lungo z a $x = 400$ m

Si osserva, ai vari piani yz , una convergenza delle simulazioni molto buona fino alla distribuzione ottenuta dopo 24k iterazioni (linea nera continua).

5.3.2 Confronti CFD/Analitiche di classe E

Per descrivere in modo completo i risultati CFD si riportano:

- il contorno fluidodinamico u_x della velocità lungo x su piano trasverso xz
- le distribuzioni sui piani yz con $x = 50, 200$ e 400 m dal camino di $u_x(y, z)$ la componente x della velocità, della concentrazione $C(y, z)$ e della portata ottenuta con il prodotto $C(y, z) u_x(y, z)$

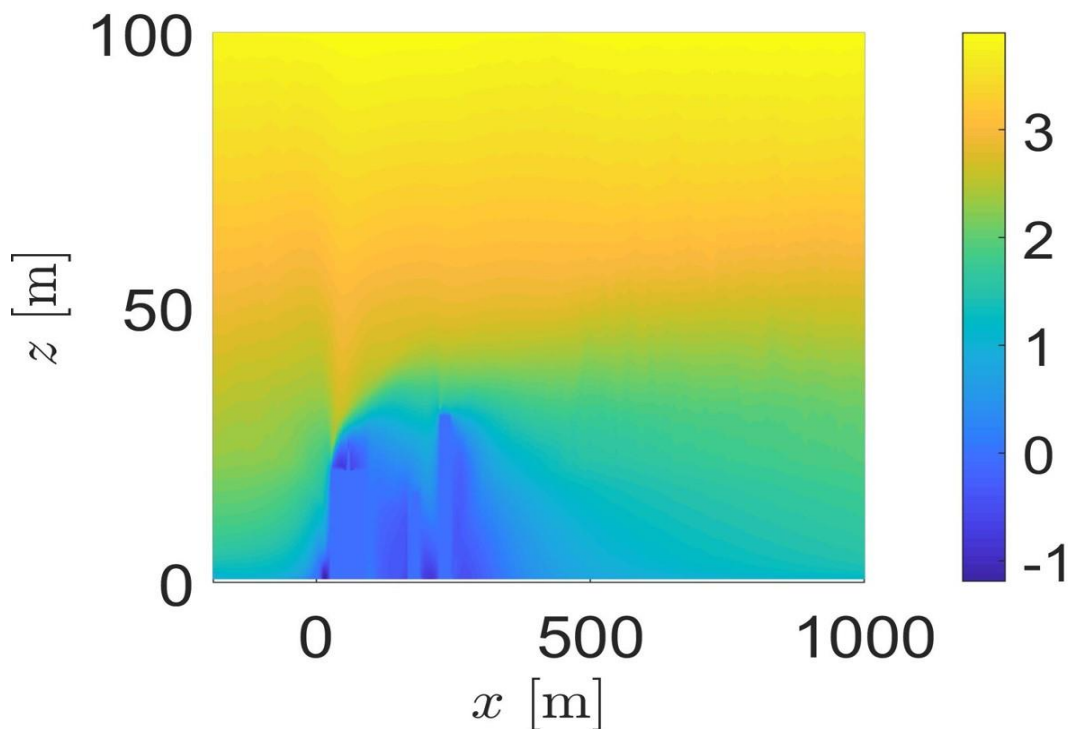


Fig. 5.17: Classe E - u_x in m/s su piano xz

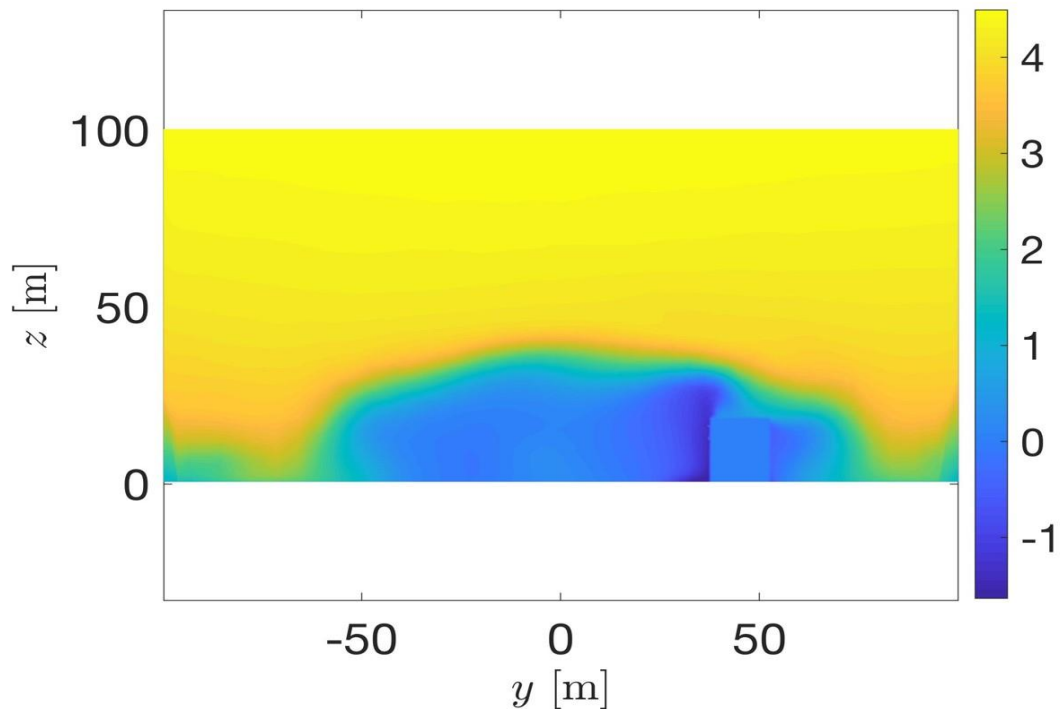


Fig. 5.18: Classe E - u_x in m/s a $x = 50$ m

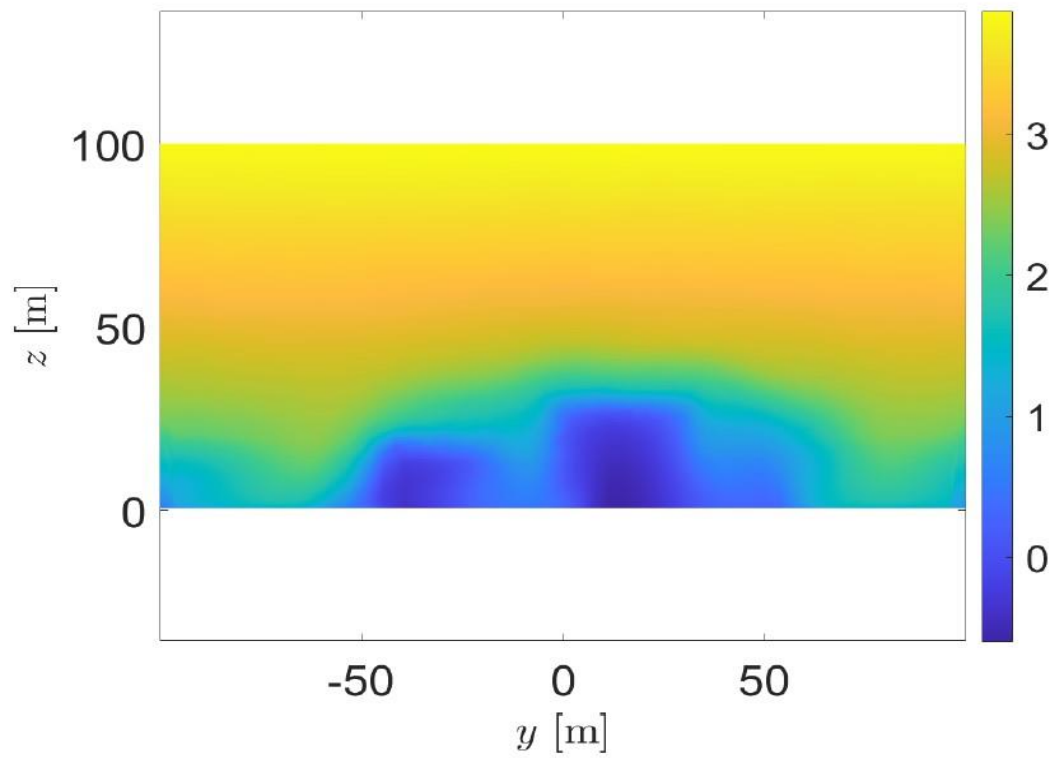
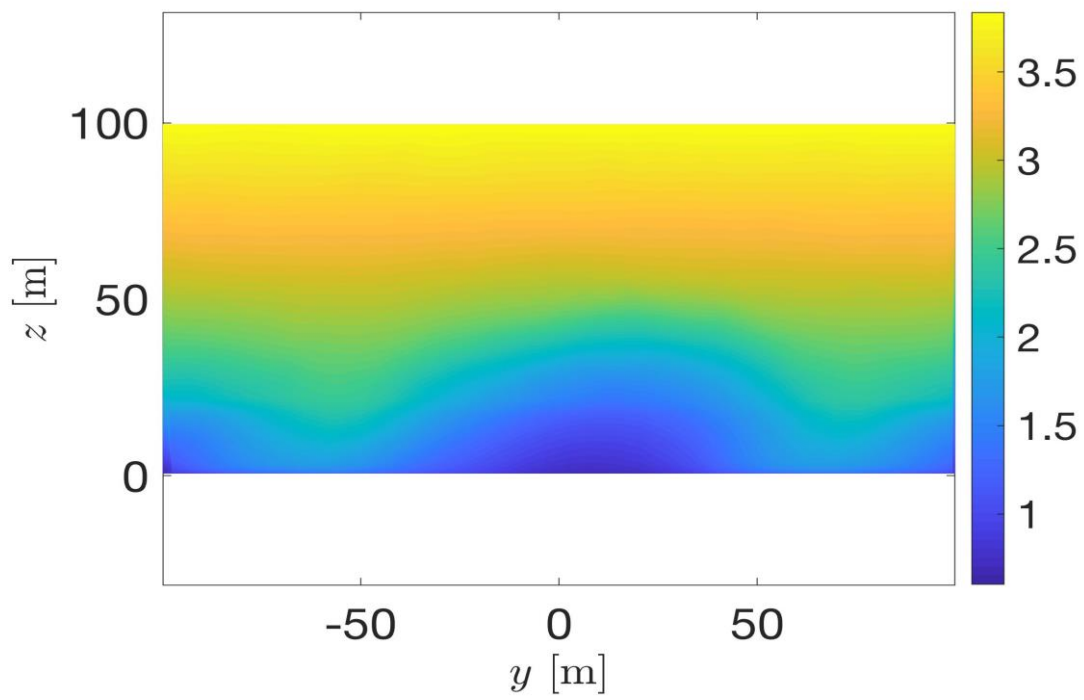
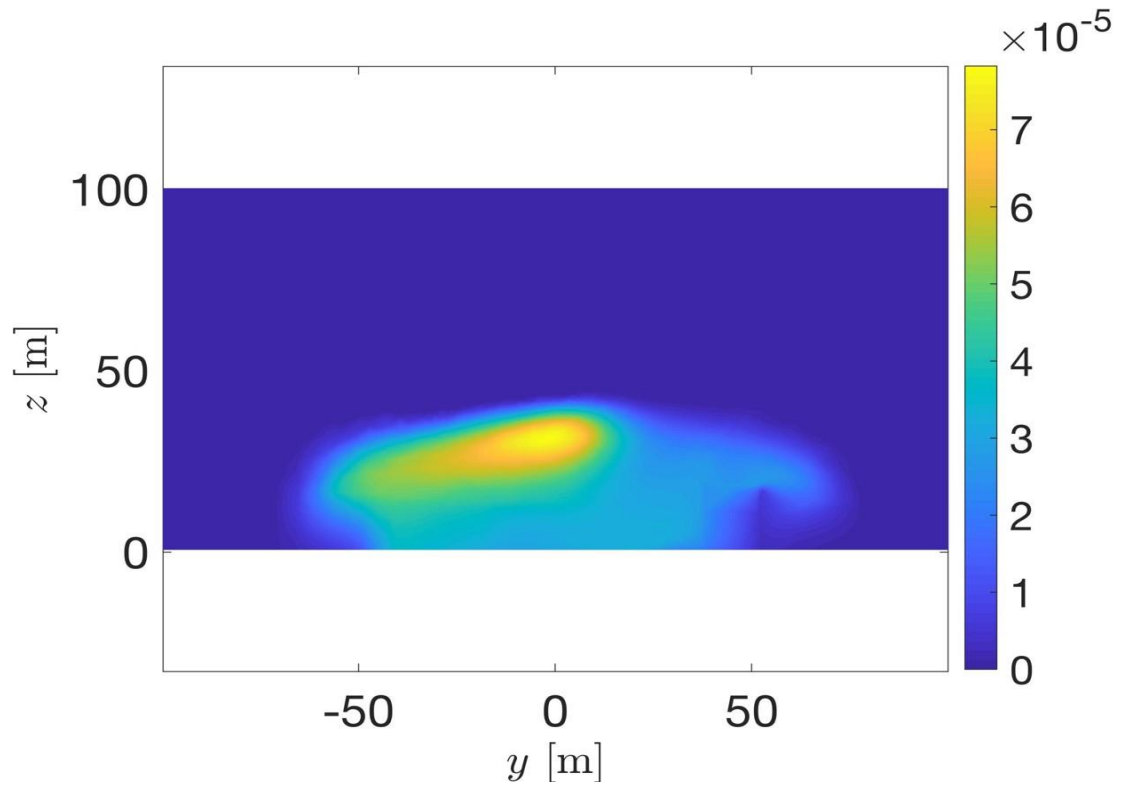


Fig. 5.19: Classe E - u_x in m/s a $x = 200$ m

Fig. 5.20: Classe E - u_x in m/s a $x = 400$ mFig. 5.21: Classe E - C in kg/m^3 a $x = 50$ m

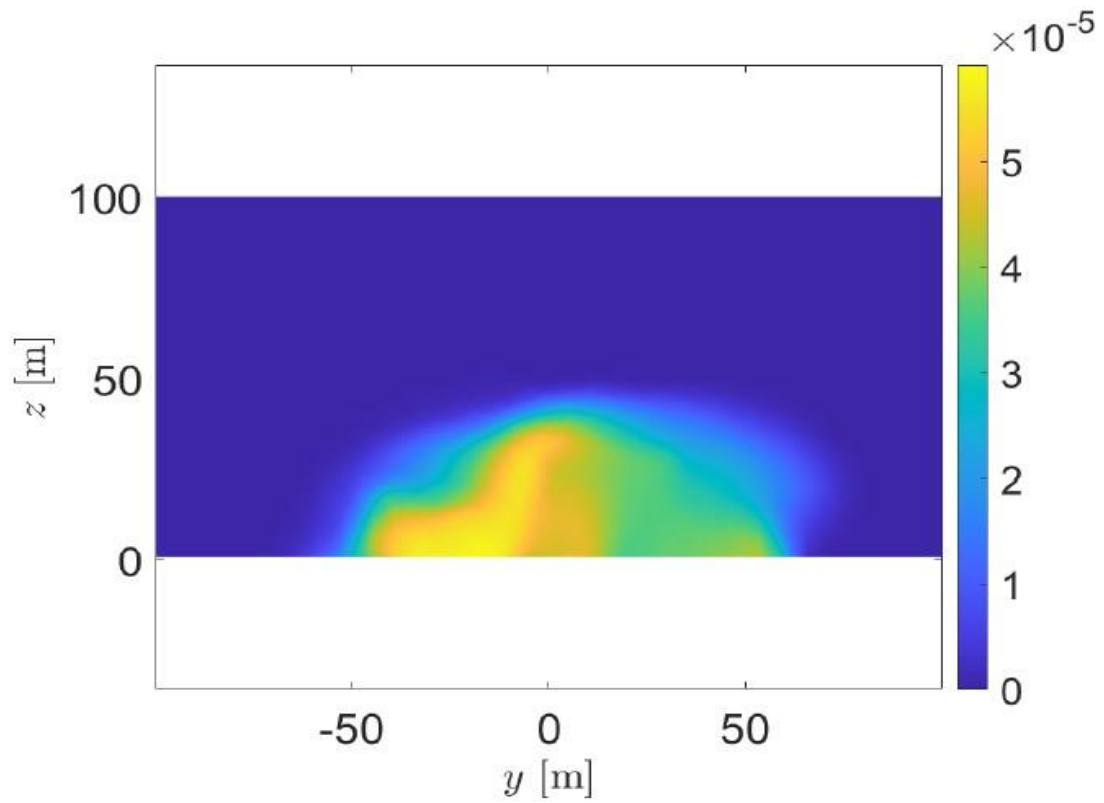


Fig. 5.22: Classe E - C in kg/m^3 a $x = 200$ m

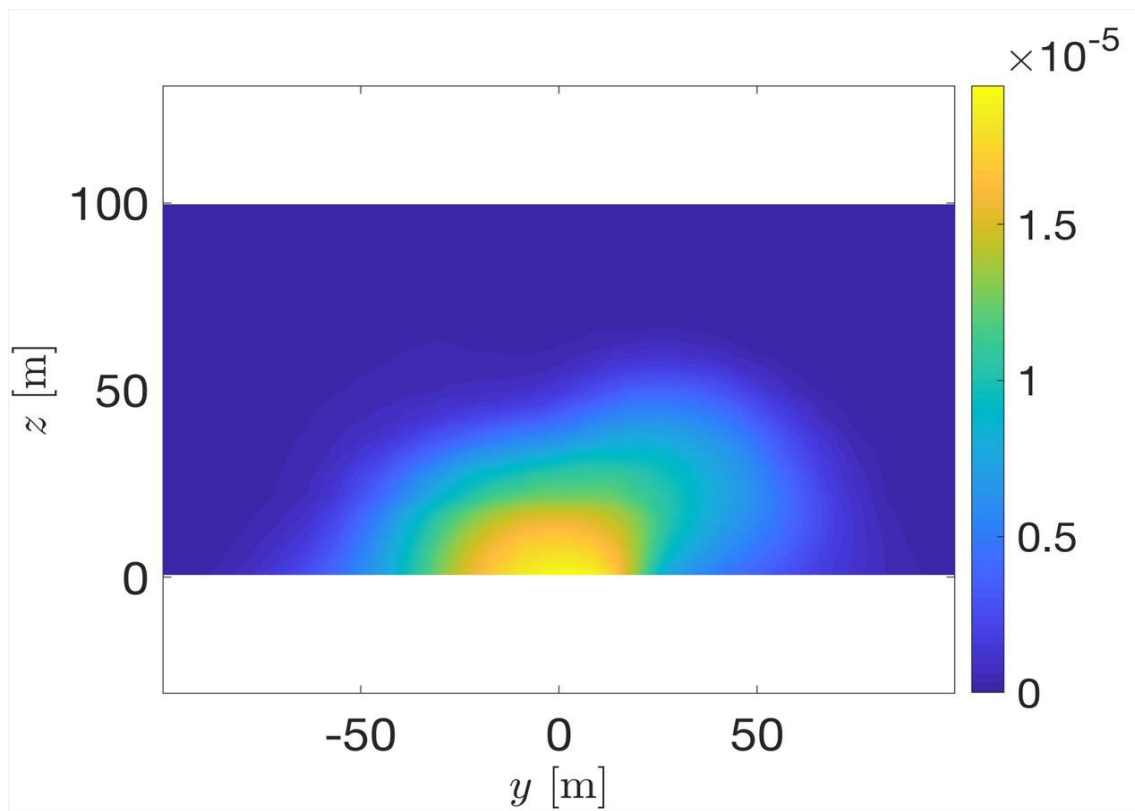


Fig. 5.23: Classe E - C in kg/m^3 a $x = 400$ m

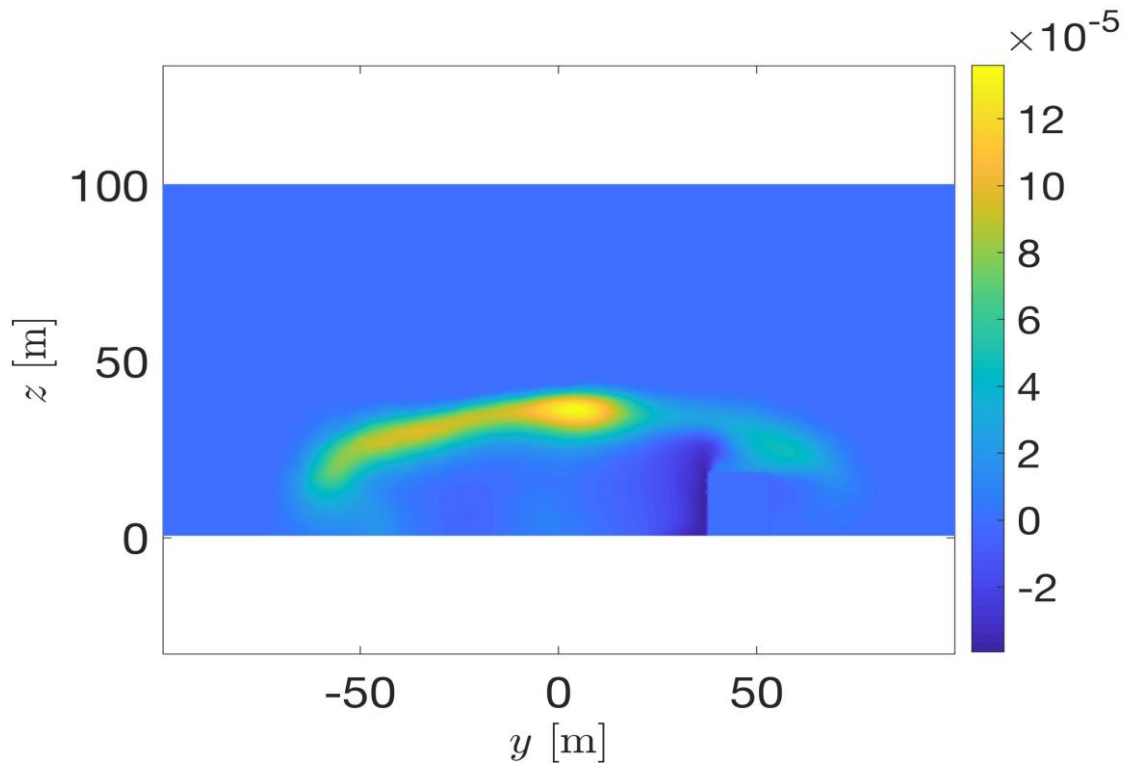


Fig. 5.24: Classe E - *Portata* in $\text{kg/m}^2\text{s}$ a $x = 50$ m

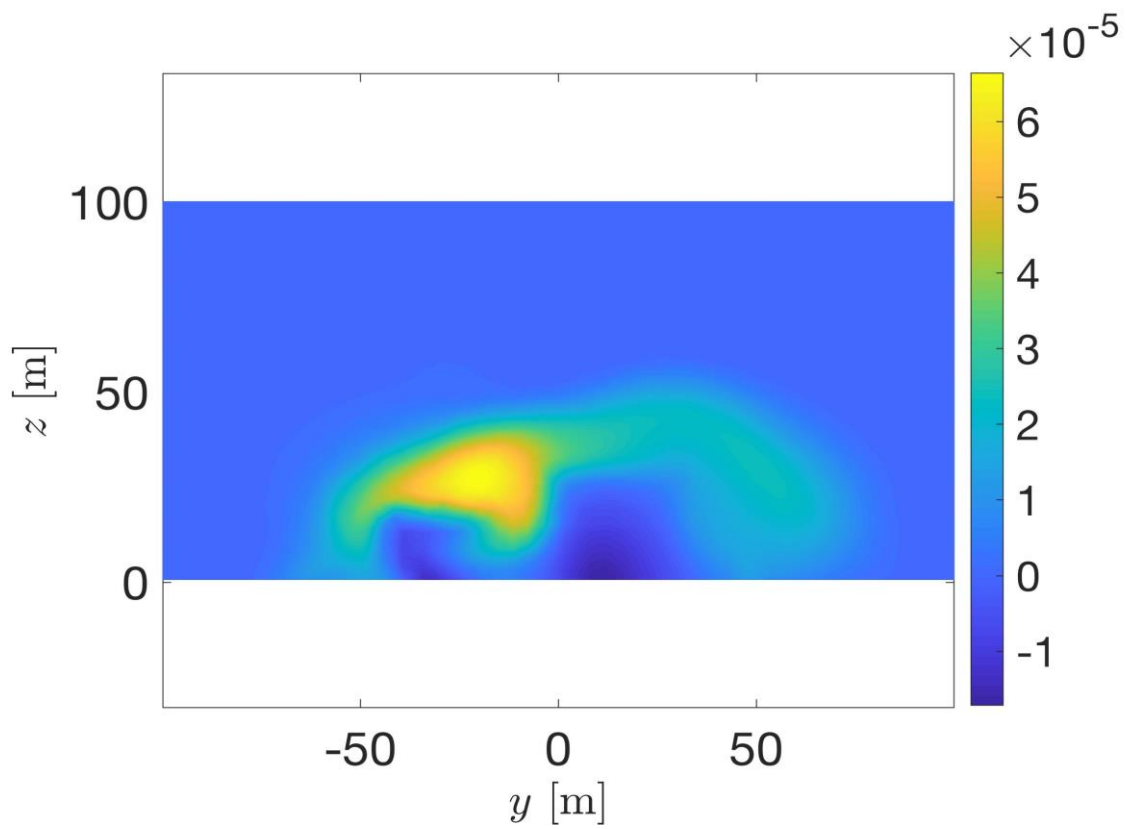


Fig. 5.25: Classe E - *Portata* in $\text{kg/m}^2\text{s}$ a $x = 200$ m

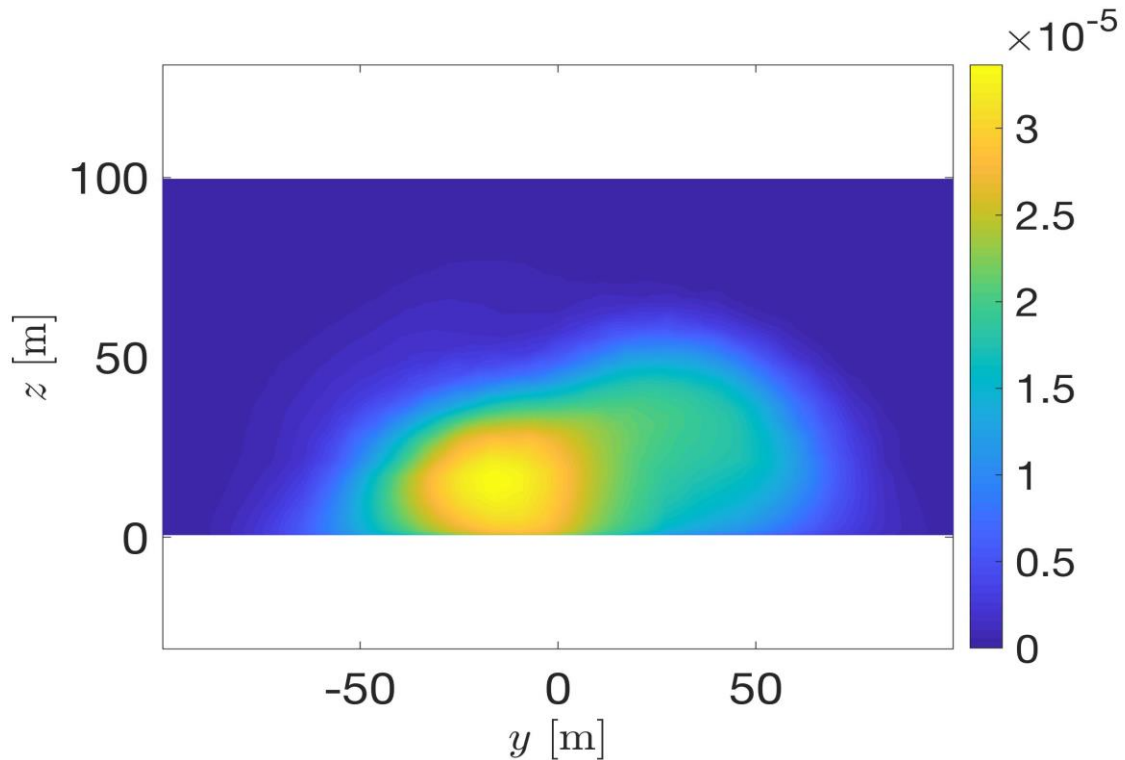


Fig. 5.26: Classe E - *Portata* in $\text{kg/m}^2\text{s}$ a $x = 400$ m

Si precisa che nei contorni e distribuzioni mostrate per la classe E (come seguirà per la classe D), nella visualizzazione in Post-Processing, il codice assegna un valore di campo nullo nei punti in cui sono presenti gli edifici.

Nei risultati fluidodinamici della simulazione in oggetto si evidenzia:

- 1) Un iniziale retrocedere del plume rispetto all'asse verticale del camino posto a $x = 59.5$ m (si ricorda che il sistema di riferimento in x non è in corrispondenza del camino così come mostrato ad esempio nelle Fig. 5.1 e Fig. 5.2). Ciò è dovuto alla presenza di flussi di ricircolo turbolenti per la presenza di edifici, superfici ed ostacoli. La miscela emessa dal camino, come rappresentato, poi riprende il suo corso nella direzione del vento;
- 2) Uno sviluppo della dinamica CFD del contaminante (come si deduce dai plot di concentrazione e portata sui vari piani yz) condizionato fortemente dalla presenza degli edifici. Nelle figure successive Fig. 5.27 e Fig. 5.28 si può osservare il disallineamento rispetto al modello gaussiano, estremamente semplificato, relativo alle distribuzioni di Pasquill e di Huber.

Come già discusso nel paragrafo 5.2 le curve di concentrazione CFD e Analitiche sono state rappresentate e confrontate sia nel punto di massimo CFD che del massimo delle Analitiche.

Esempio di disallineamento per la classe E sul piano yz con $x = 100$ m

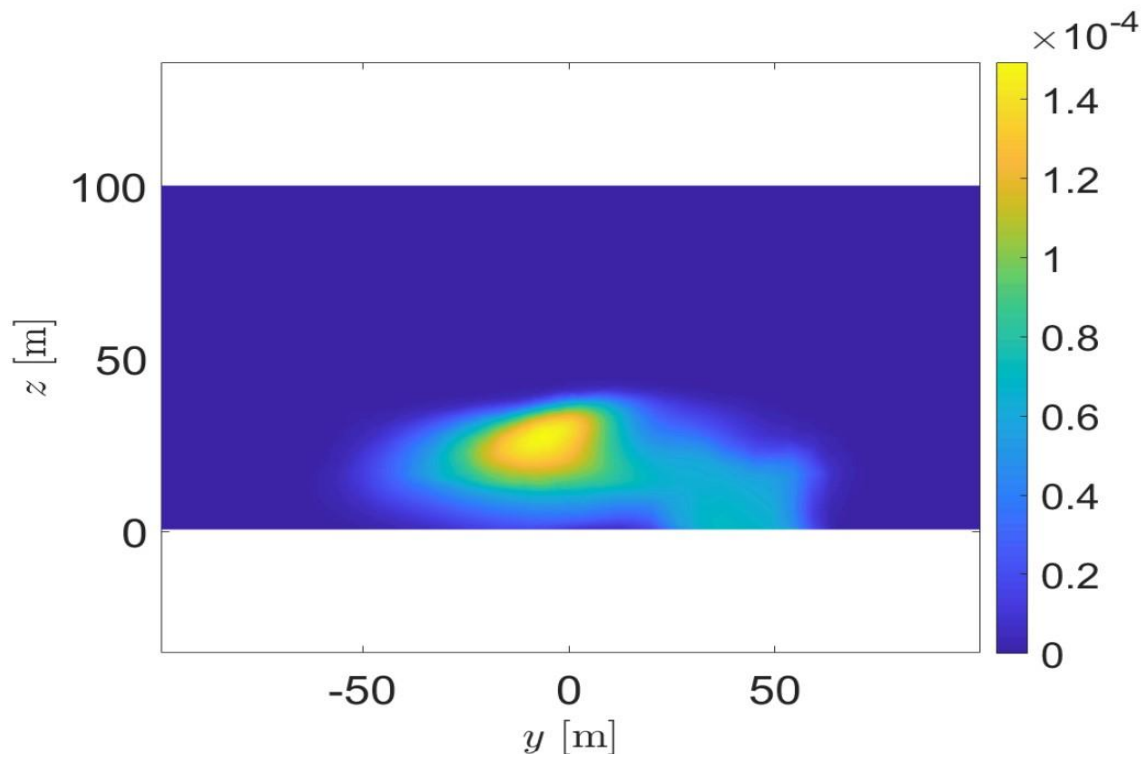


Fig. 5.27: Classe E - Concentrazione CFD in kg/m^3

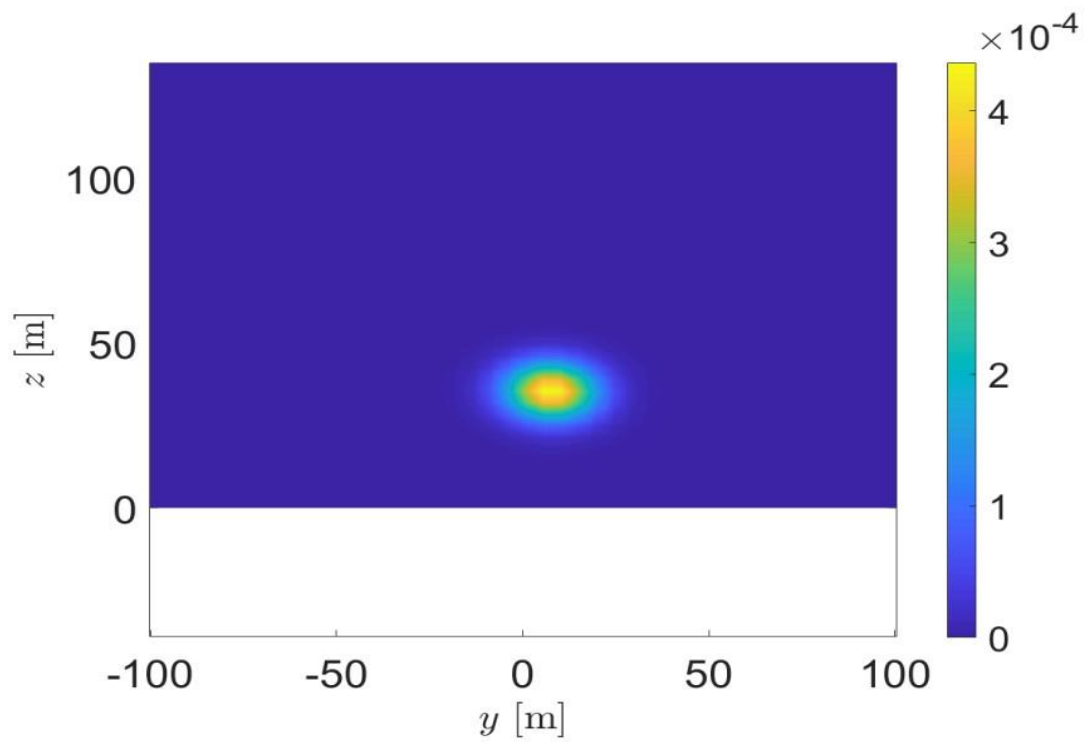


Fig. 5.28: Classe E - Concentrazione di Pasquill in kg/m^3

Di seguito i confronti con la metodologia descritta CFD/Analitiche.

La simulazione numerica considerata è quella condotta a convergenza dopo 24k iterazioni.

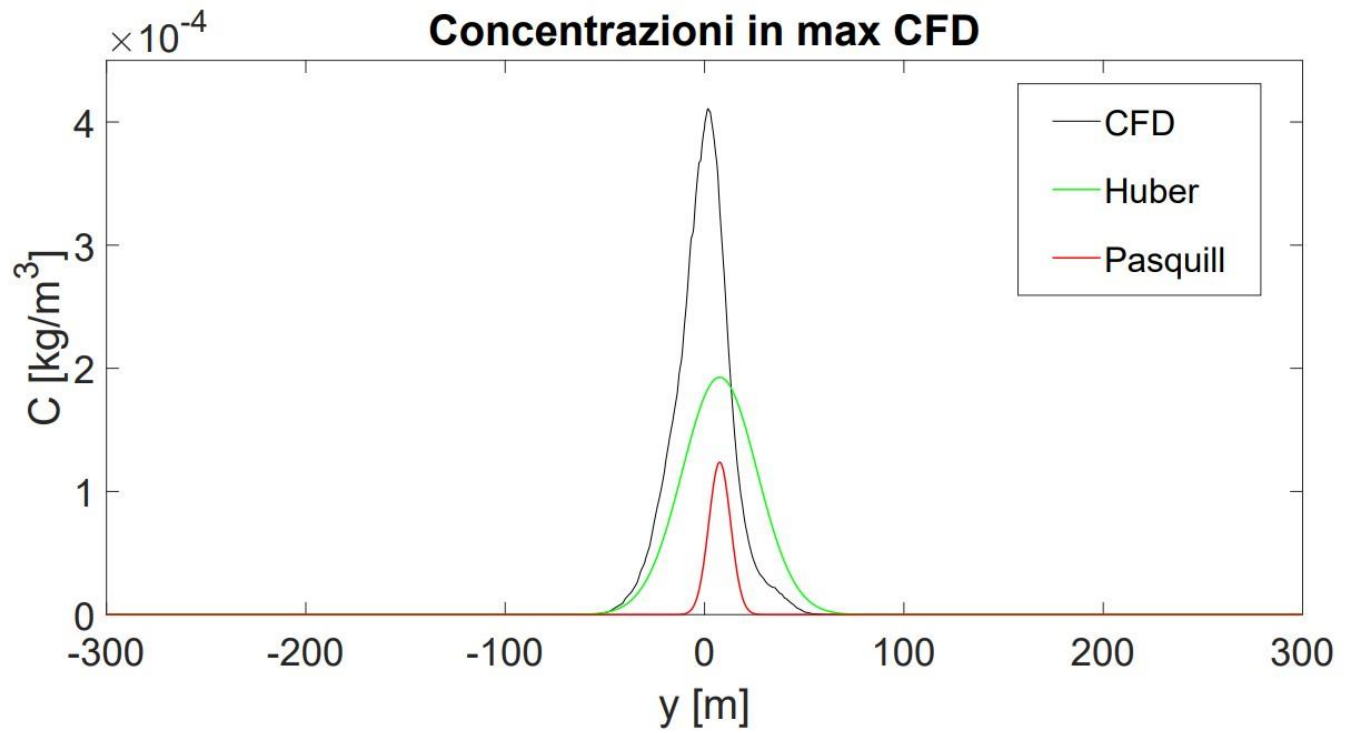


Fig. 5.29: Classe E - Concentrazioni lungo y a $x = 50$ m

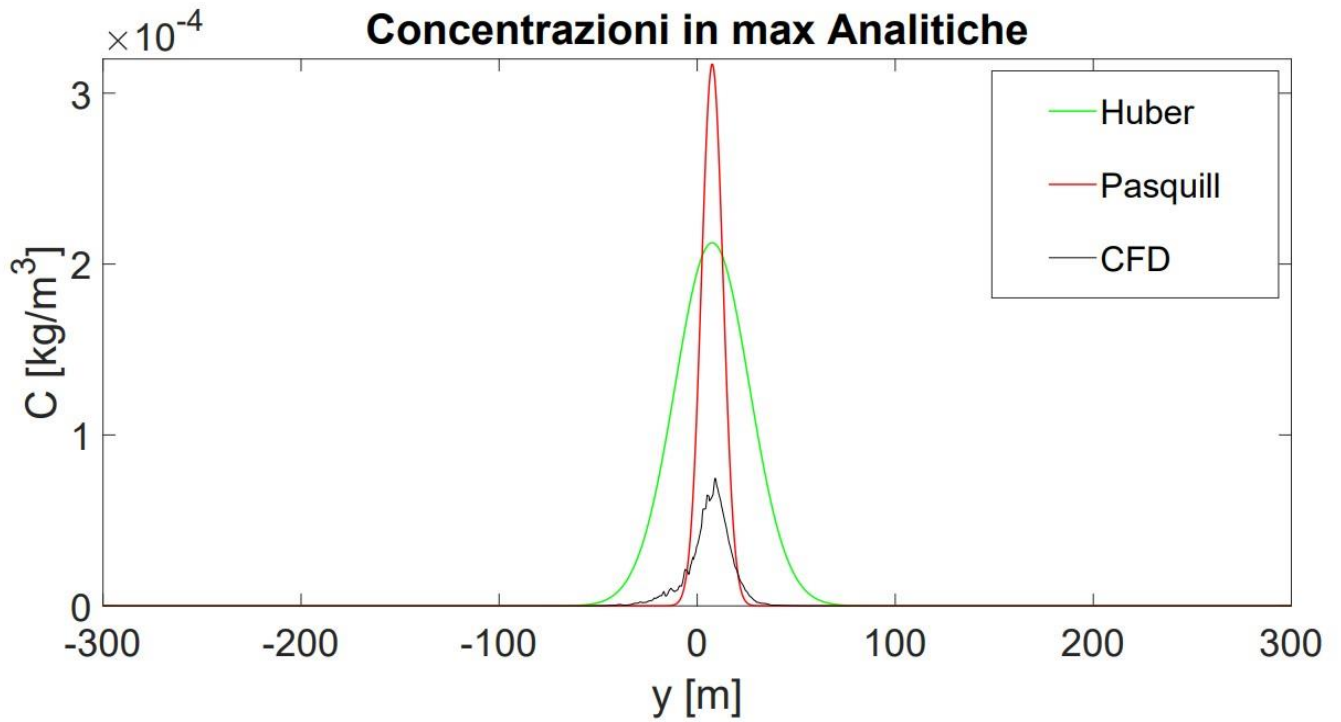


Fig. 5.30: Classe E - Concentrazioni lungo y a $x = 50$ m



Fig. 5.31: Classe E - Concentrazioni lungo z a $x = 50$ m

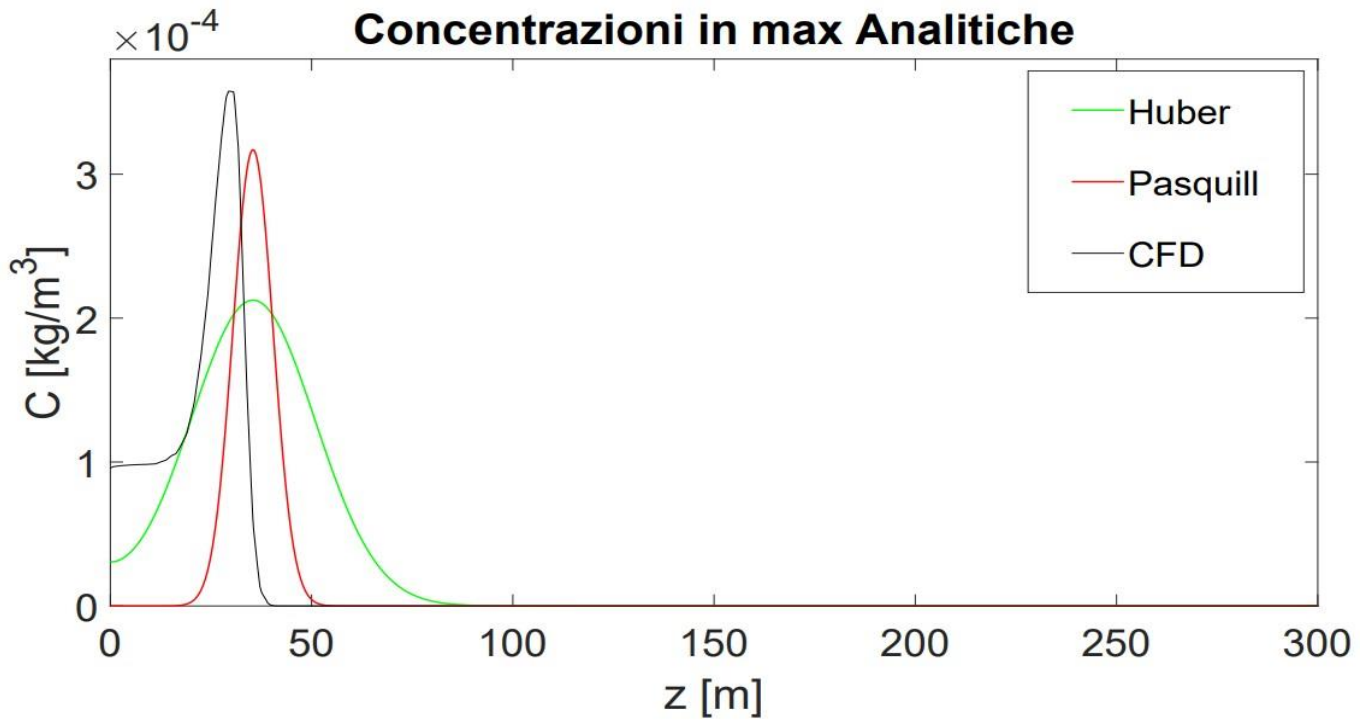


Fig. 5.32: Classe E - Concentrazioni lungo z a $x = 50 \text{ m}$

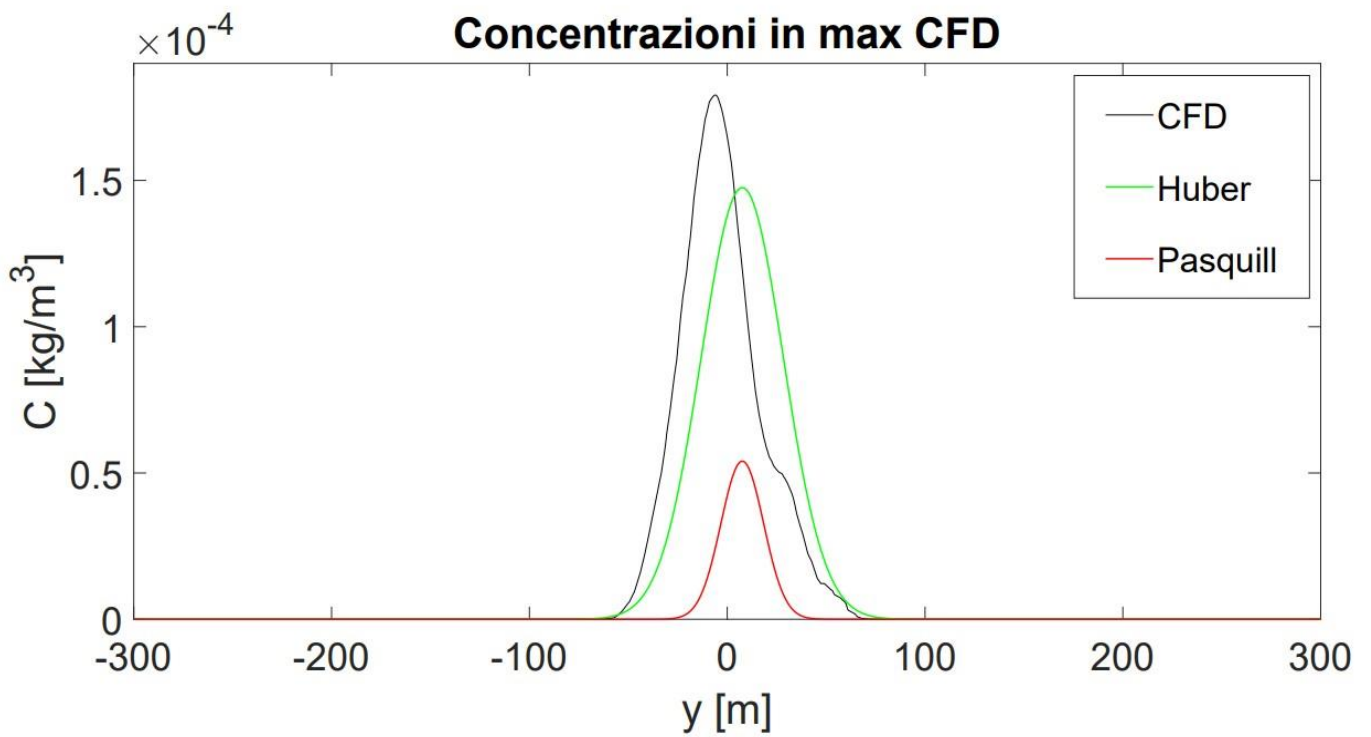


Fig. 5.33: Classe E - Concentrazioni lungo y a $x = 100 \text{ m}$

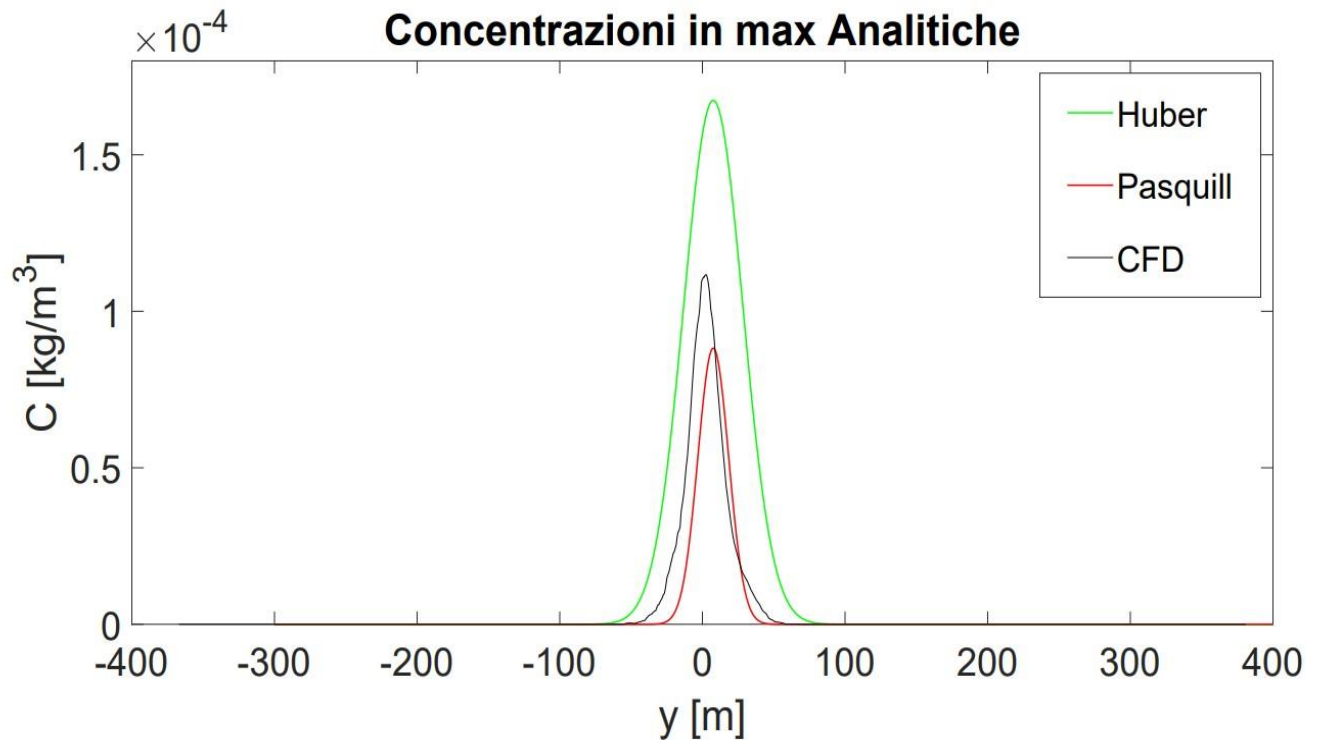


Fig. 5.34: Classe E - Concentrazioni lungo y a $x = 100$ m

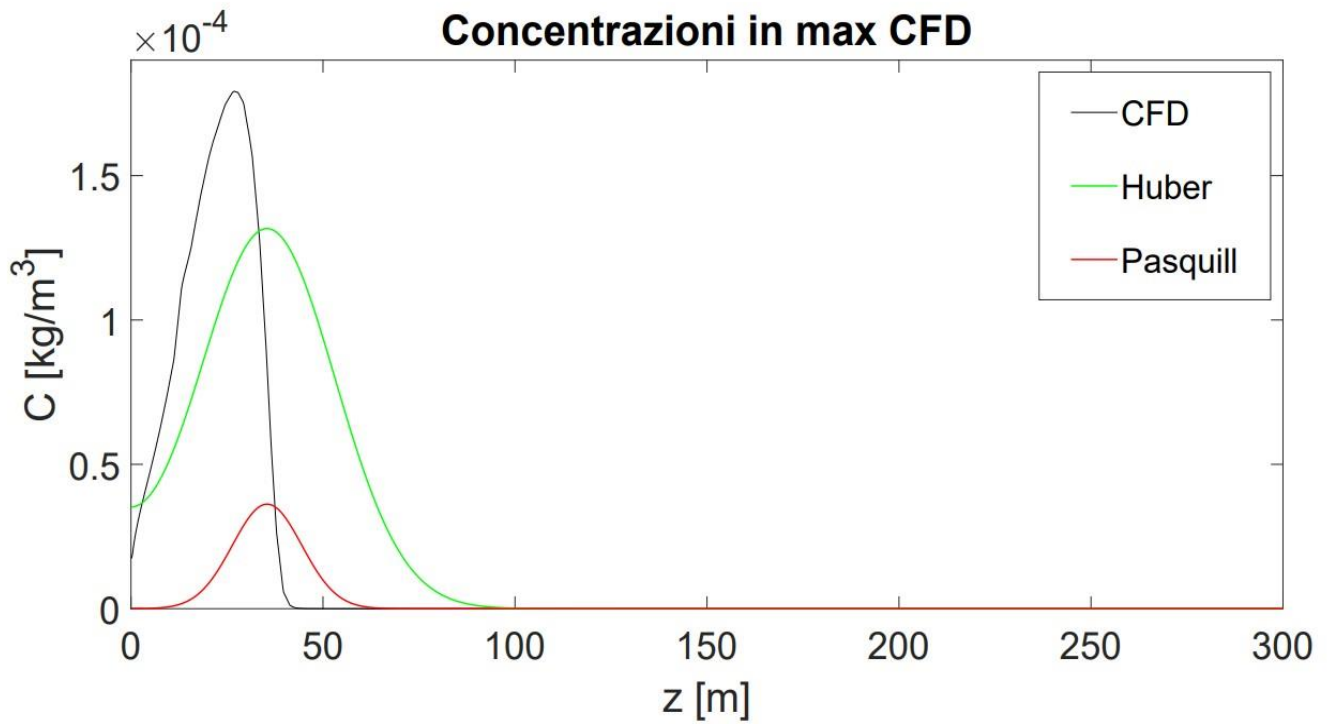


Fig. 5.35: Classe E - Concentrazioni lungo z a $x = 100$ m

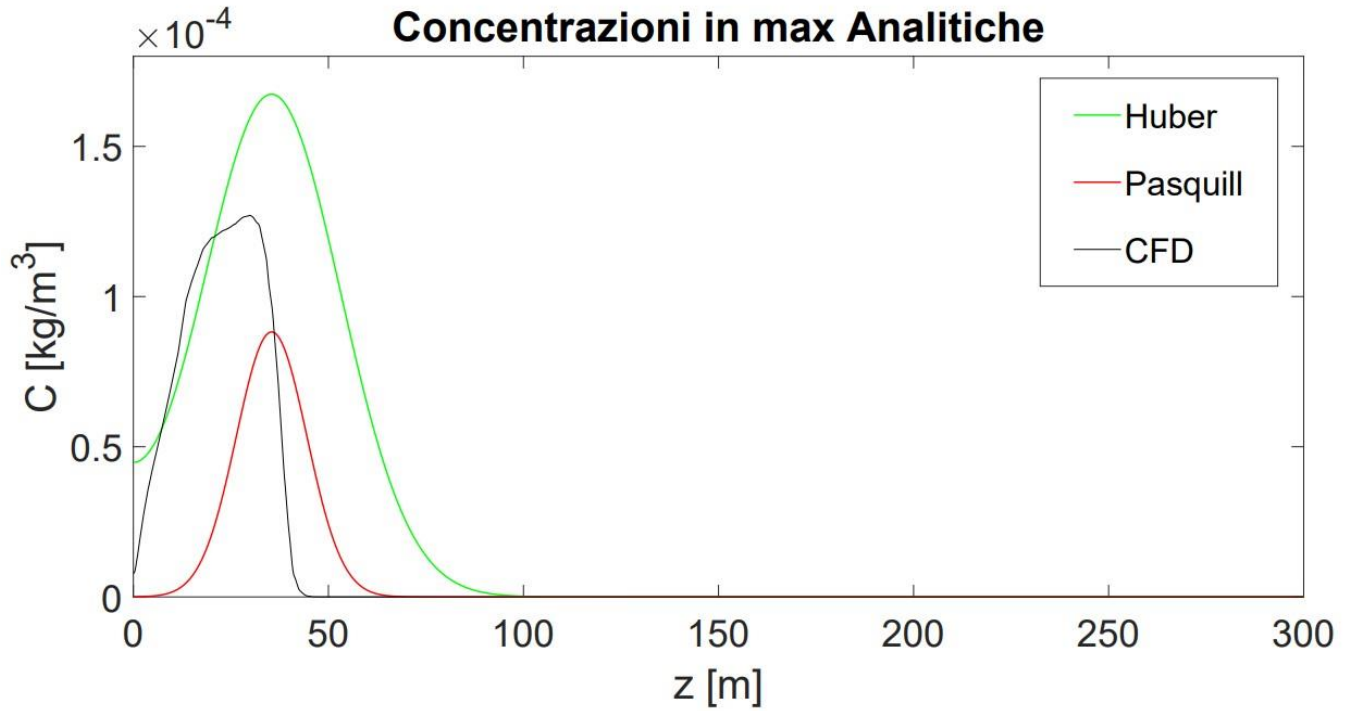


Fig. 5.36: Classe E - Concentrazioni lungo z a $x = 100$ m

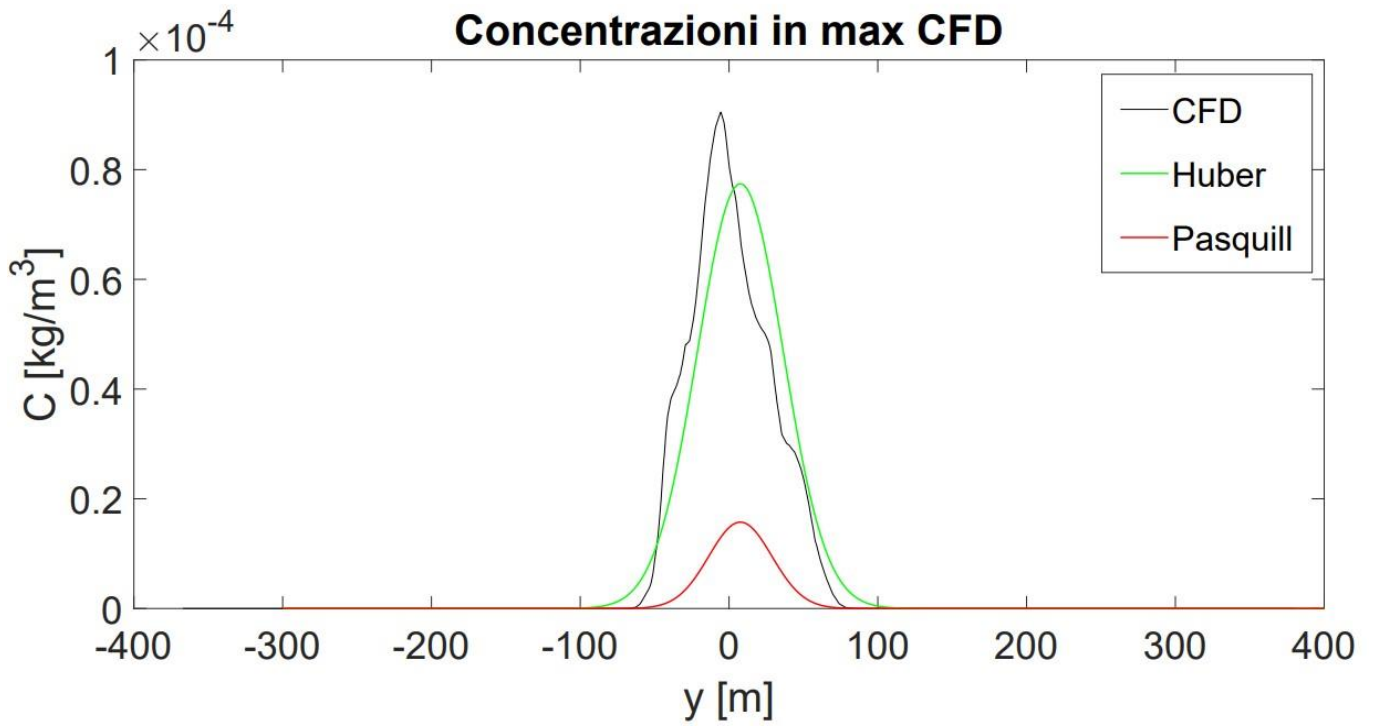


Fig. 5.37: Classe E - Concentrazioni lungo y a $x = 200$ m

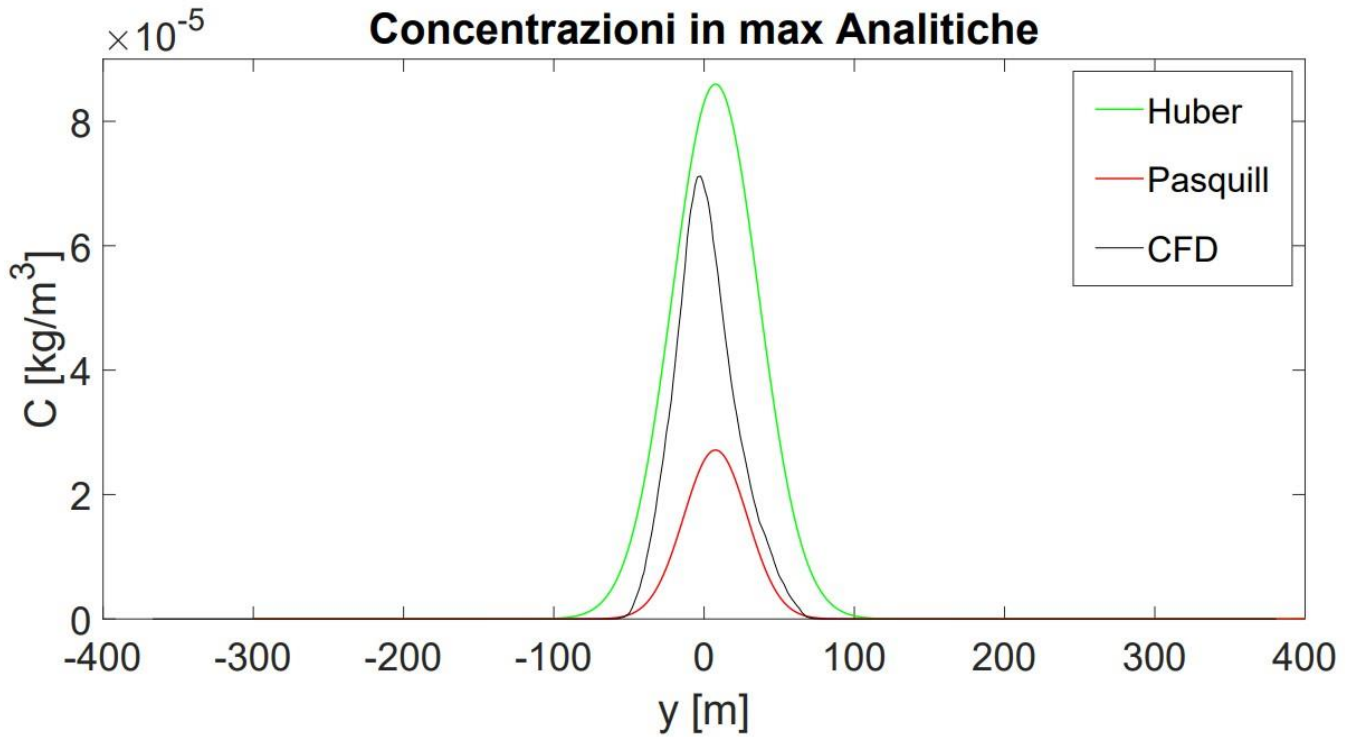


Fig. 5.38: Classe E - Concentrazioni lungo y a $x = 200 \text{ m}$

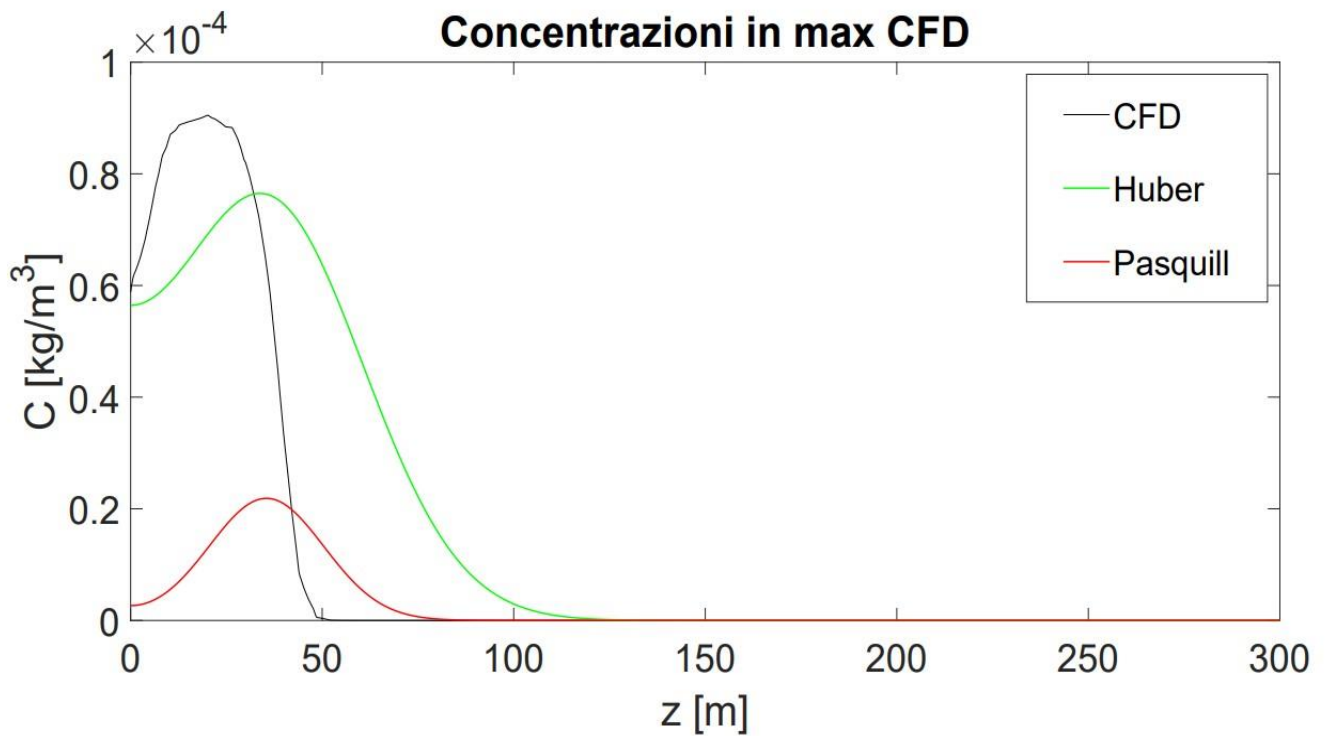


Fig. 5.39: Classe E - Concentrazioni lungo z a $x = 200 \text{ m}$

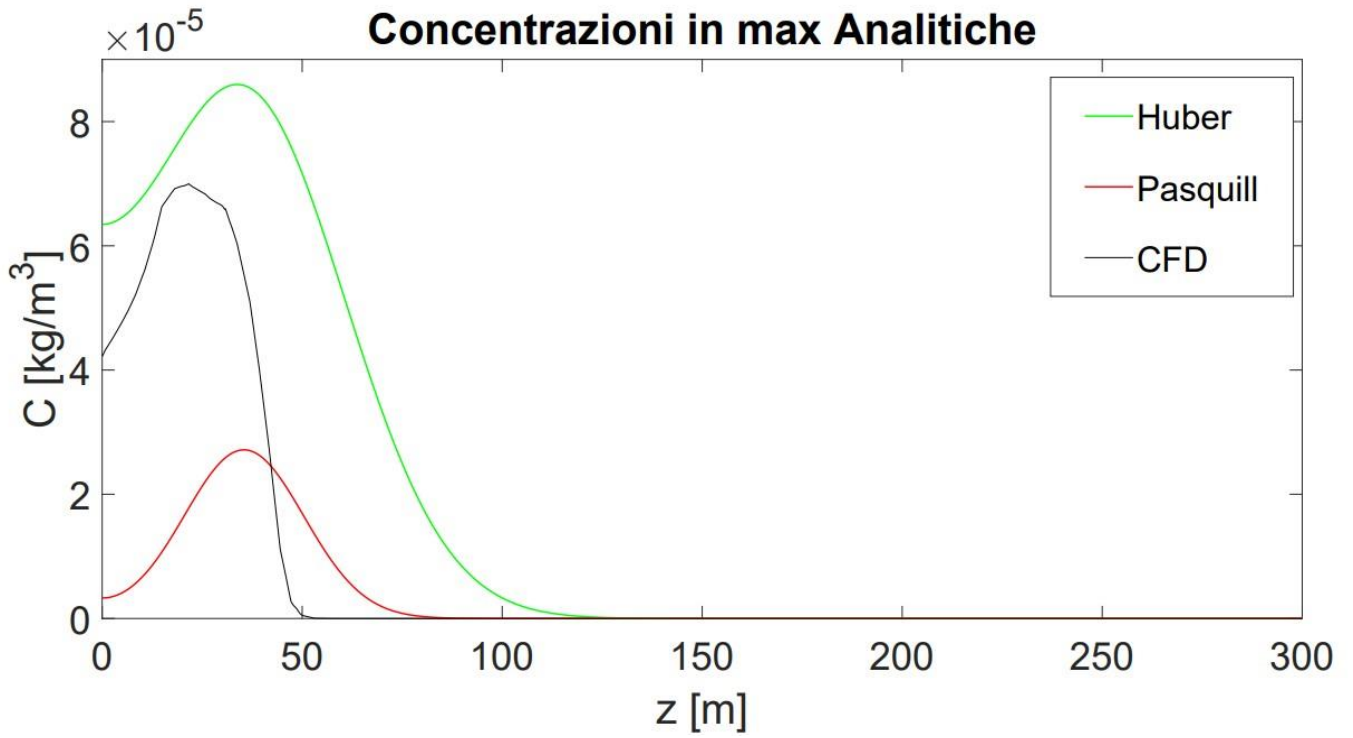


Fig. 5.40: Classe E - Concentrazioni lungo z a $x = 200$ m

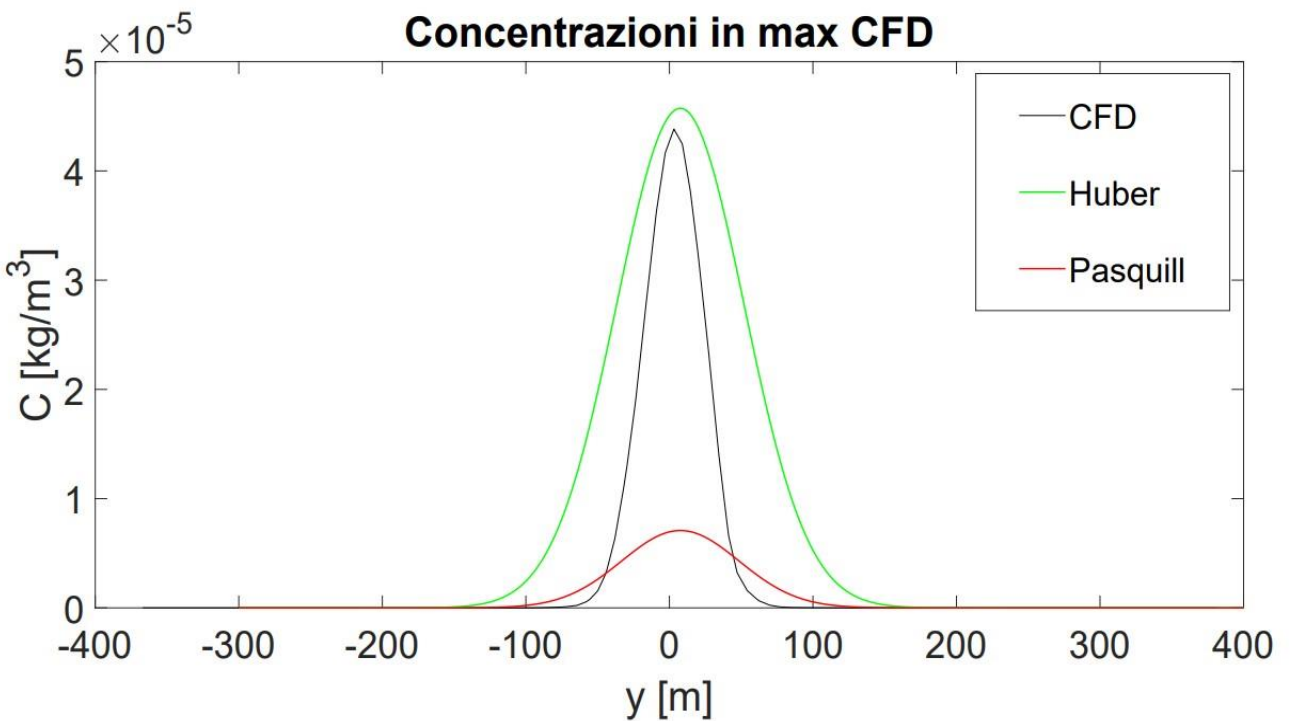


Fig. 5.41: Classe E - Concentrazioni lungo y a $x = 400$ m

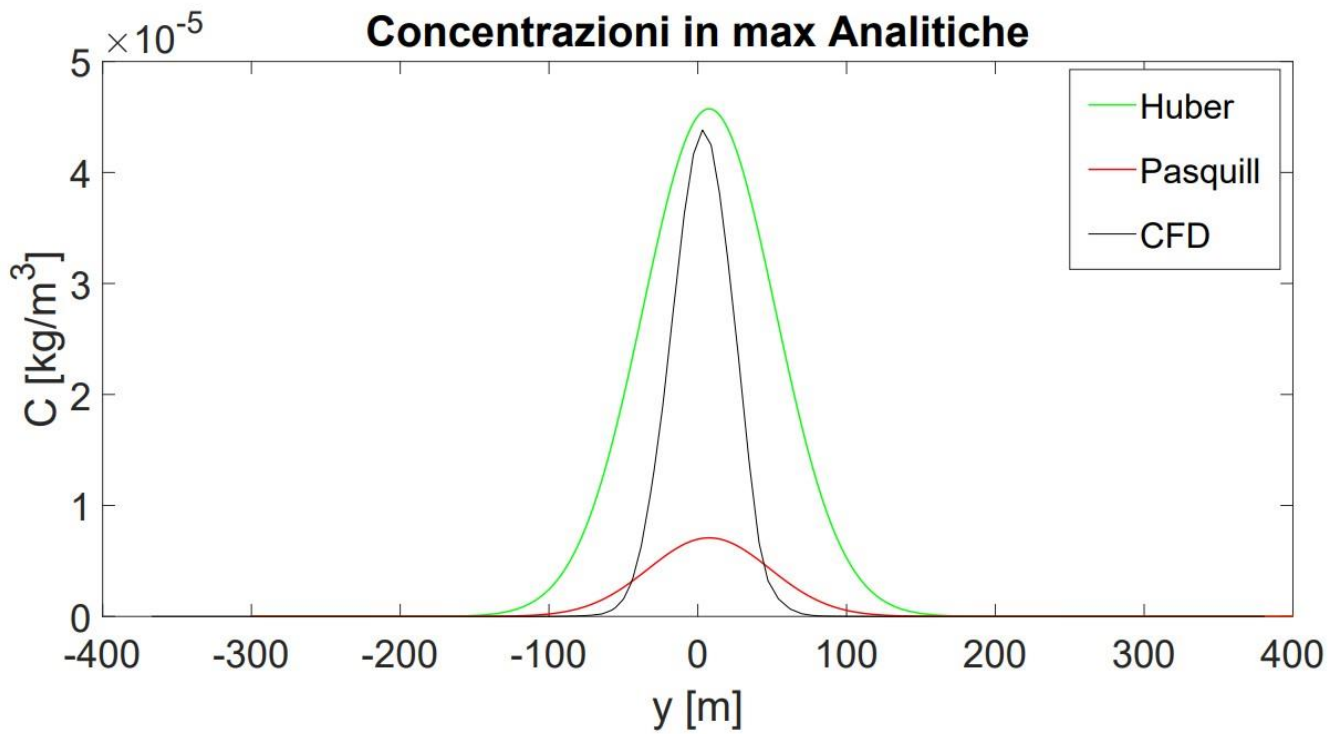


Fig. 5.42: Classe E - Concentrazioni lungo y a $x = 400 \text{ m}$

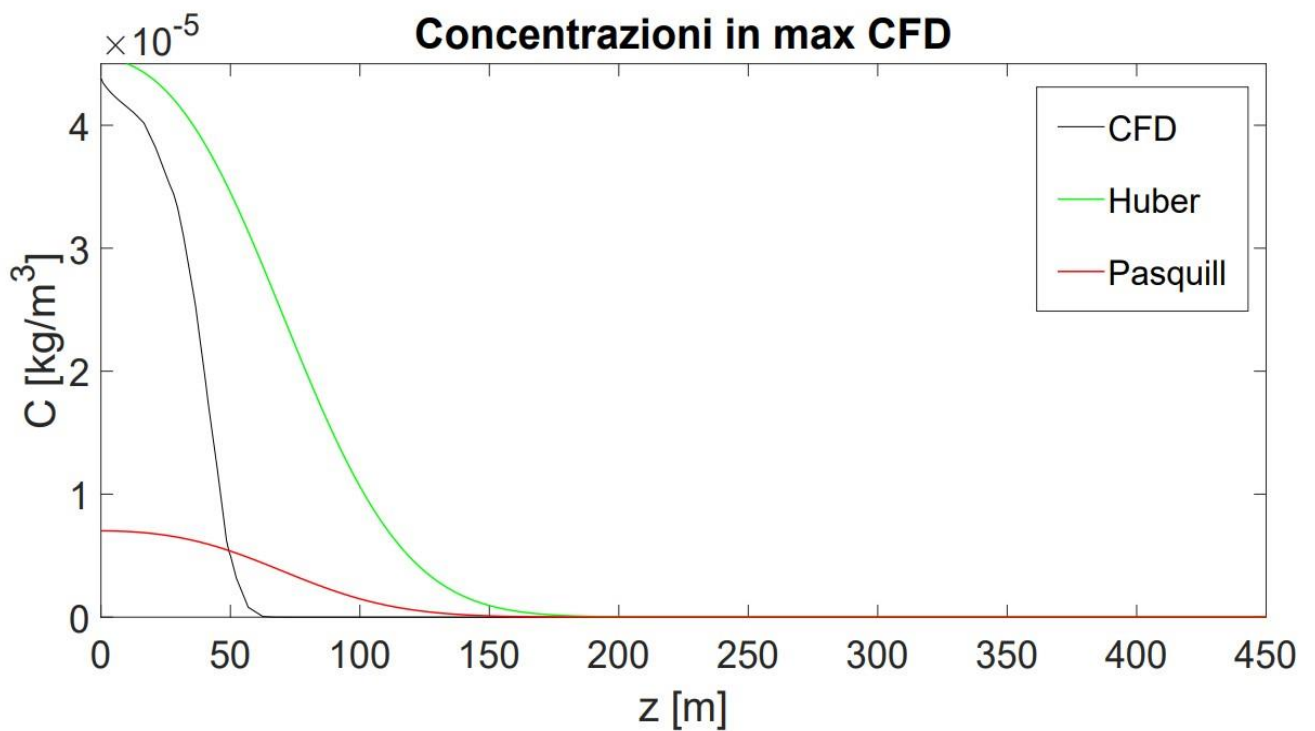


Fig. 5.43: Classe E - Concentrazioni lungo z a $x = 400 \text{ m}$

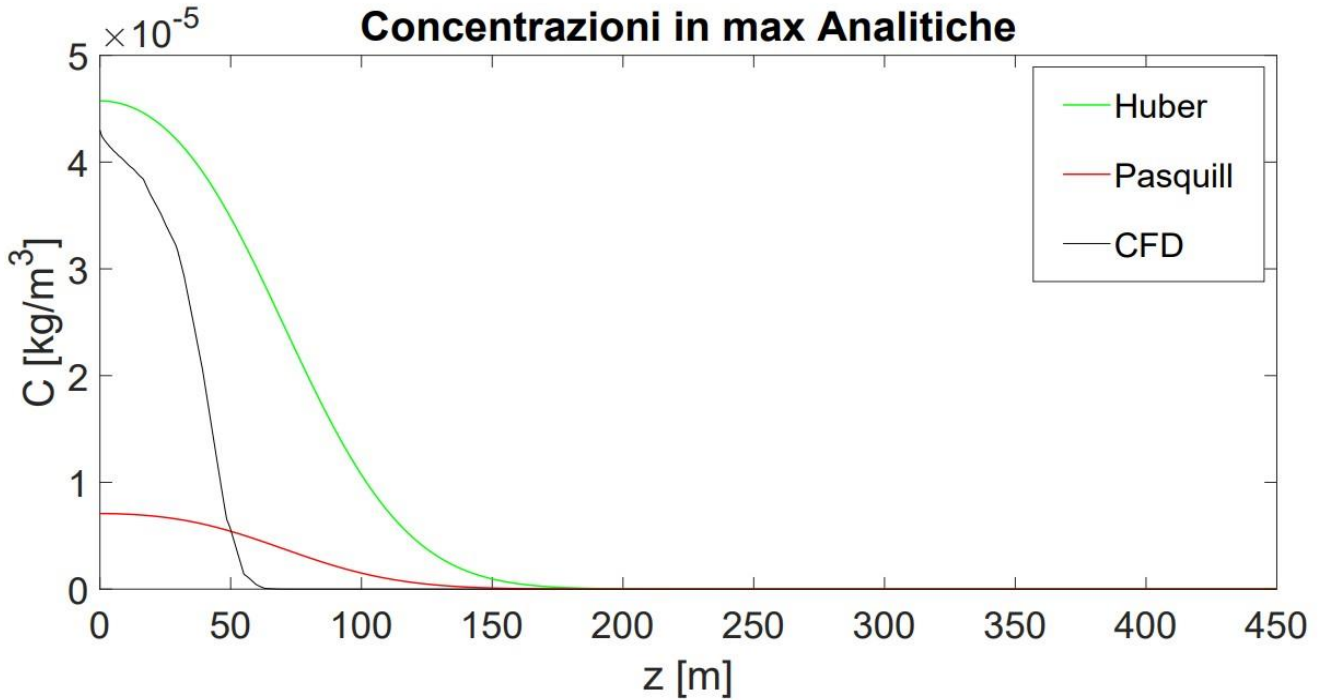


Fig. 5.44: Classe E - Concentrazioni lungo y a x = 400 m

Si precisa che è stata verificata la conservazione della massa dell'Argon al 5% immessa in aria, eseguendo gli integrali doppi sulle superfici dei piani yz e verificando la seguente relazione

$$Q = \iint_S C(y, z)u(y, z)dydz \quad (5.1)$$

Per ogni caso e sia per le numeriche che per le analitiche di Huber e Pasquill, si è ottenuto con ottima approssimazione il valore del termine di sorgente assegnato inizialmente pari $Q = 0.14$ kg/s.

Dall'analisi dei risultati, come previsto dal disallineamento spaziale dei plumes numerico ed analitici, si osserva che: generalmente i picchi di concentrazione numerici prevalgono nella vista del massimo CFD; almeno uno dei picchi di concentrazione analitica prevale nella vista del massimo delle Analitiche. Si precisa che i picchi di concentrazione delle analitiche (Pasquill/Huber) sono fortemente condizionati dal valore della velocità u all'altezza del camino di cui all'equazione (2.1). Infatti il valore utilizzato è stato ricavato dal profilo MOST implementato all'inflow nelle condizioni al contorno che per la classe E è stato posto pari a $u = 2.8$ m/s.

In realtà, come verrà chiarito nel paragrafo 5.3.7, detto valore della velocità, lungo x , nella dinamica effettiva sviluppata in CFD, è decisamente minore. Ne consegue un aumento di tutti i picchi analitici.

Pertanto un confronto più realistico, mostrato in seguito con alcuni controcaso, evidenzierà che i valori massimi di concentrazione delle analitiche sono generalmente maggiori dei corrispondenti ottenuti in tecnica CFD.

5.3.3 Convergenza simulazioni di classe D

Anche per la classe D si riporta lo studio di convergenza per le seguenti simulazioni numeriche per esecuzioni a 2k, 8k, 12k, 13k, 14k, 15k e 17k iterazioni (si veda tabella seguente)

<i>Linea</i>	<i>N. Iterazioni</i>
magenta tratteggiata	2k
blu tratteggiata	8k
nera tratteggiata	12k
rossa tratteggiata	13k
ciano tratteggiata	14k
verde tratteggiata	15k
nera continua	17k

Tab. 5.4: Legenda plot simulazioni di classe D

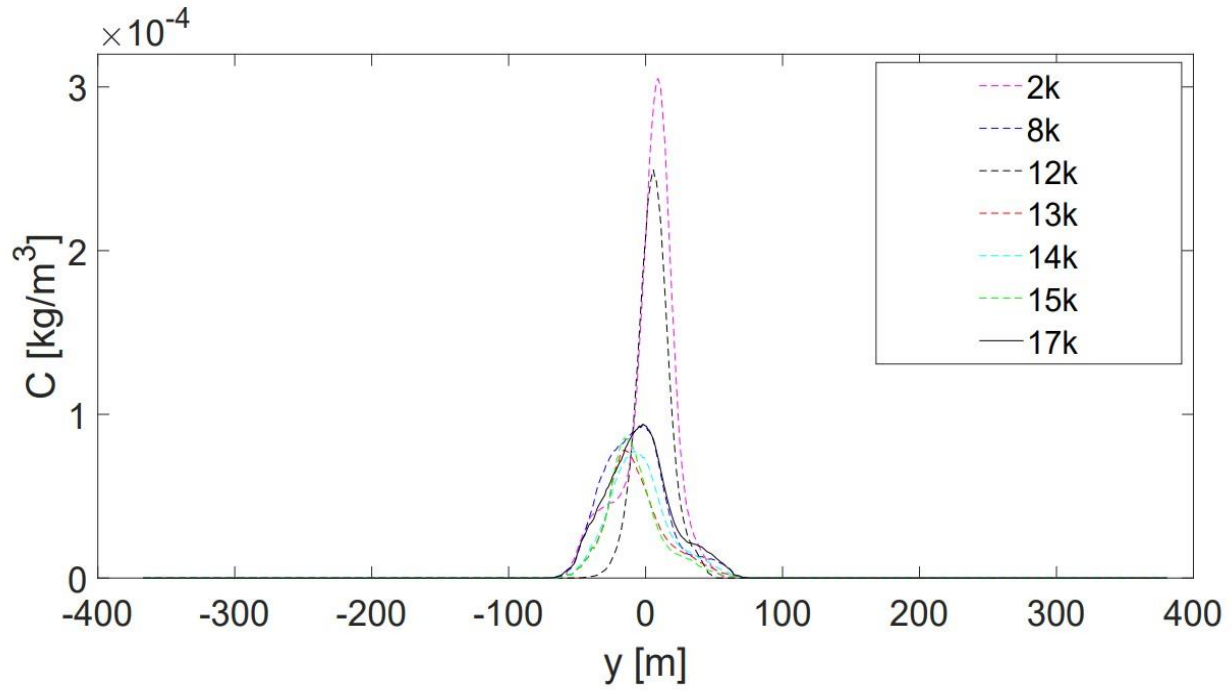


Fig. 5.45: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 50$ m

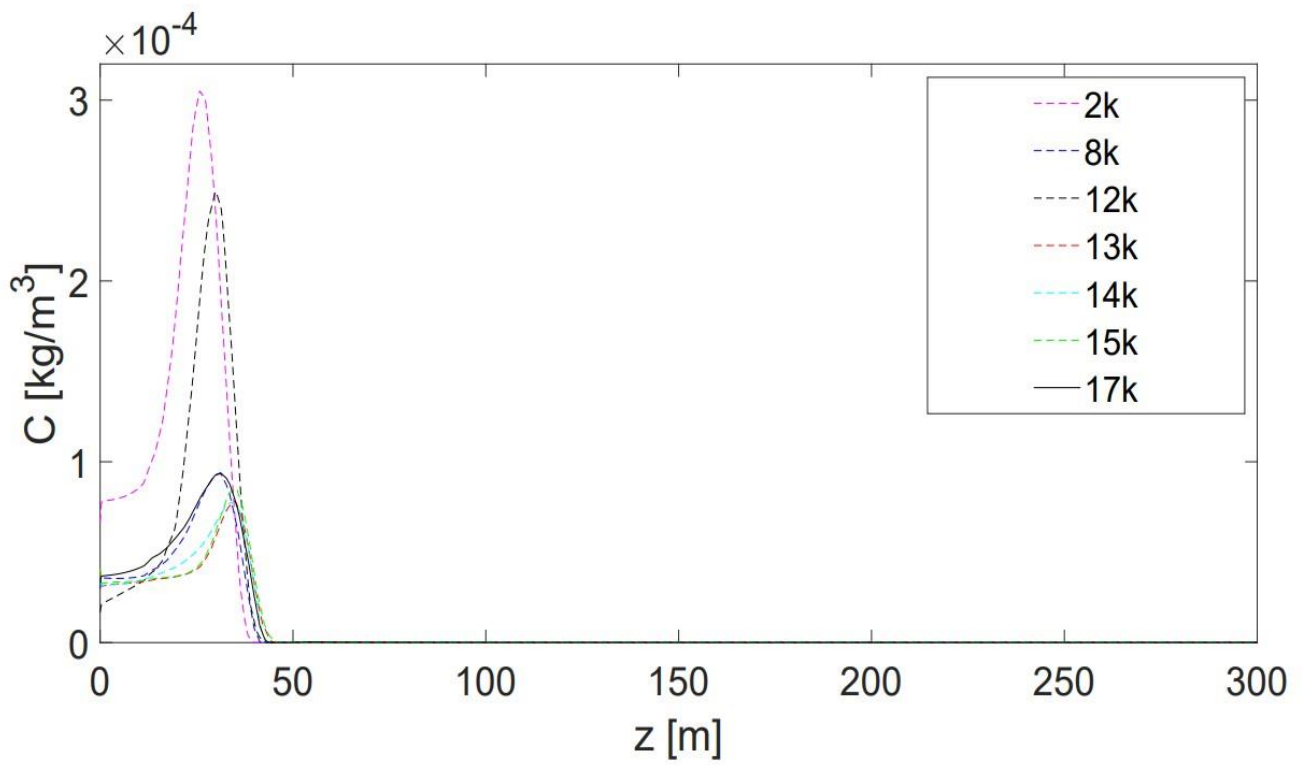


Fig. 5.46: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 50$ m

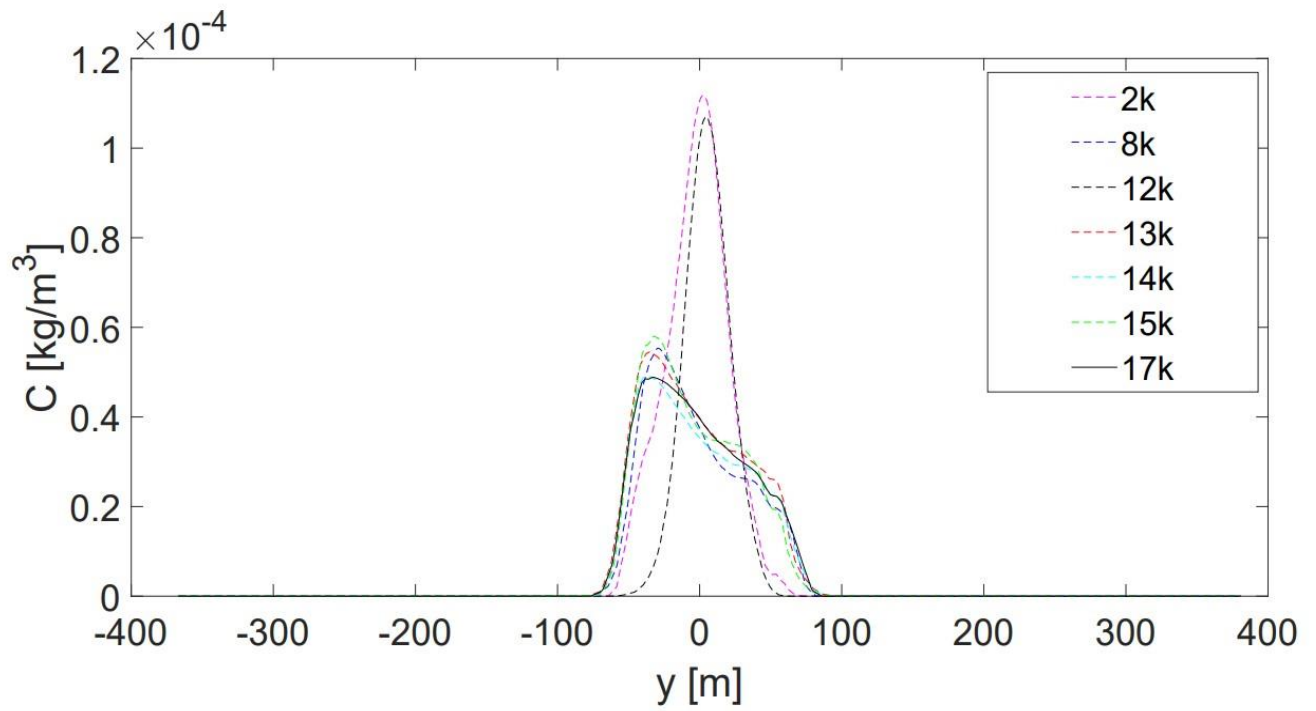


Fig. 5.47: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 100$ m

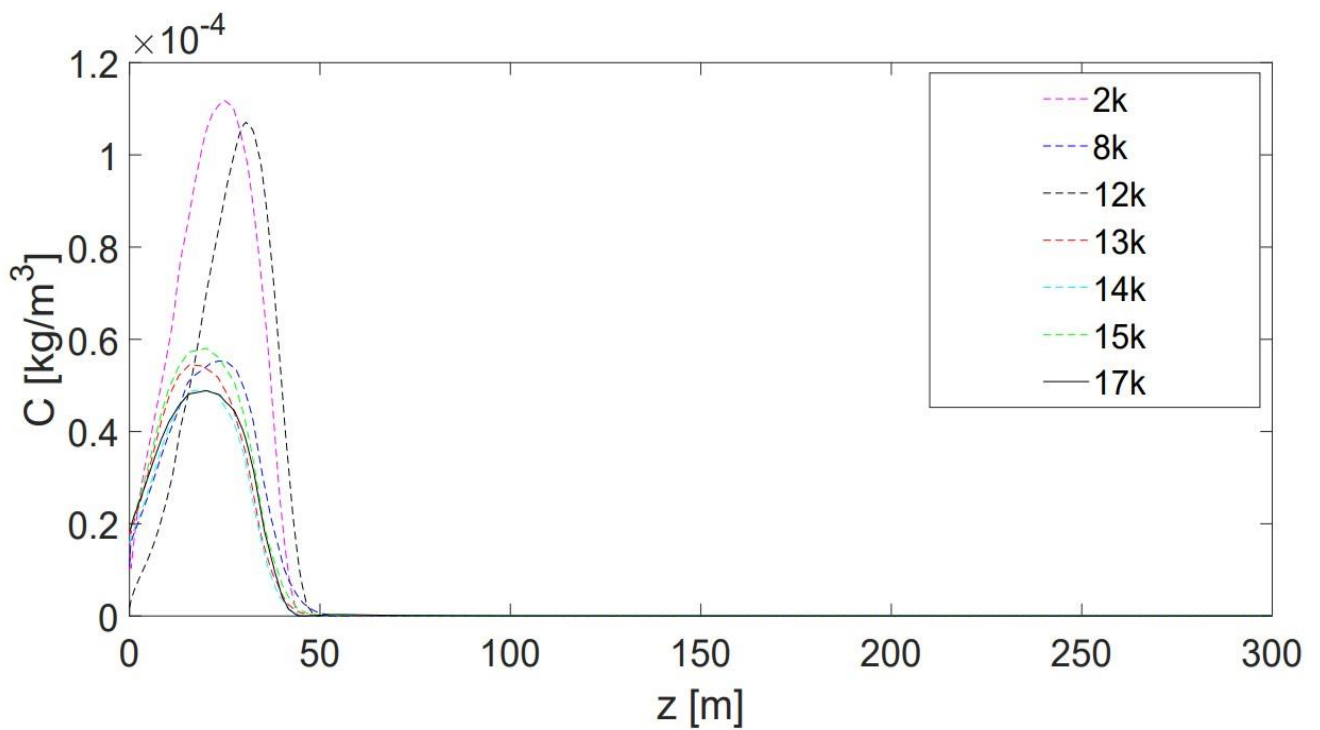


Fig. 5.48: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 100$ m

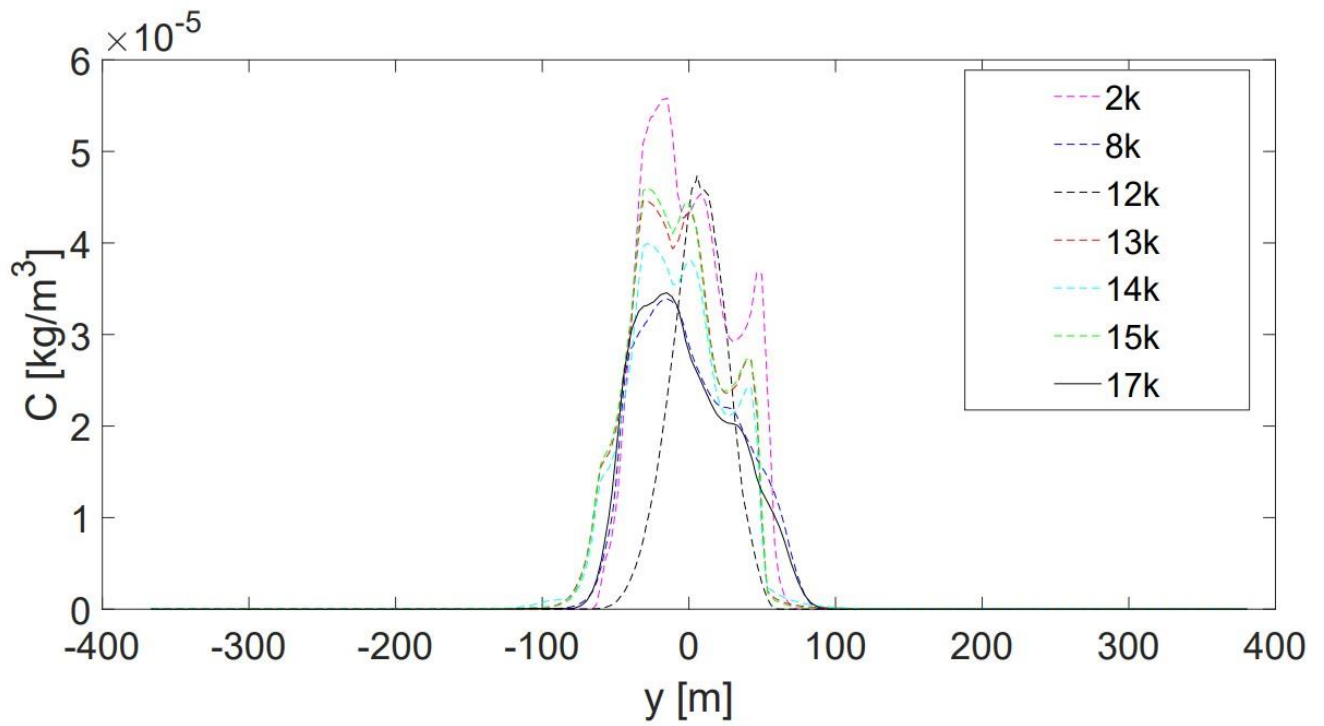


Fig. 5.49: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 200$ m

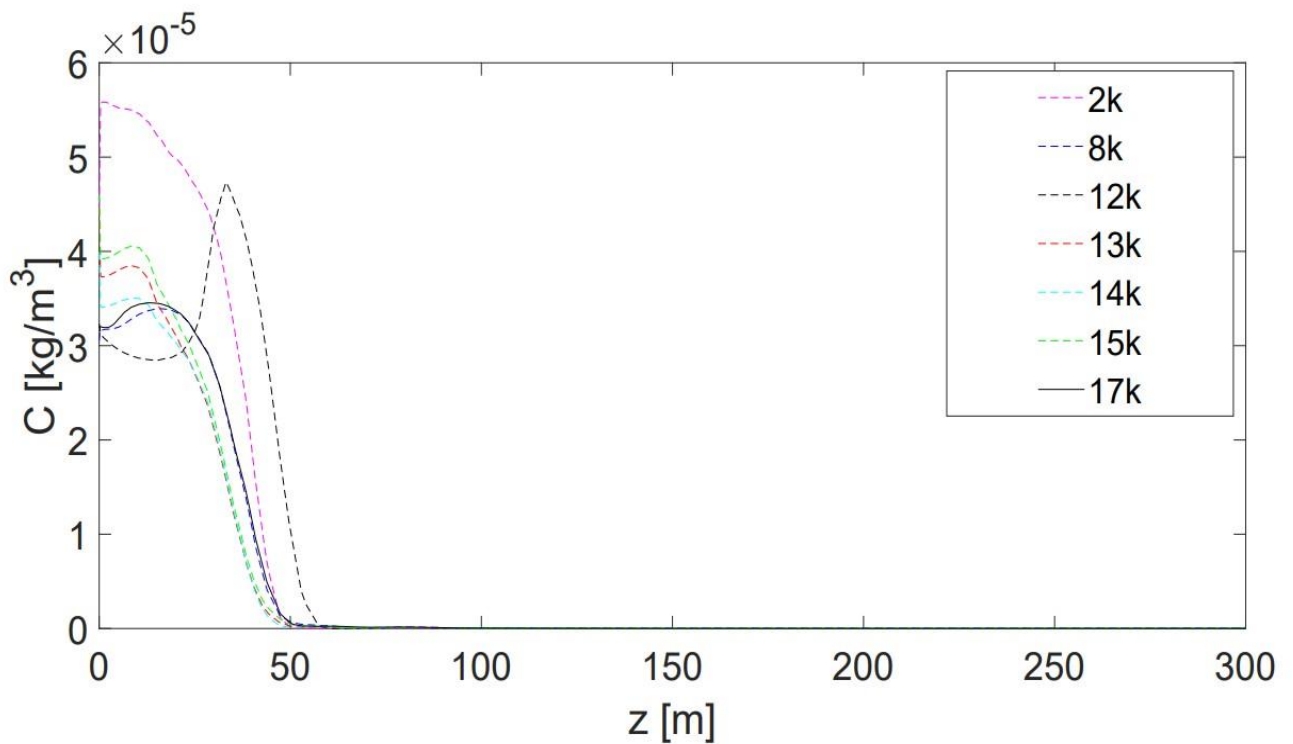


Fig. 5.50: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 200$ m

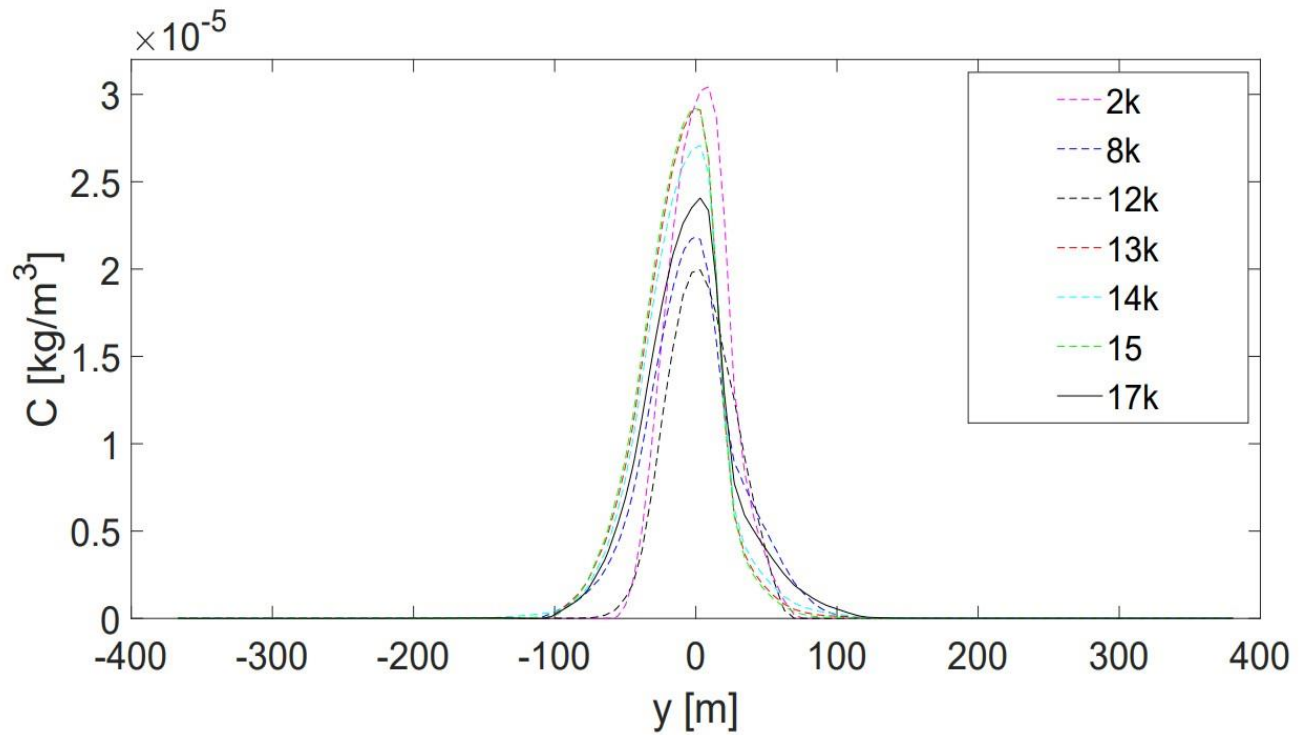


Fig. 5.51: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 400$ m

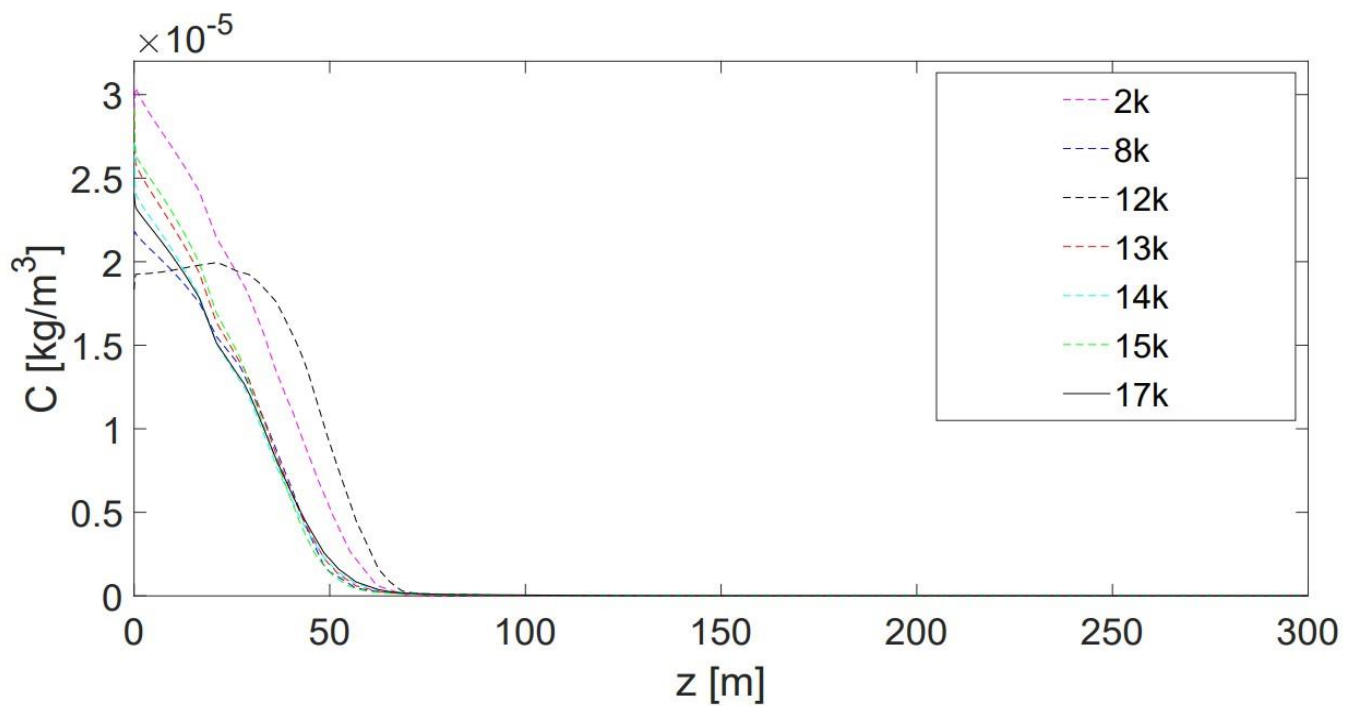


Fig. 5.52: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 400$ m

Si osserva, a partire dalla simulazione a 13k iterazioni, una accettabile convergenza fino alla distribuzione a 17k iterazioni (linea nera continua) sui piani yz alle distanze $x = 50$ m e 100 m. A 200 m e 400 m dal camino si manifesta una moderata oscillazione dovuta alla intrinseca non stazionarietà della simulazione in esame.

5.3.4 Verifica del modello stazionario di classe D mediante caso non stazionario

Per verificare l'affidabilità del modello adottato si è proceduto a verificare i risultati numerici anche con l'opzione **time-dependent** denominata transient o unsteady. In tale modalità vengono inclusi gli effetti del tempo con monitoraggio delle grandezze fisiche fluidodinamiche al variare del parametro temporale t .

Per poter eseguire i calcoli in tale modalità devono essere fissati i seguenti parametri.

Pertanto, dopo la procedura di inizializzazione, si prevede di fissare:

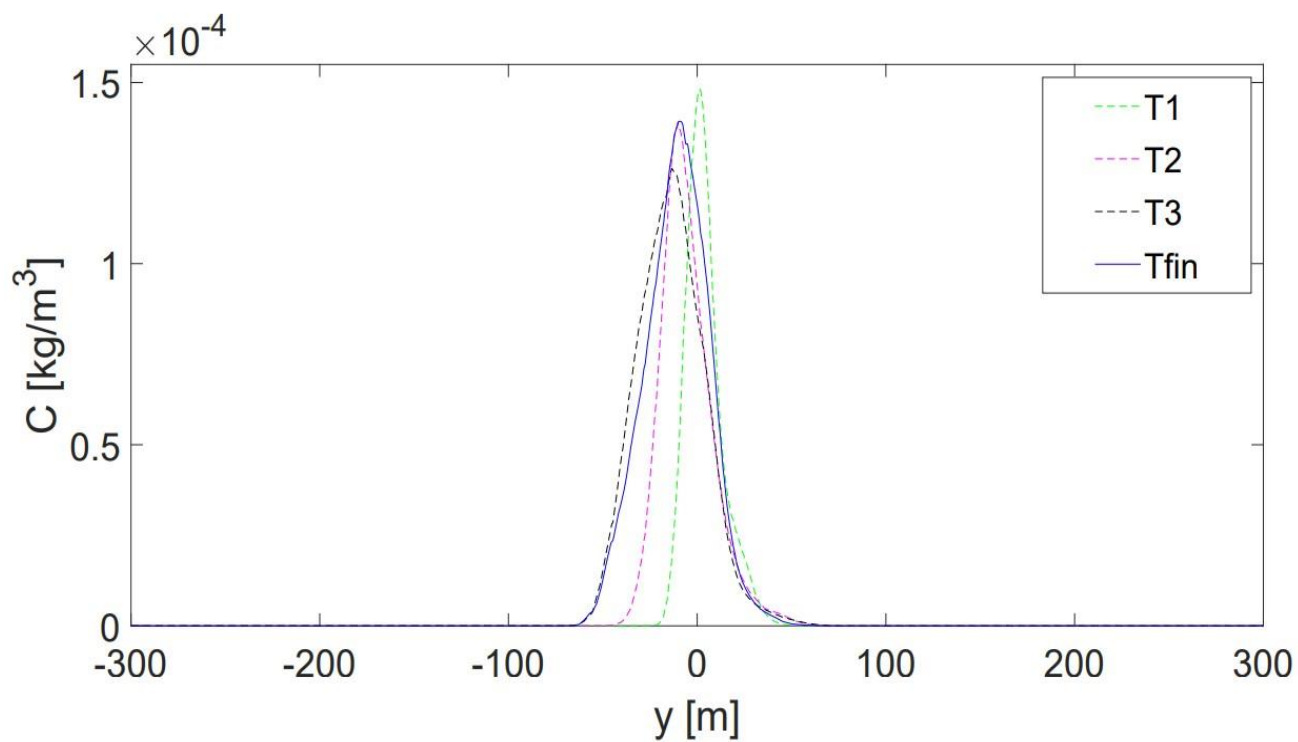
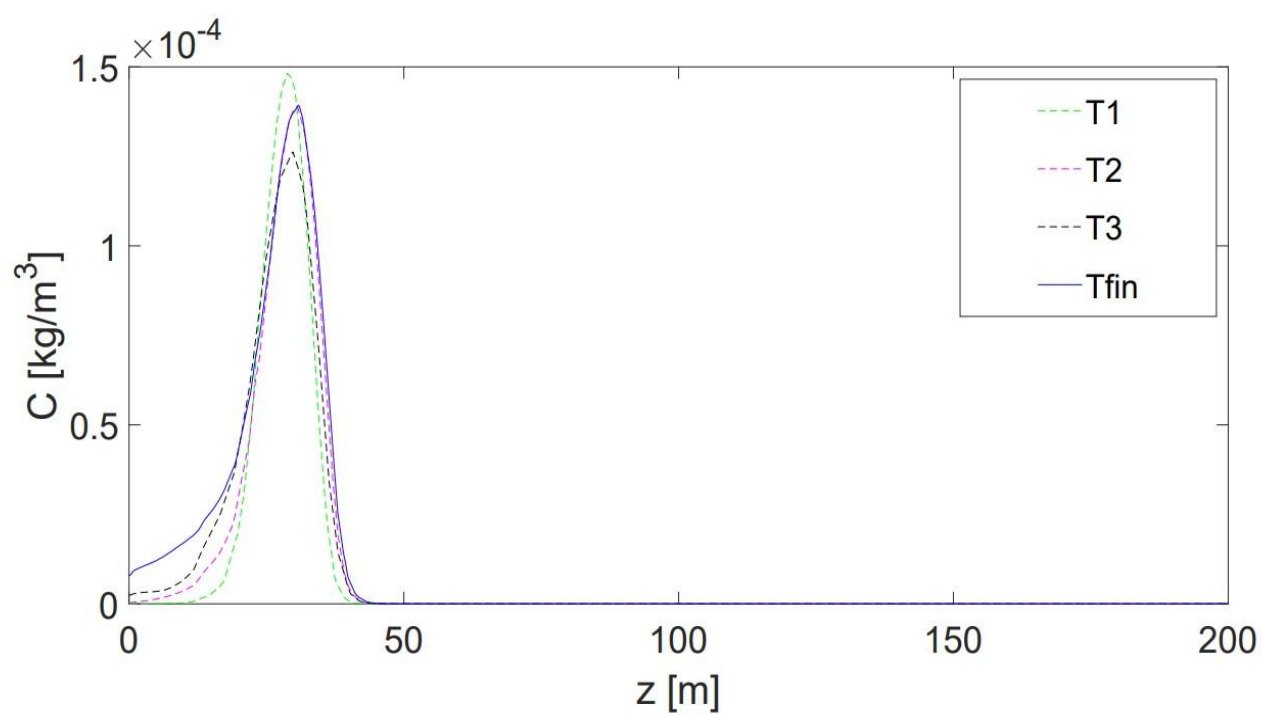
- *numero di Time Steps;*
- *numero di iterazioni per step;*
- *Time Step Size (tempo di singolo step di iterazioni)*

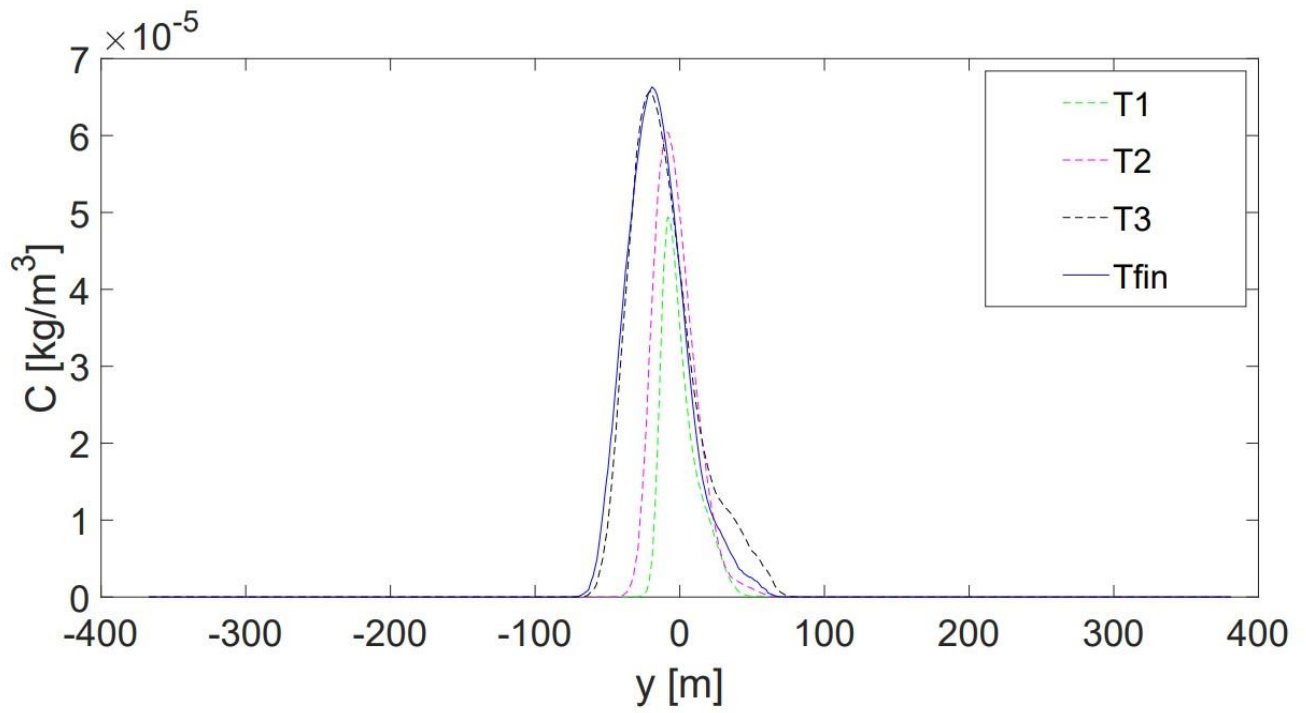
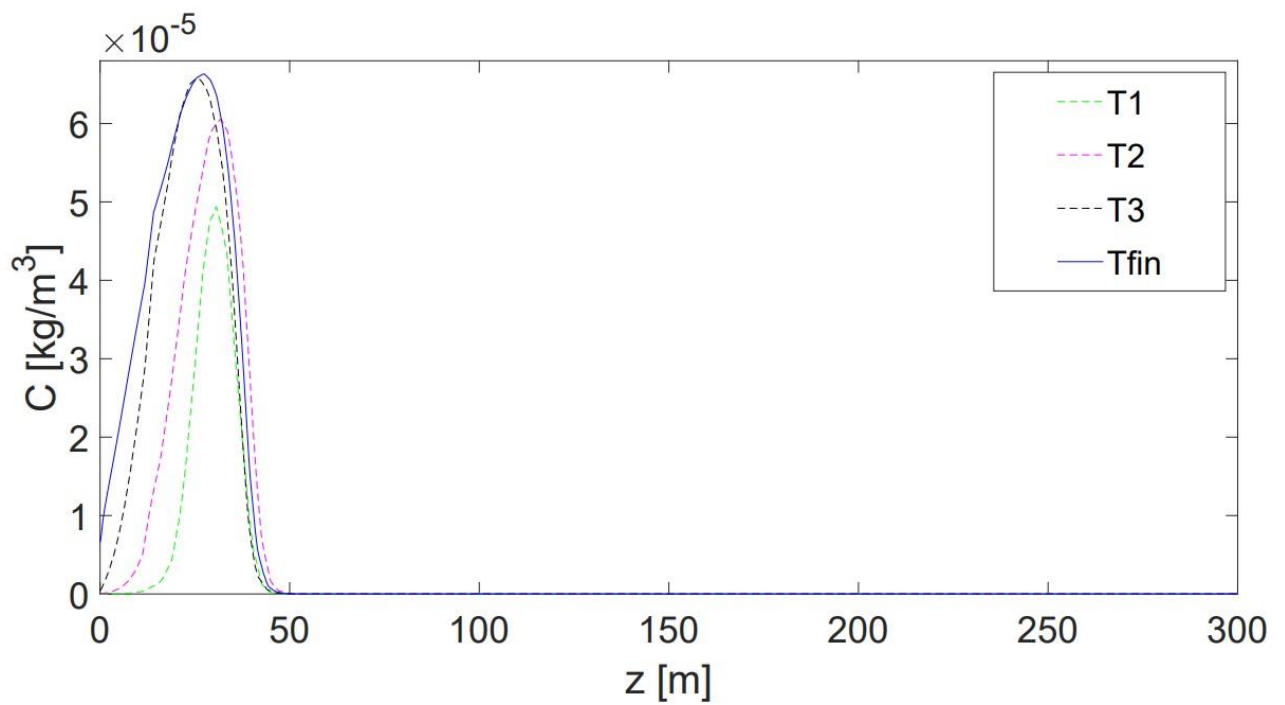
E' stata eseguita una simulazione unsteady di classe D, con il medesimo e precedente progetto di geometria reale e meshing, con le seguenti condizioni iniziali:

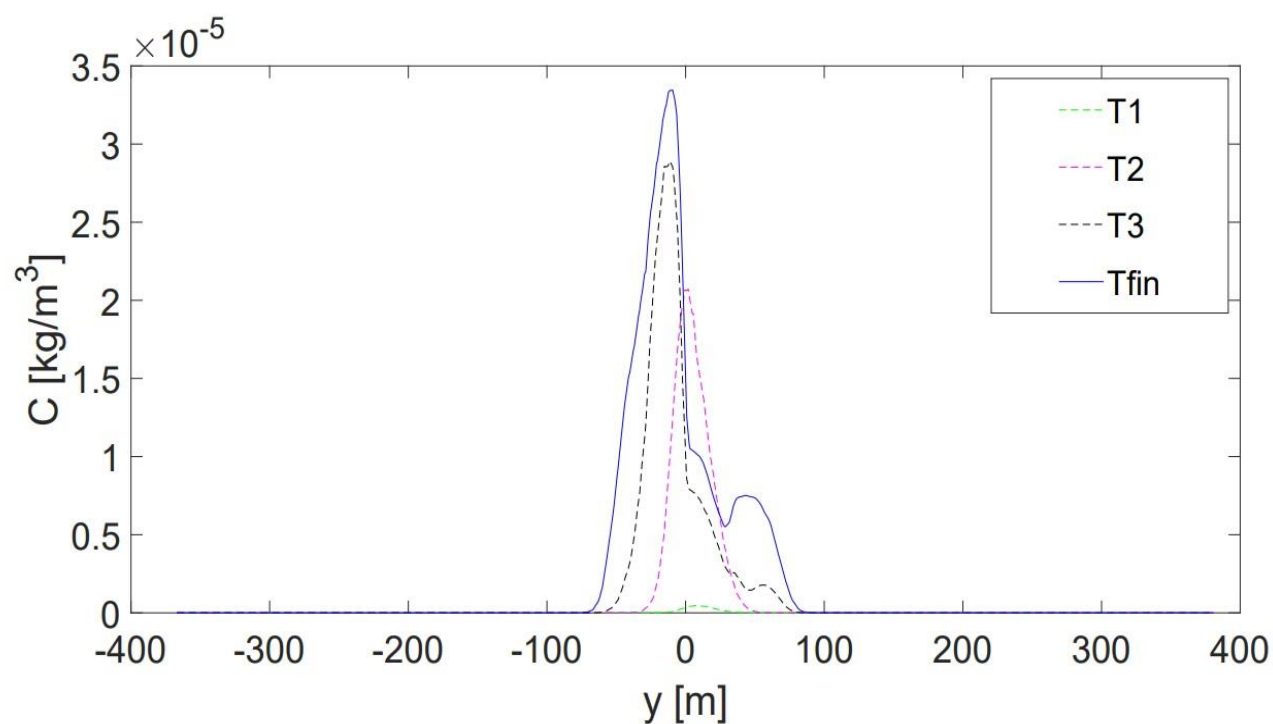
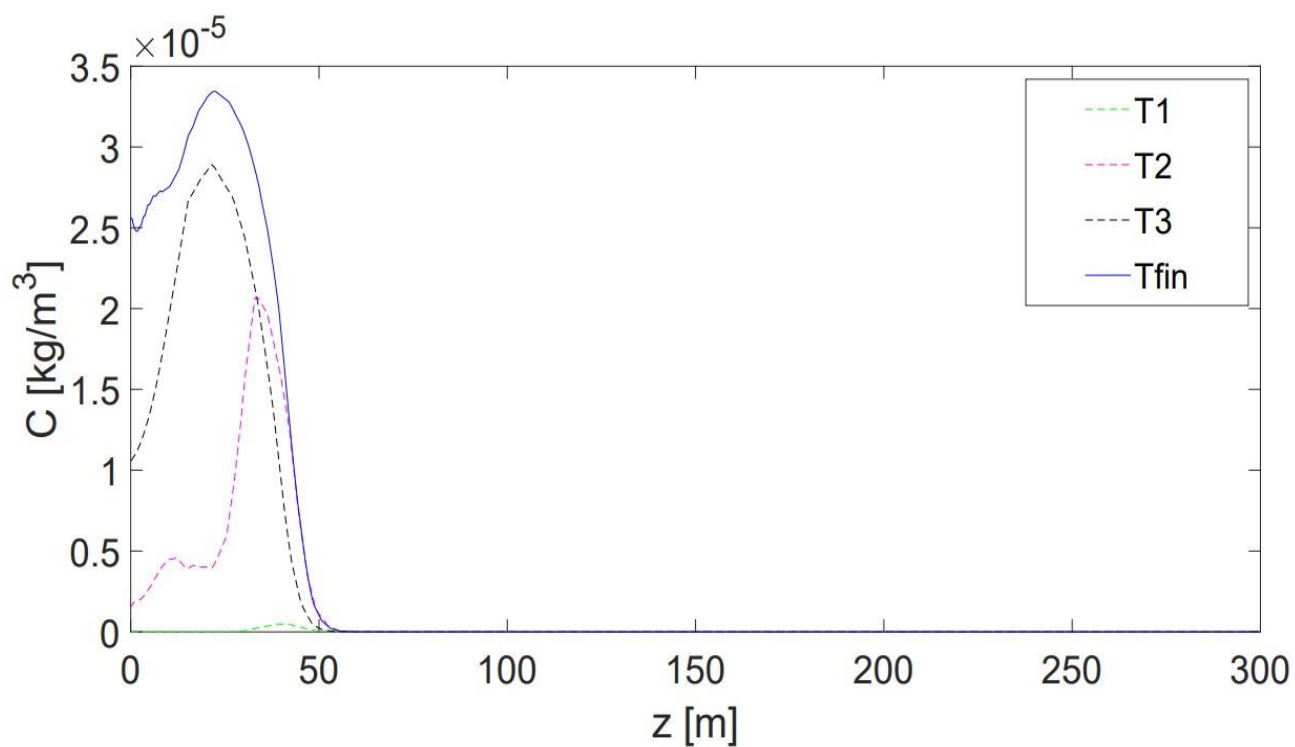
- 3k iterazioni di solo vento orizzontale in modalità stazionaria senza emissione di Argon dal camino;
- avvio del Run Calculation, a partire dallo stato finale raggiunto con la stazionaria, di cui al punto precedente, attivando lo switch da steady a transient e mantenendo le BC invariate (con profilo di temperatura costante)

5.3.5 Convergenza simulazioni transient e confronti con stazionarie

Dopo aver eseguito la simulazione transient (non stazionaria) fino ad un tempo finale **Tfin**, avendo considerato **T1=0.25*Tfin**, **T2 =0.50*Tfin** e **T3=0.75*Tfin** si riportano i risultati delle concentrazioni non normalizzate in corrispondenza dei suddetti tempi di esecuzione del progetto.

Fig. 5.53: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 50$ mFig. 5.54: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 50$ m

Fig. 5.55: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 100$ mFig. 5.56: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 100$ m

Fig. 5.57: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 200$ mFig. 5.58: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 200$ m

Si osserva l'avanzamento delle simulazioni transient, al trascorrere del tempo, fino al risultato finale a T_{fin} .

Vengono di seguito rappresentate e confrontate le simulazioni stazionarie (steady) di classe D rispetto alla precedente transient a T_{fin} .

Si precisa i risultati di concentrazione C per la transient a T_{fin} derivano dalle medie temporali eseguite in condizioni non stazionarie.

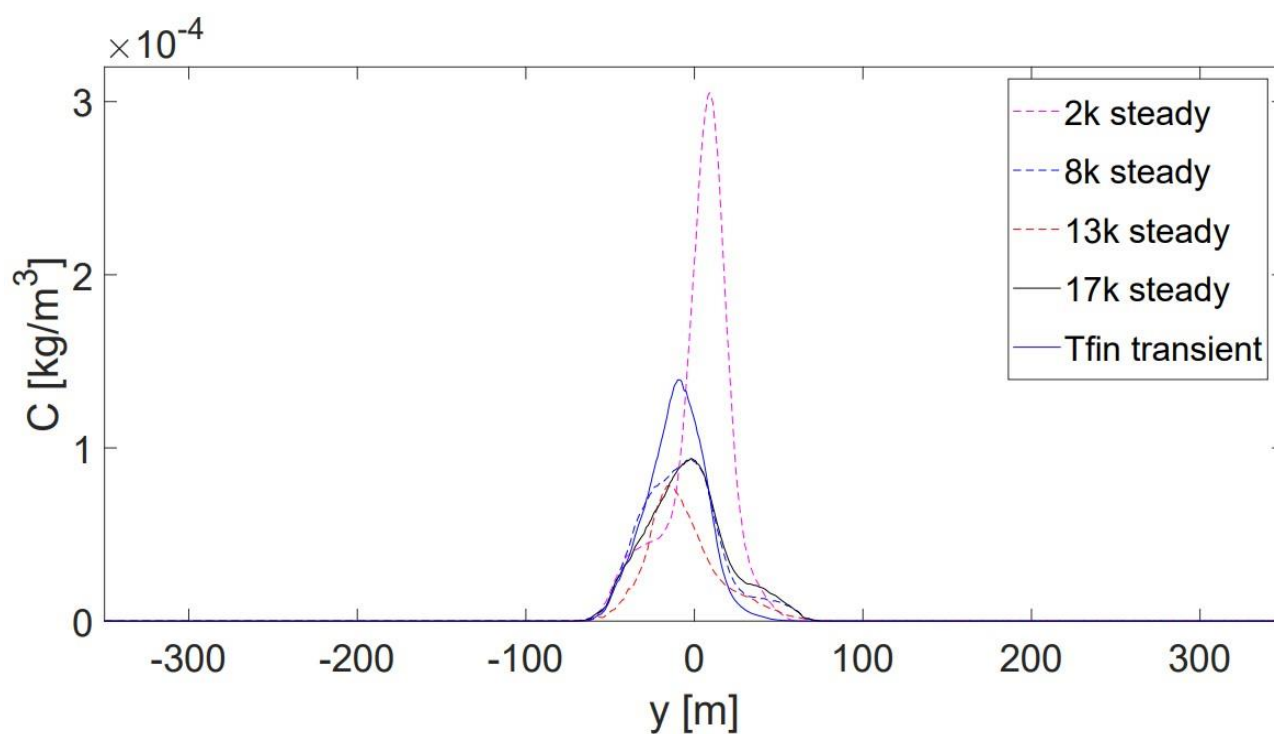


Fig. 5.59: Classe D (steady/transient) - Concentrazioni lungo y a $x = 50$ m

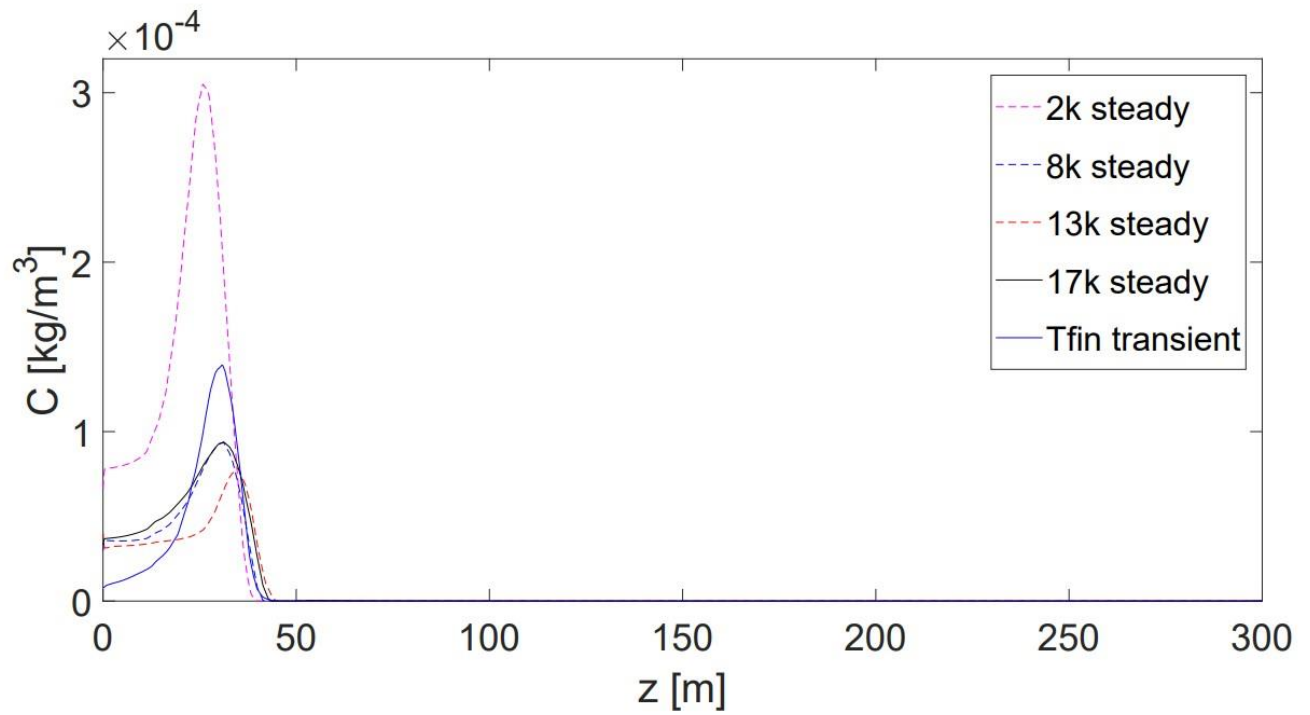


Fig. 5.60: Classe D (steady/transient) - Concentrazioni lungo z a $x = 50$ m

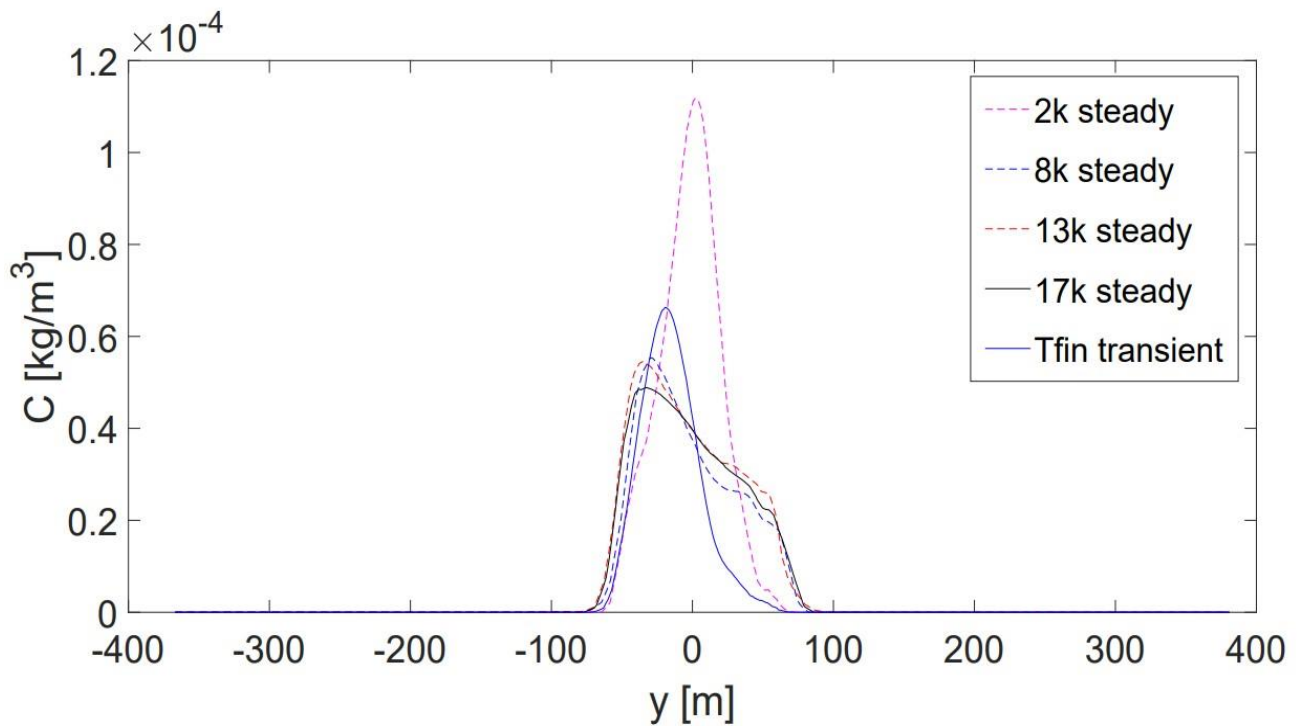


Fig. 5.61: Classe D (steady/transient) - Concentrazioni lungo y a $x = 100$ m

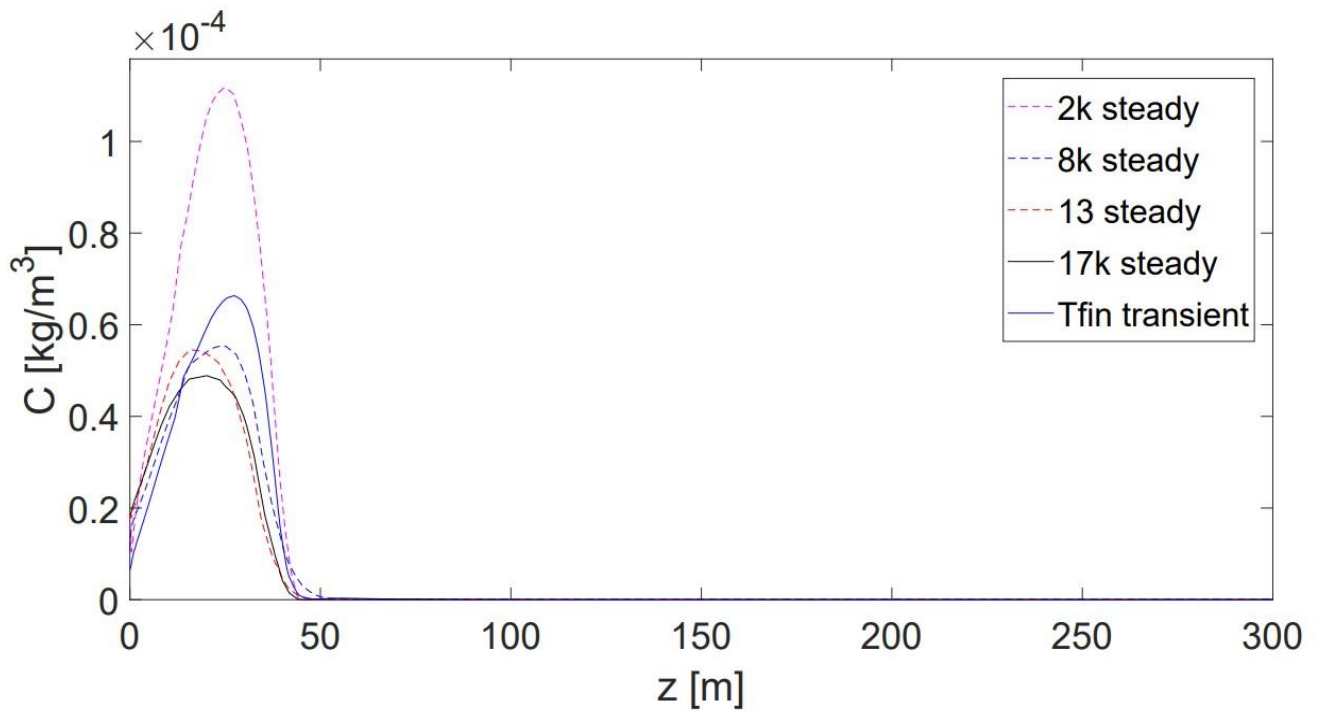


Fig. 5.62: Classe D (steady/transient) - Concentrazioni lungo z a $x = 100$ m

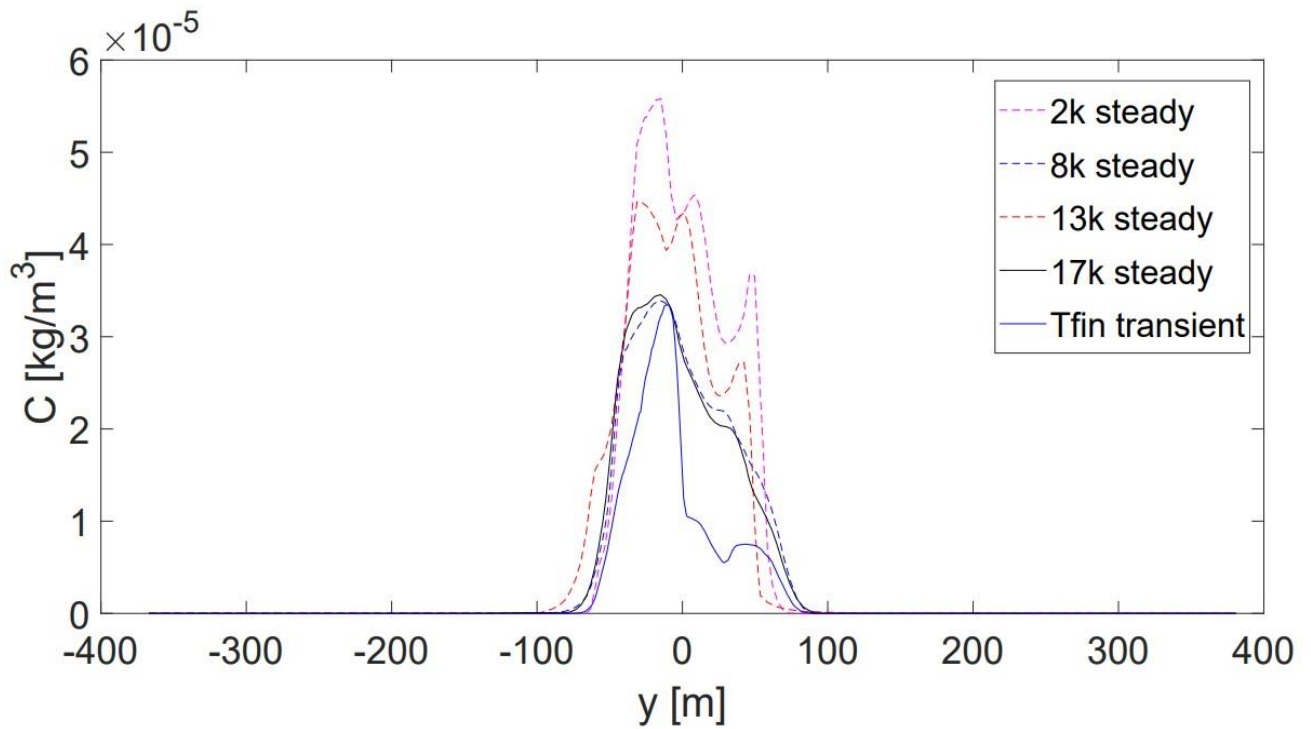


Fig. 5.63: Classe D (steady/transient) - Concentrazioni lungo y a $x = 200$ m

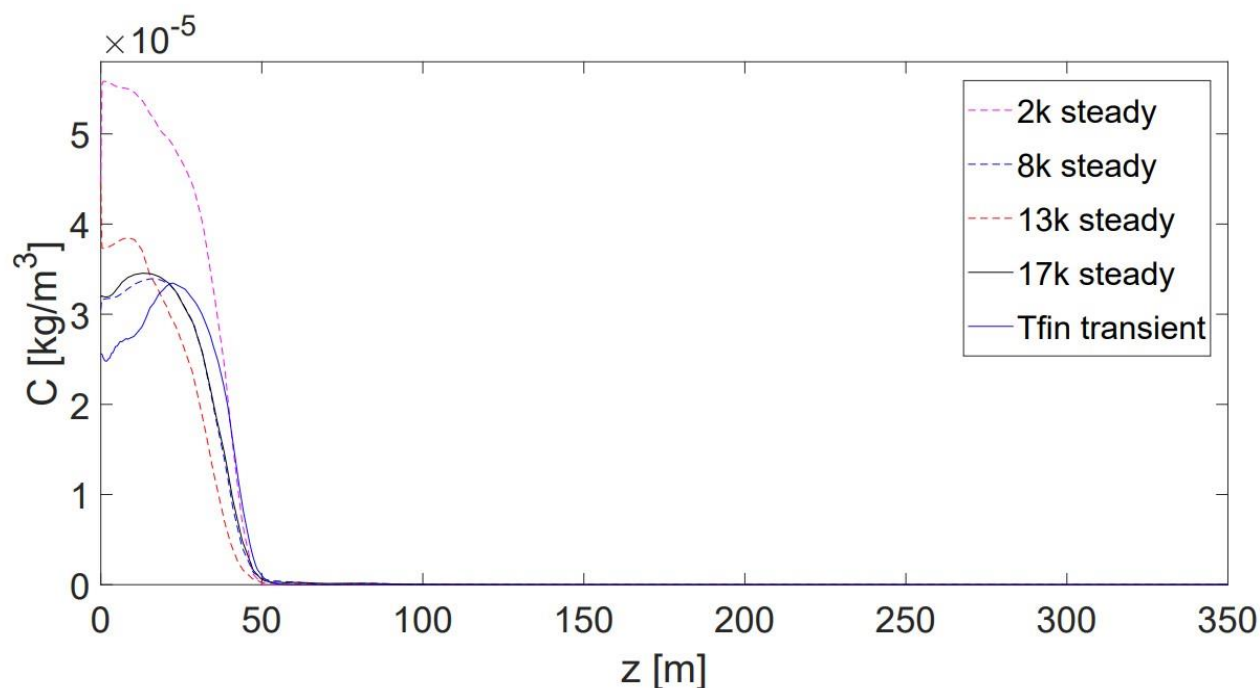


Fig. 5.64: Classe D (steady/transient) - Concentrazioni lungo z a $x = 200$ m

5.3.6 Confronti CFD/Analitiche di classe D

Come per la classe E, si riportano per la classe D:

- il contorno fluidodinamico u_x della velocità lungo x su piano trasverso xz - caso steady
- il contorno fluidodinamico u_x della velocità lungo x su piano trasverso xz - caso transient
- le distribuzioni sui piani yz con $x = 50, 200$ e 400 m dal camino di $u_x(y, z)$ la componente x della velocità, della concentrazione $C(y, z)$ e della portata ottenuta con il prodotto $C(y, z) u_x(y, z)$ - caso steady

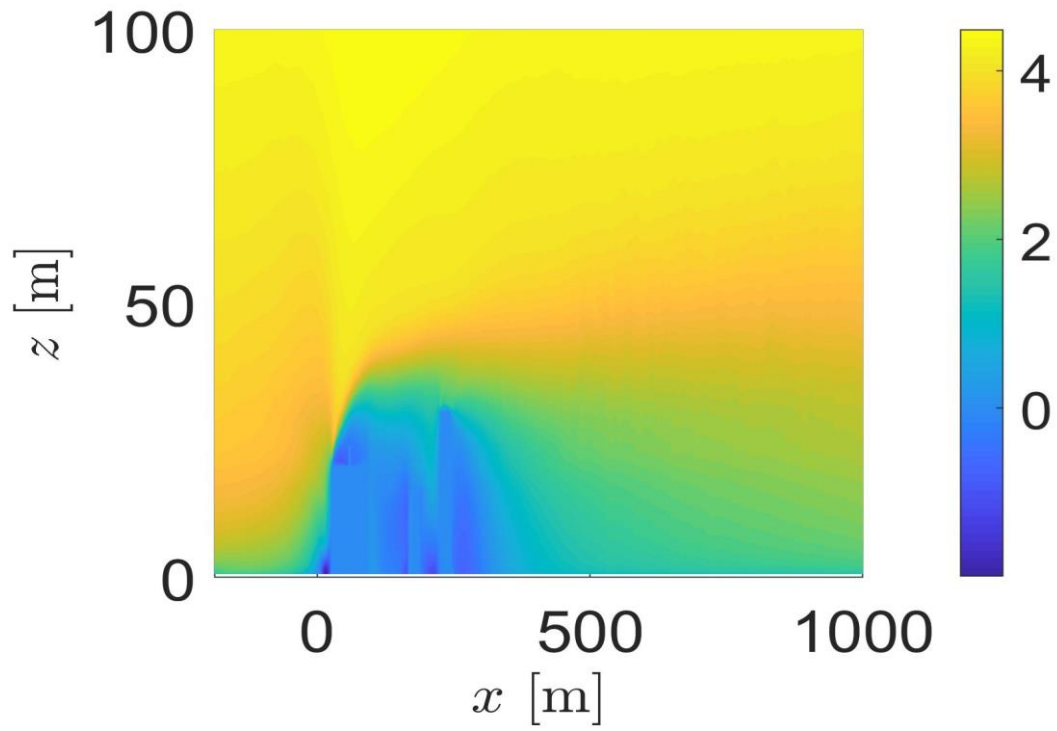


Fig. 5.65: Classe D steady - u_x in m/s su piano xz

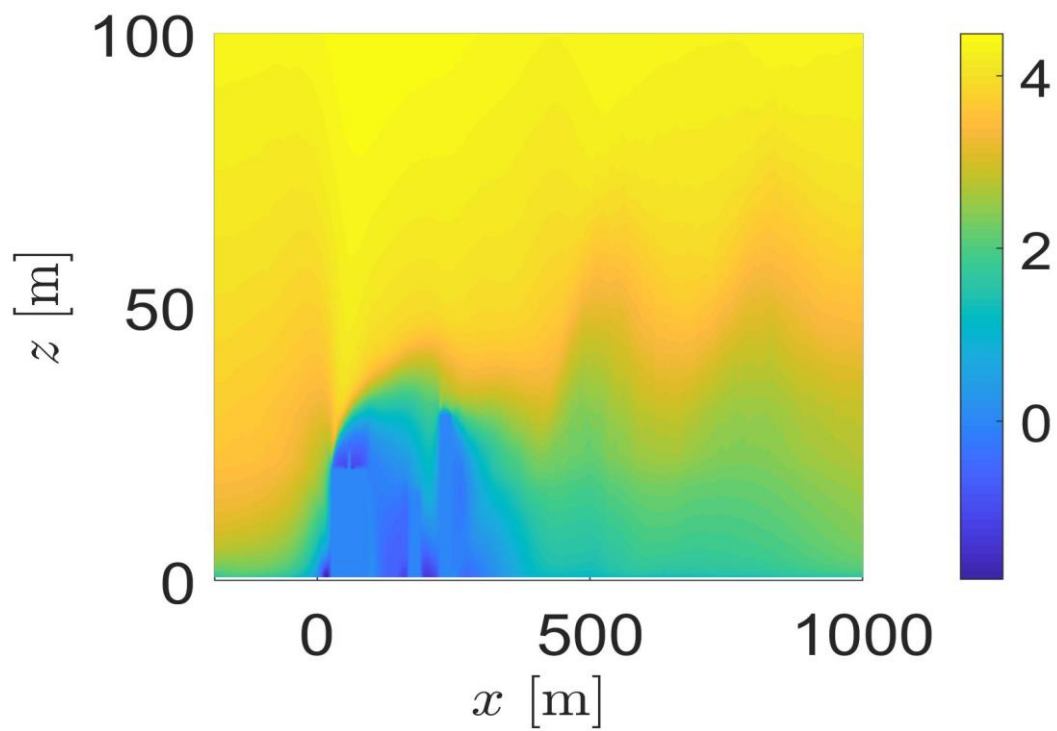
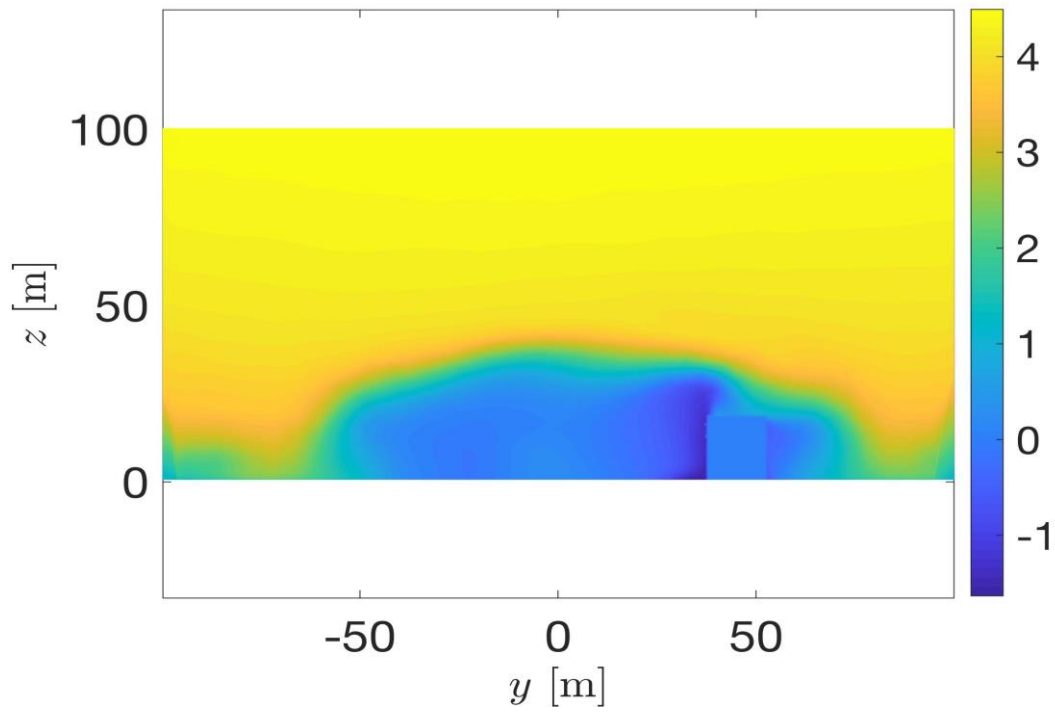
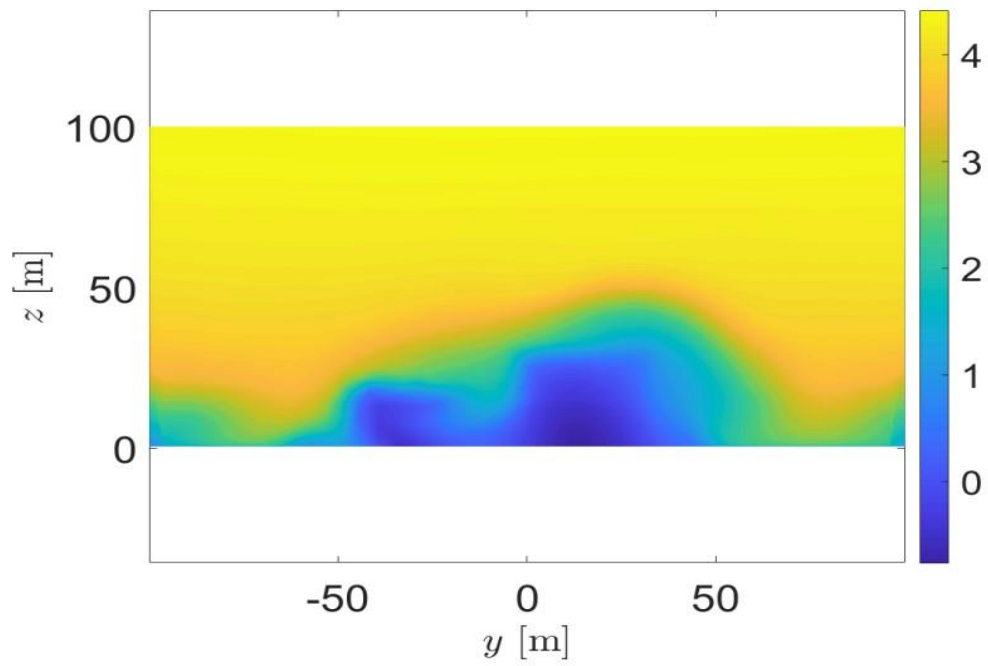
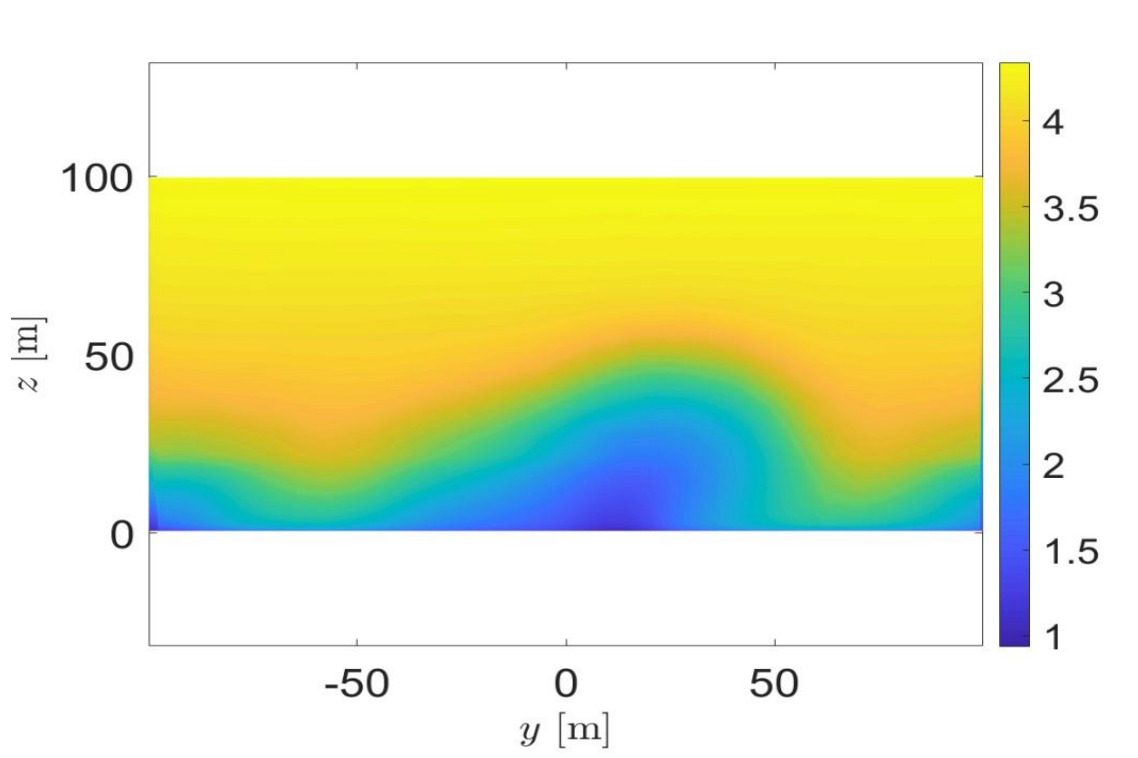
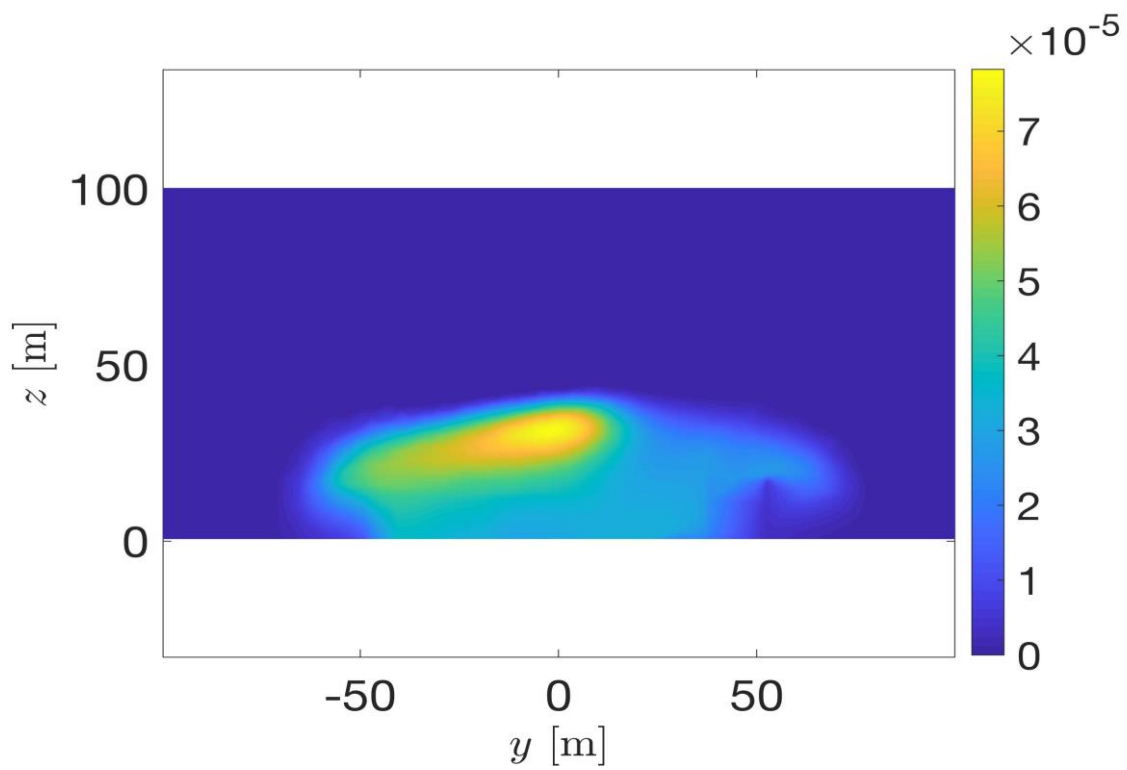
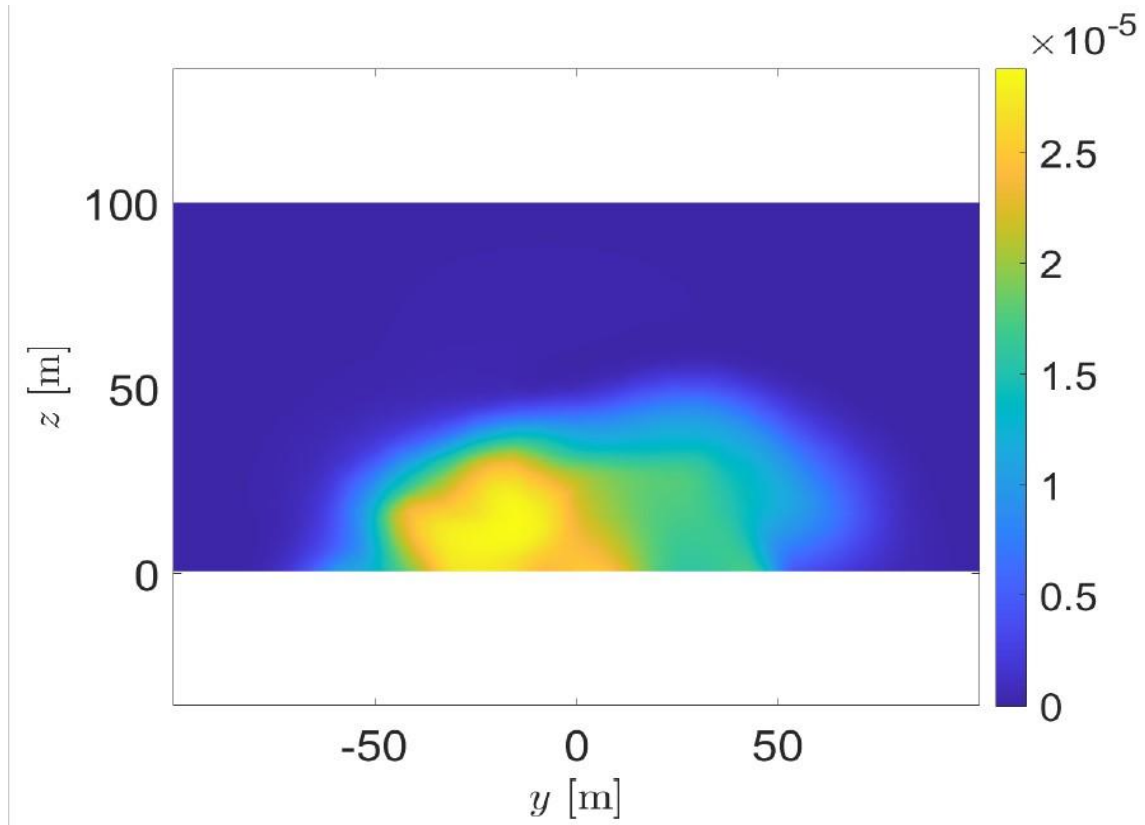
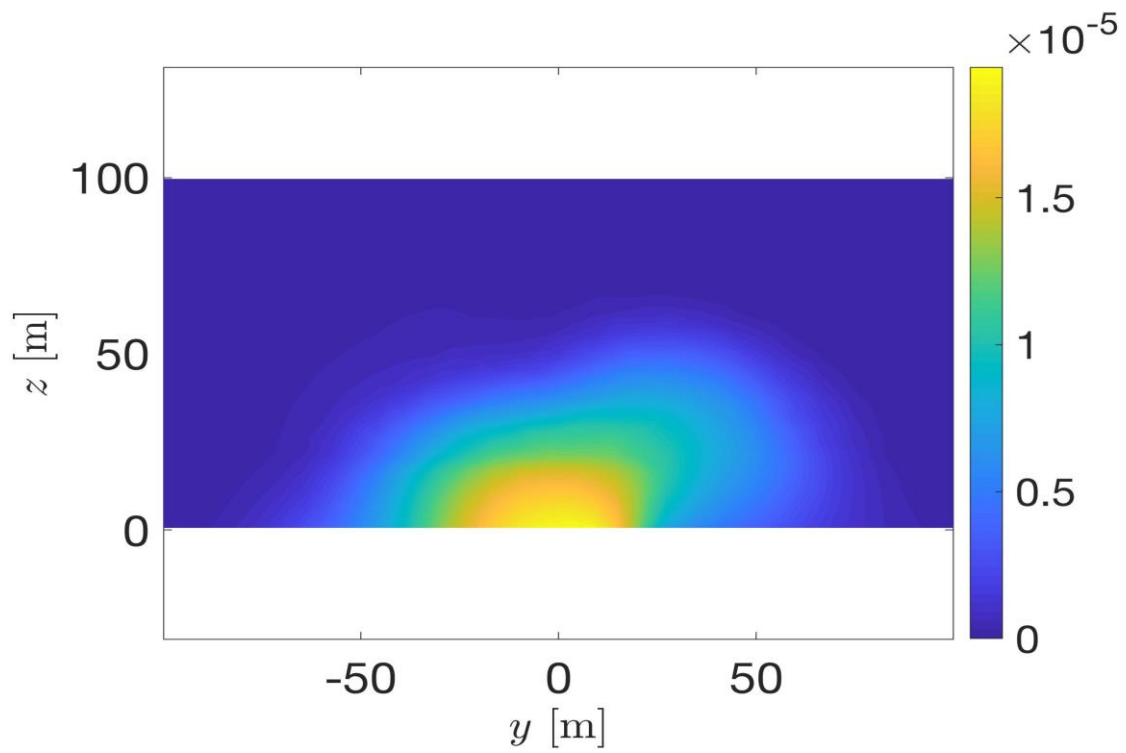


Fig. 5.66: Classe D transient - u_x in m/s su piano xz

Fig. 5.67: Classe D - u_x in m/s a $x = 50$ mFig. 5.68: Classe D - u_x in m/s a $x = 200$ m

Fig. 5.69: Classe D - u_x in m/s a $x = 400$ mFig. 5.70: Classe D - C in kg/m^3 a $x = 50$ m

Fig. 5.71: Classe D - C in kg/m^3 a $x = 200$ mFig. 5.72: Classe D - C in kg/m^3 a $x = 400$ m

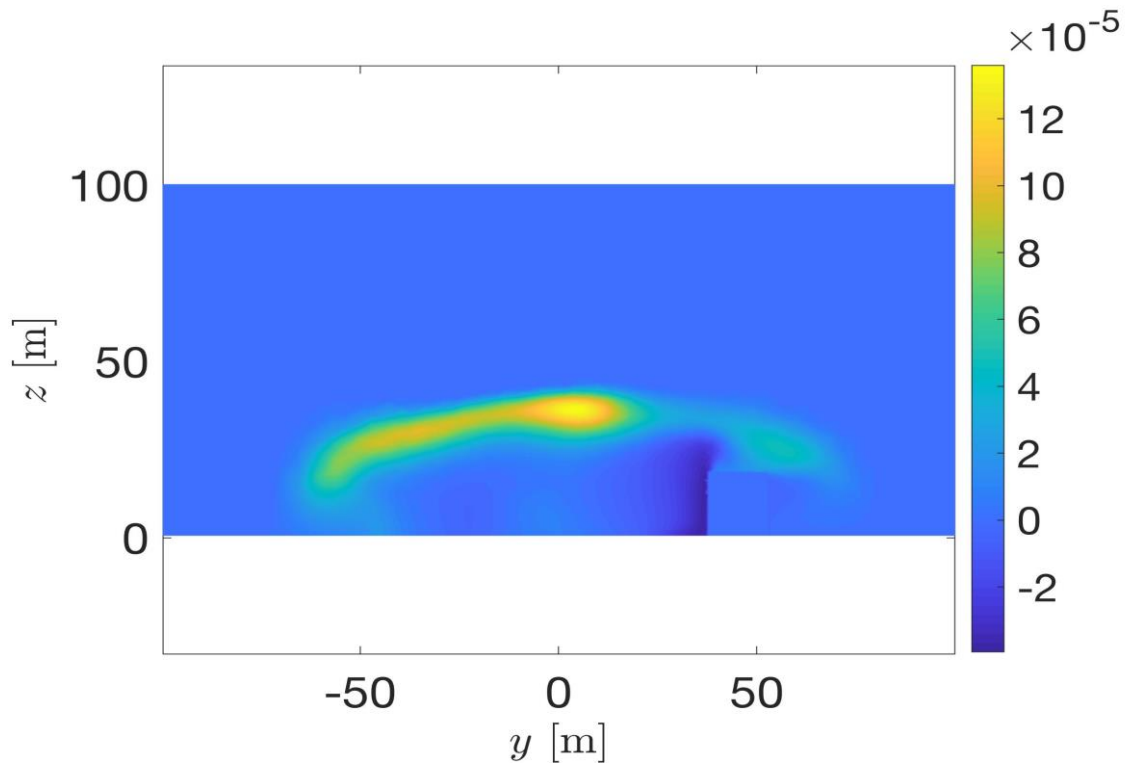


Fig. 5.73: Classe D - *Portata* in $\text{kg/m}^2\text{s}$ a $x = 50$ m

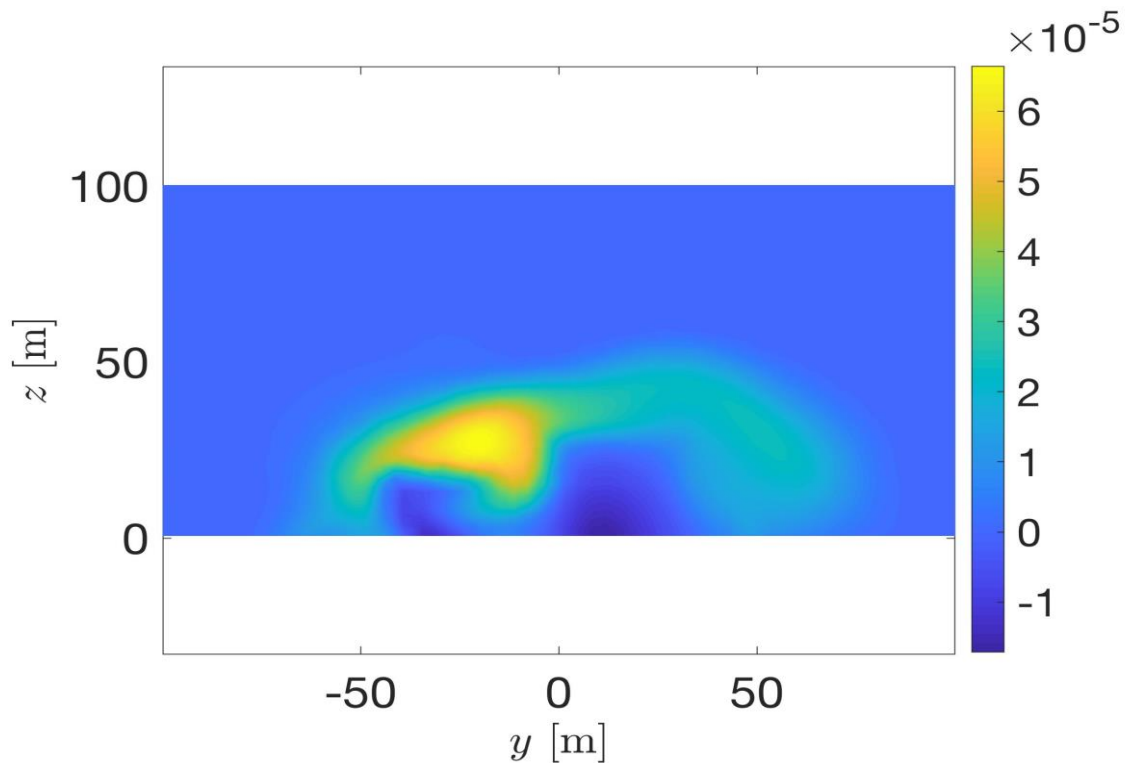


Fig. 5.74: Classe D - *Portata* in $\text{kg/m}^2\text{s}$ a $x = 200$ m

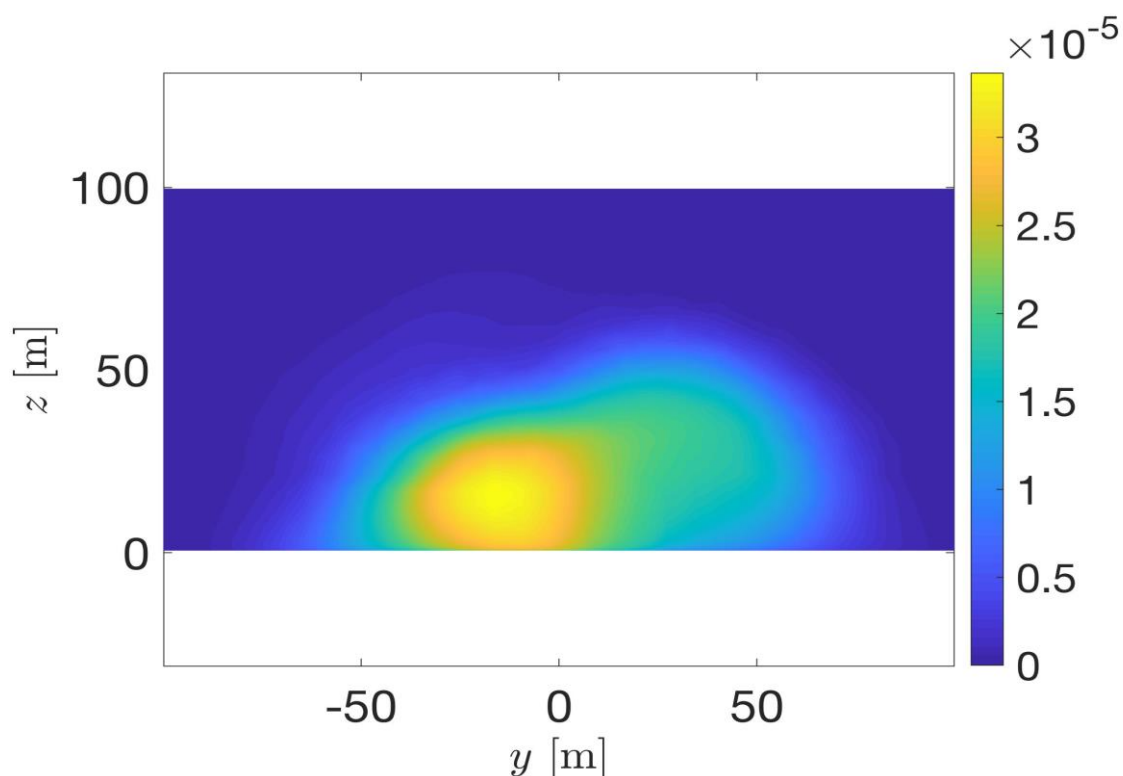


Fig. 5.75: Classe D - *Portata* in $\text{kg/m}^2\text{s}$ a $x = 400$ m

Nei risultati fluidodinamici della classe D steady si evidenzia, come per la classe E:

- 1) Un iniziale retrocedere del plume rispetto all'asse verticale del camino posto a $x = 59.5$ m (si ricorda che il sistema di riferimento in x non è in corrispondenza del camino così come mostrato ad esempio nelle Fig. 5.1 e Fig. 5.2). Ciò è dovuto alla presenza di flussi di ricircolo turbolenti per la presenza di edifici, superfici ed ostacoli. La miscela emessa dal camino, come rappresentato, poi riprende il suo corso nella direzione del vento;
- 2) Uno sviluppo della dinamica CFD del contaminante (come si deduce dai plot di concentrazione e portata sui vari piani yz) condizionato in modo significativo dalla presenza degli edifici anche per questa classe. Nelle figure successive Fig. 5.76 e Fig. 5.77 si può osservare il disallineamento rispetto al modello gaussiano relativo alle distribuzioni di Pasquill e di Huber.

Come già discusso per la classe E le curve di concentrazione CFD e Analitiche sono state rappresentate e confrontate sia nel punto di massimo CFD che del massimo delle Analitiche.

Esempio di disallineamento per la classe D sul piano yz con $x = 200$ m

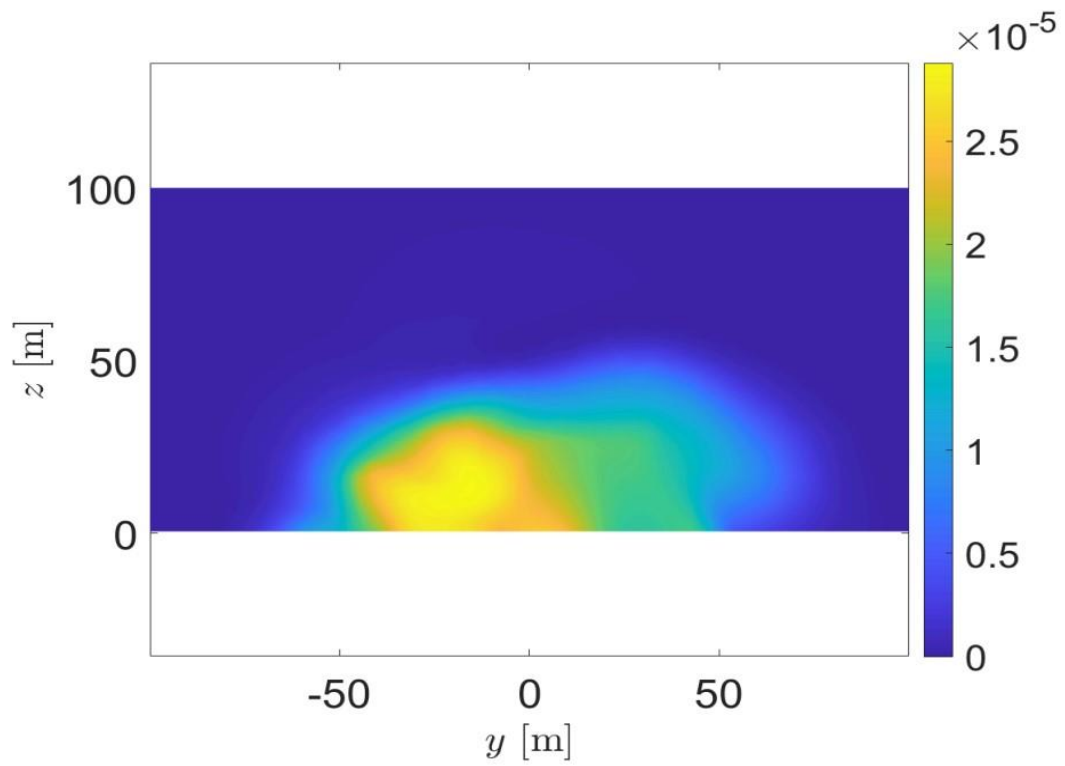


Fig. 5.76: Classe D - Concentrazione CFD in kg/m³

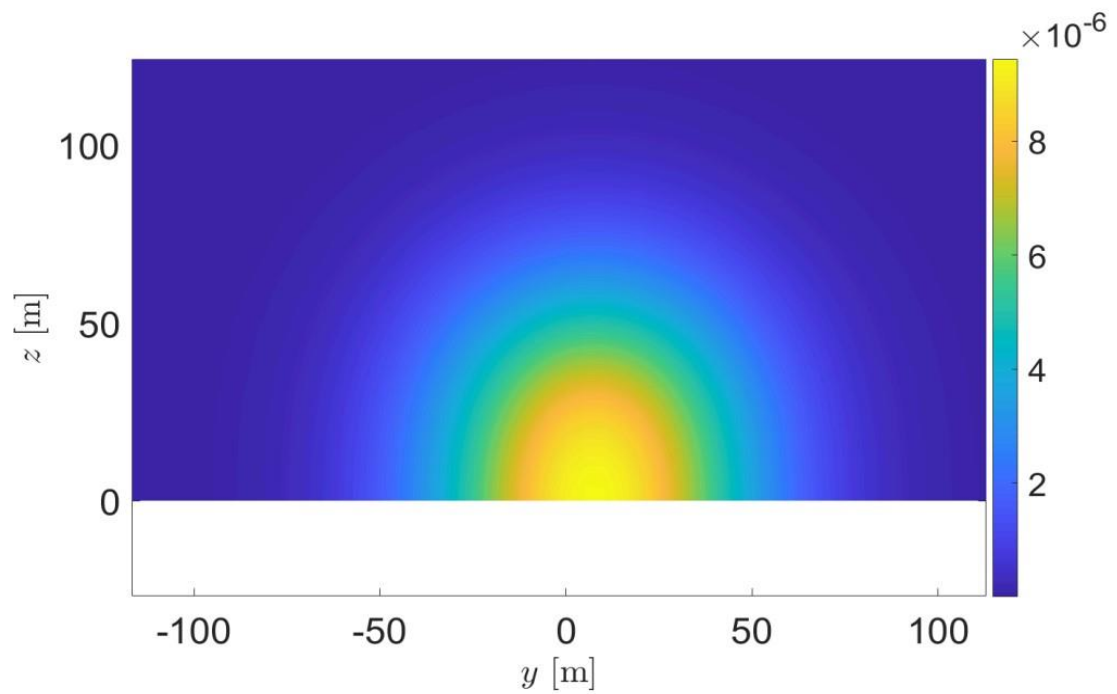


Fig. 5.77: Classe D - Concentrazione di Pasquill in kg/m³

Di seguito i confronti con la metodologia descritta CFD/Analitiche. La simulazione numerica considerata è quella portata convergenza dopo 17k iterazioni.

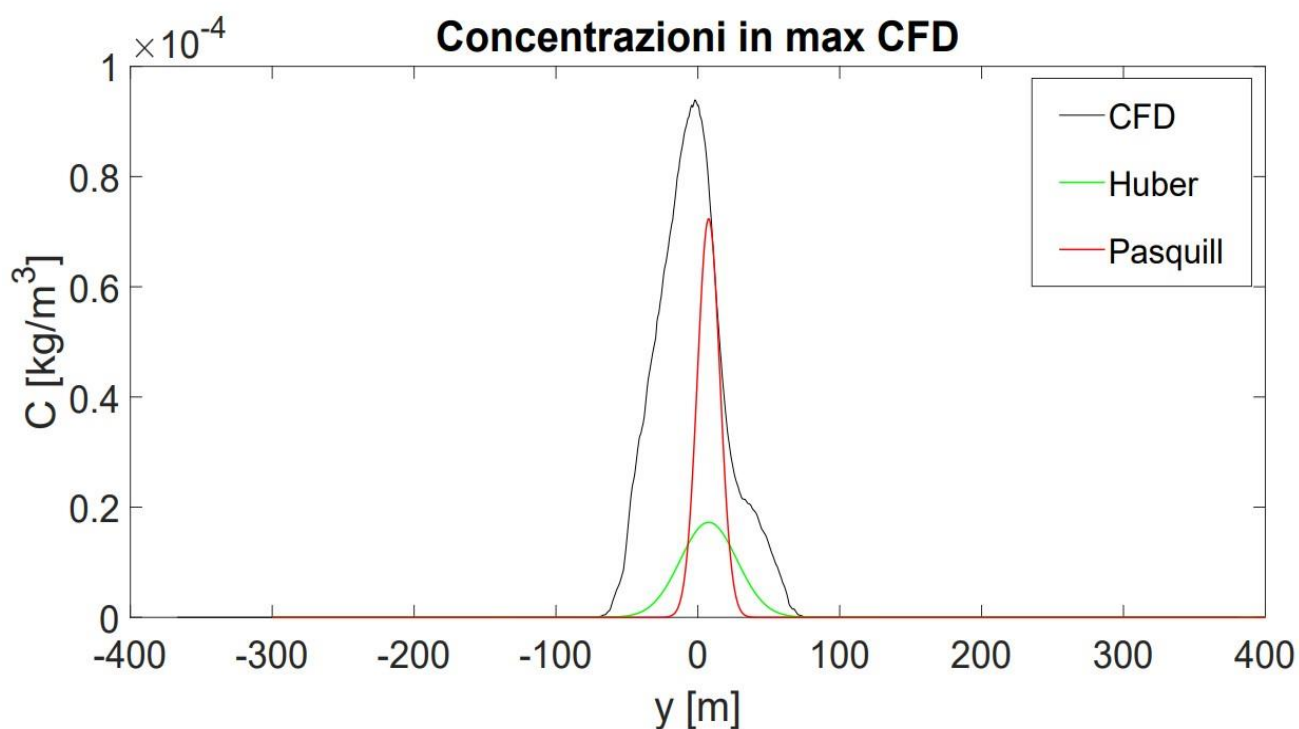


Fig. 5.78: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 50$ m

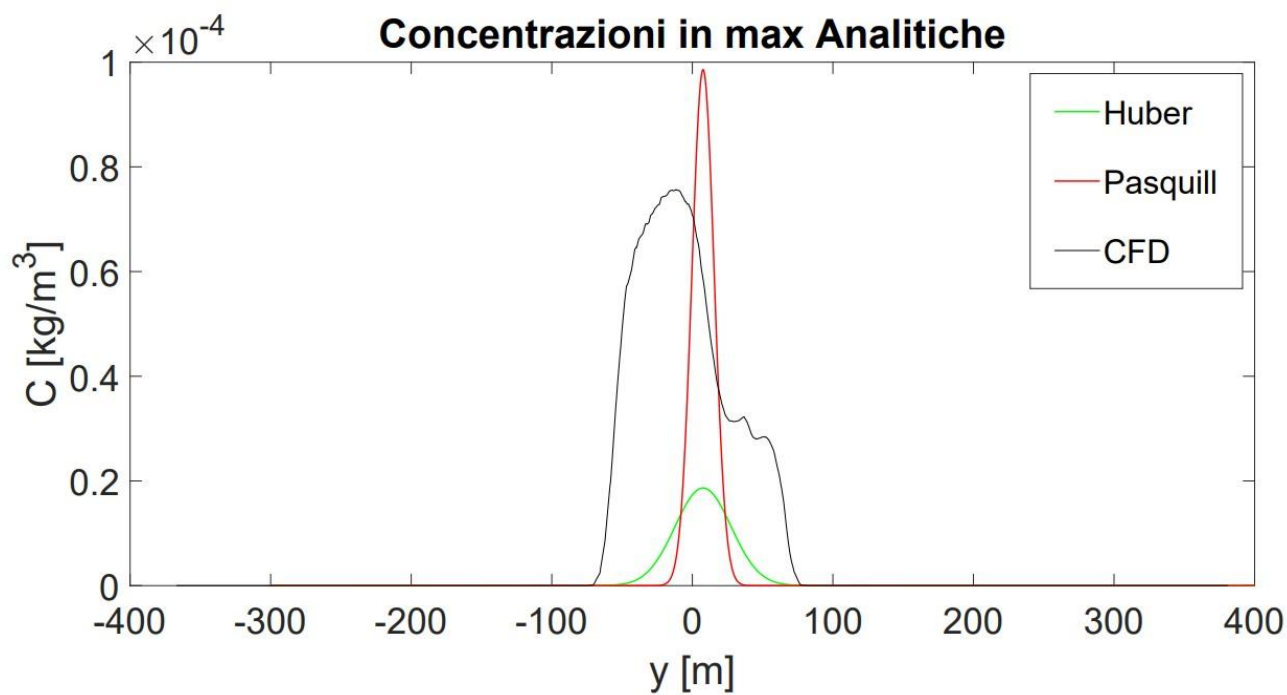
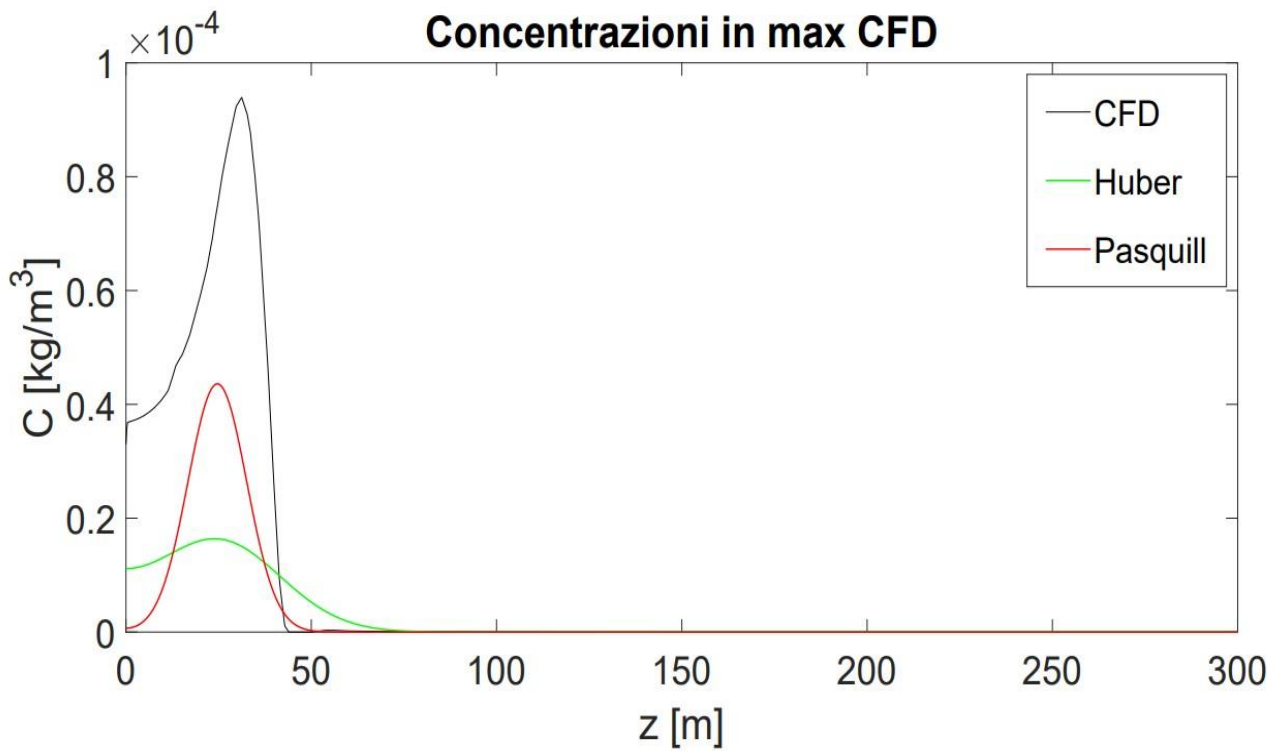
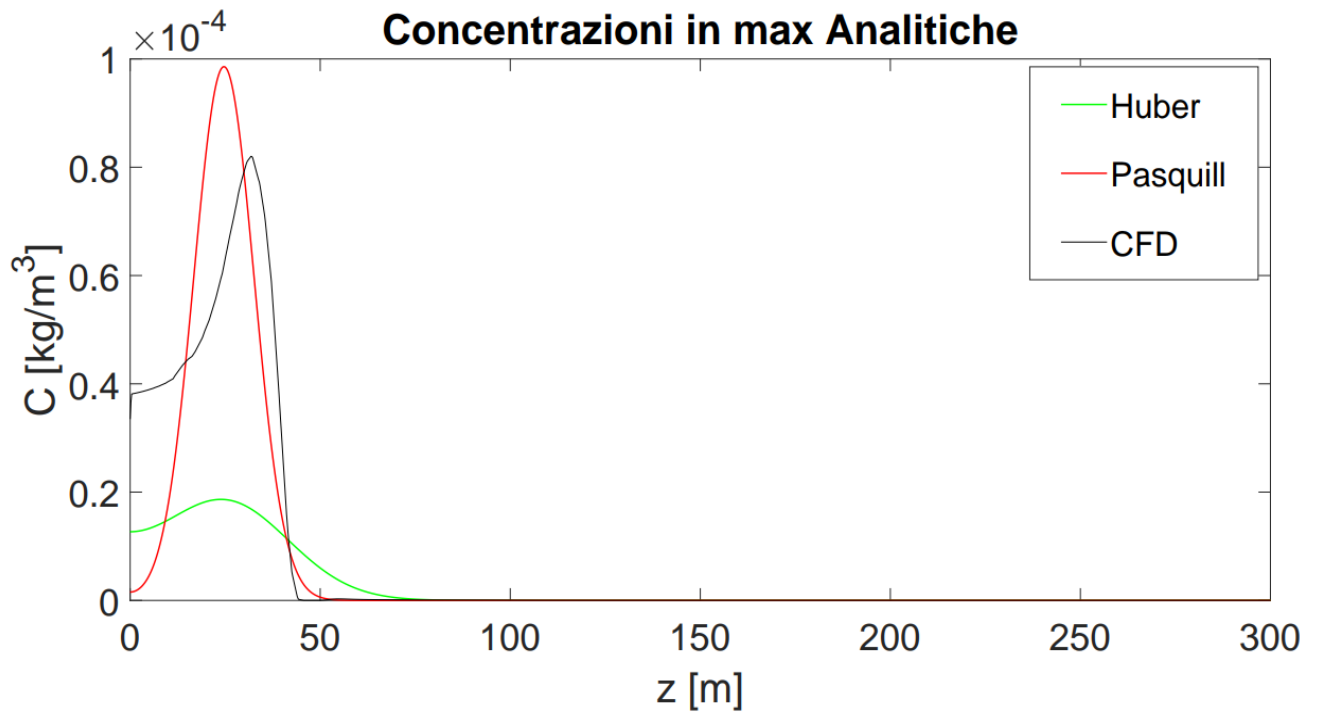
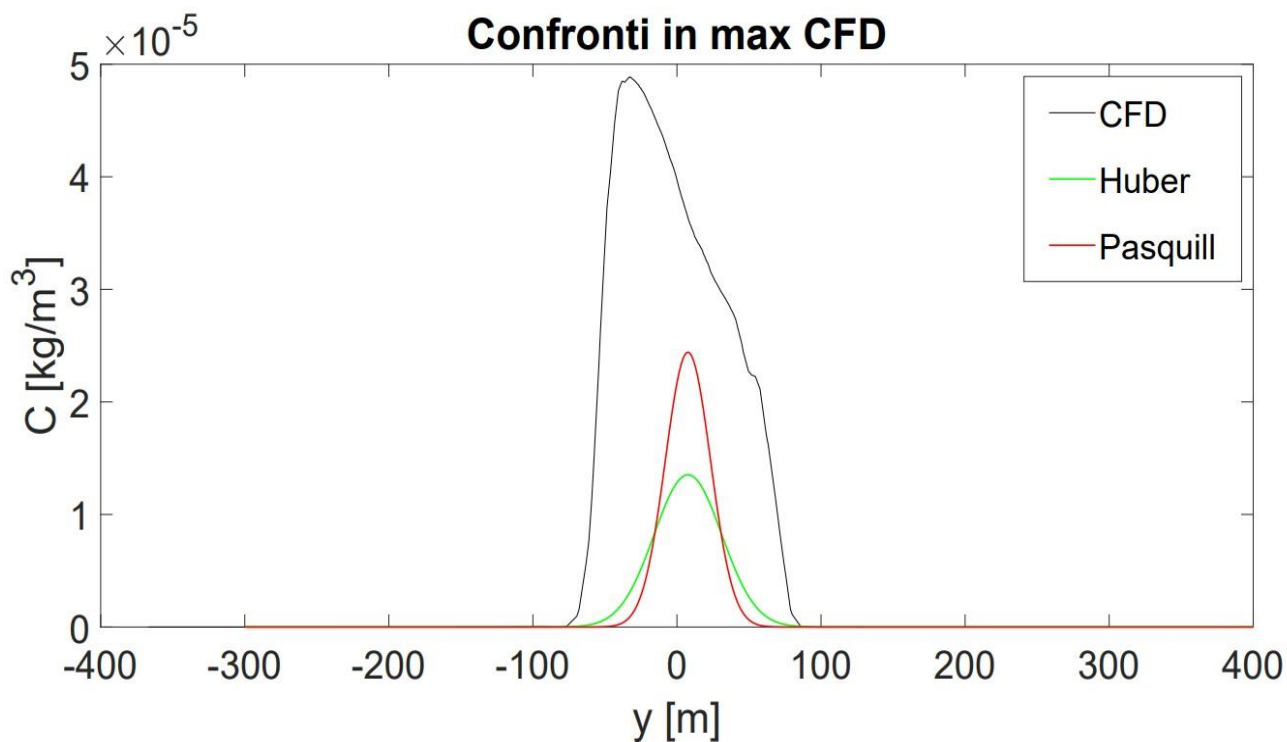
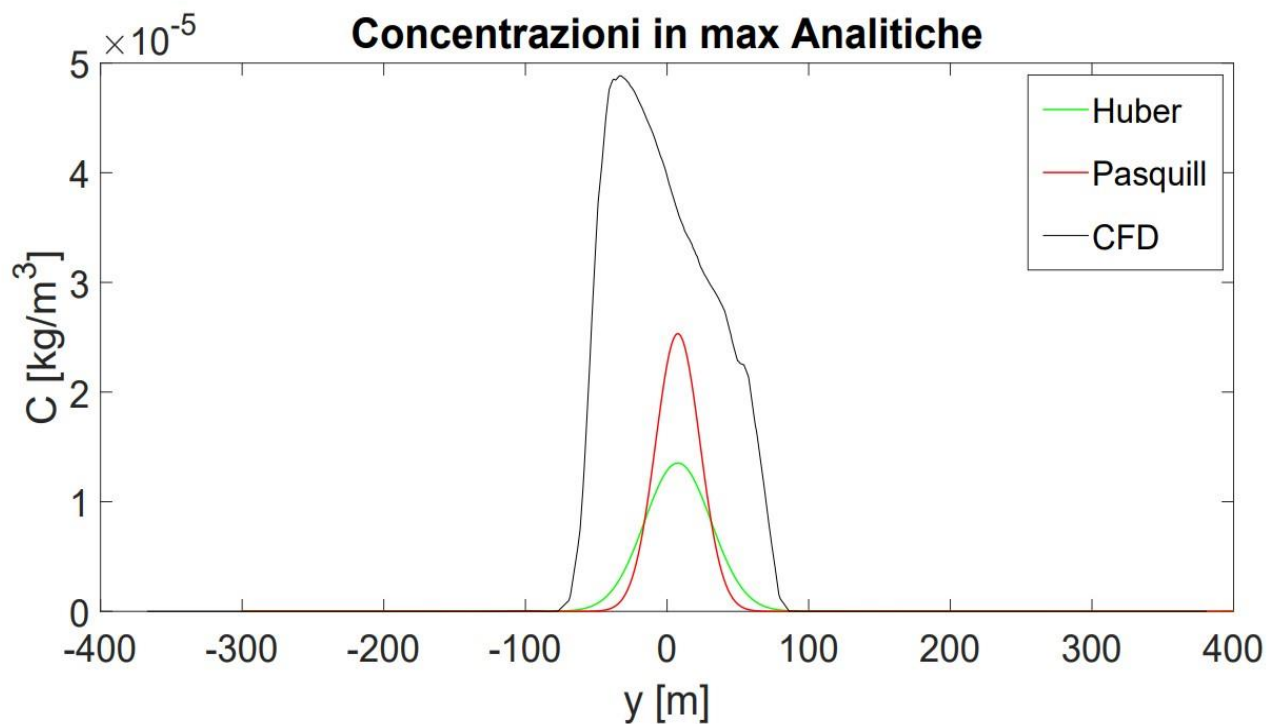


Fig. 5.79: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 50$ m

Fig. 5.80: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 50$ mFig. 5.81: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 50$ m

Fig. 5.82: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 100$ mFig. 5.83: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 100$ m

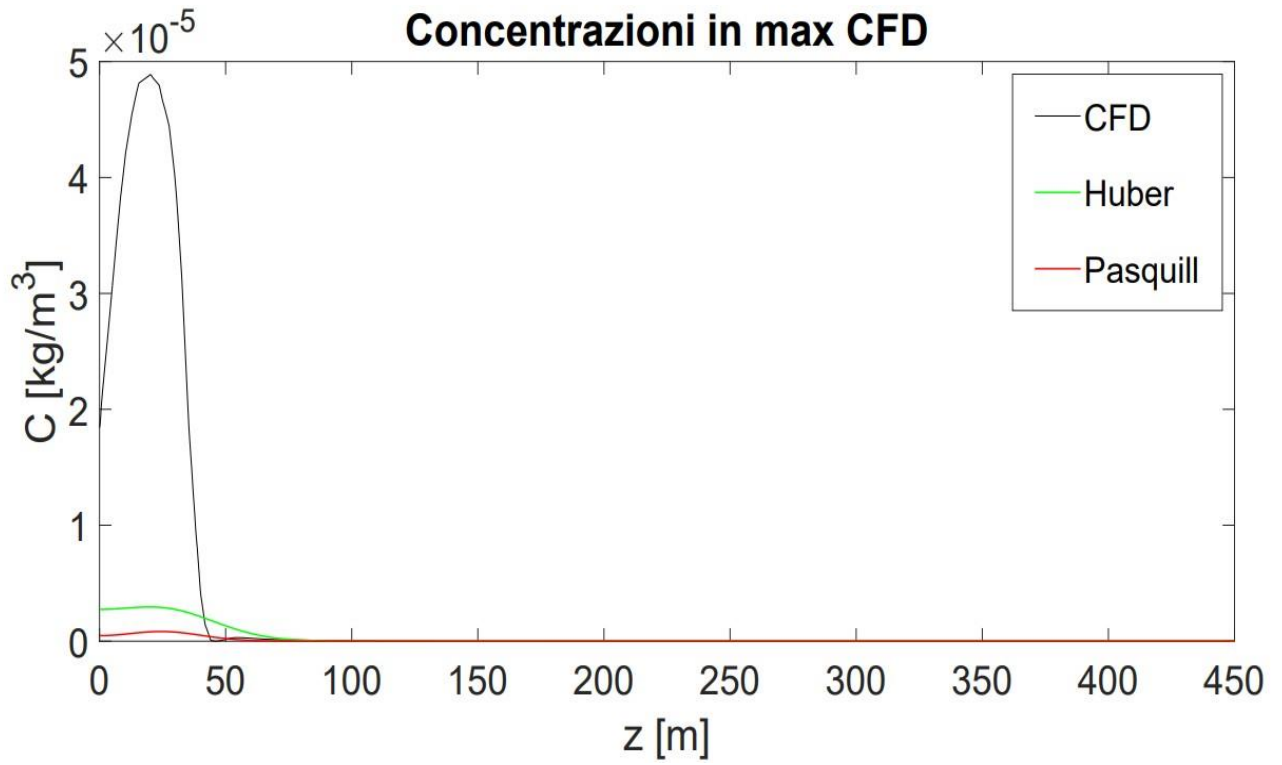


Fig. 5.84: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 100$ m

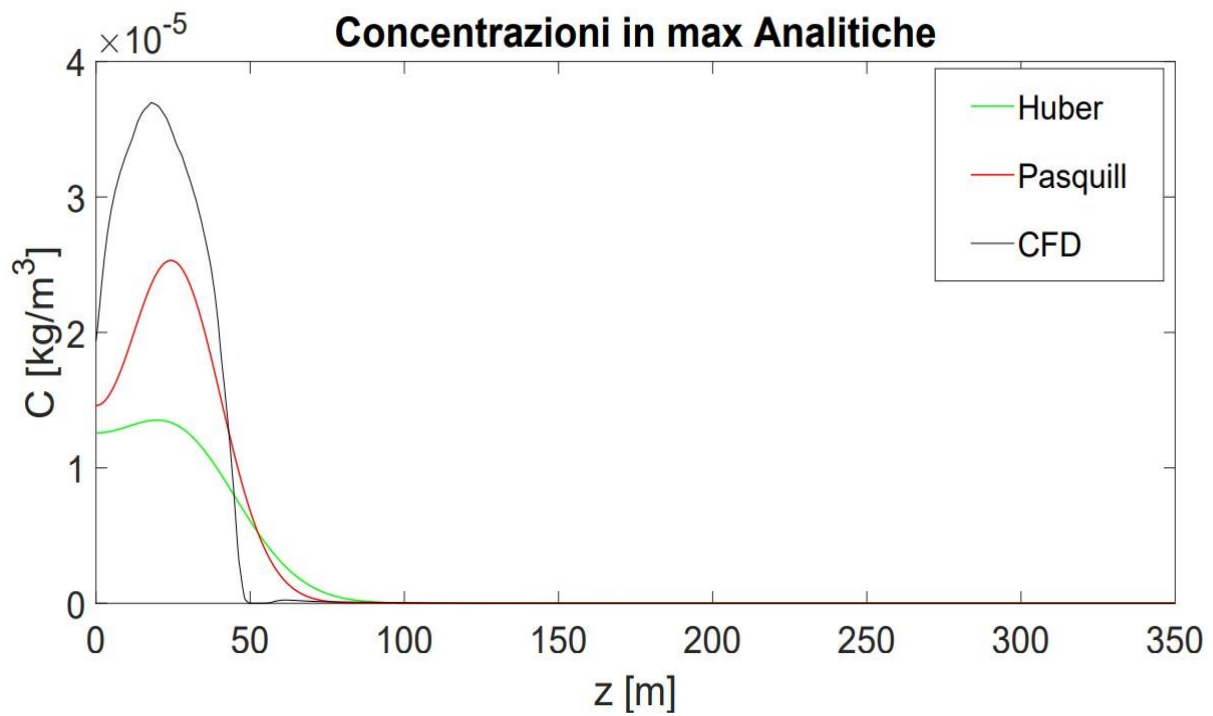


Fig. 5.85: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 100$ m

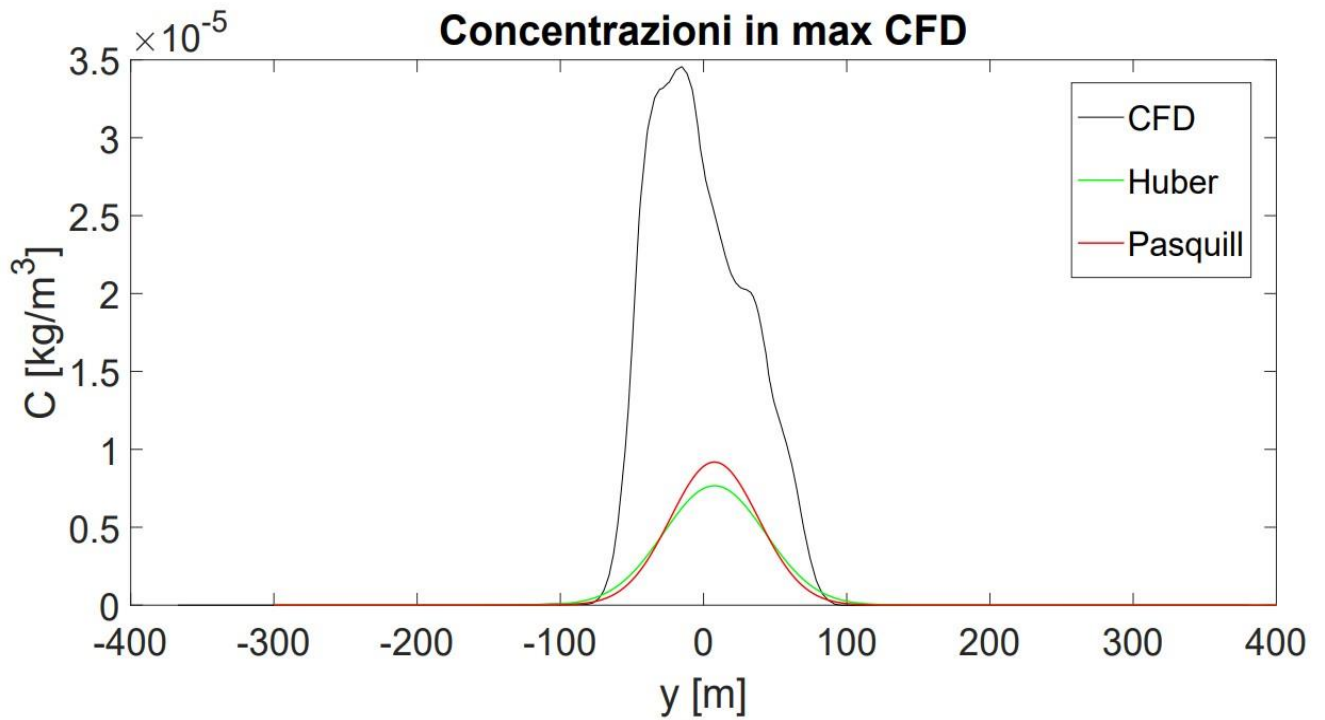


Fig. 5.86: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 200$ m

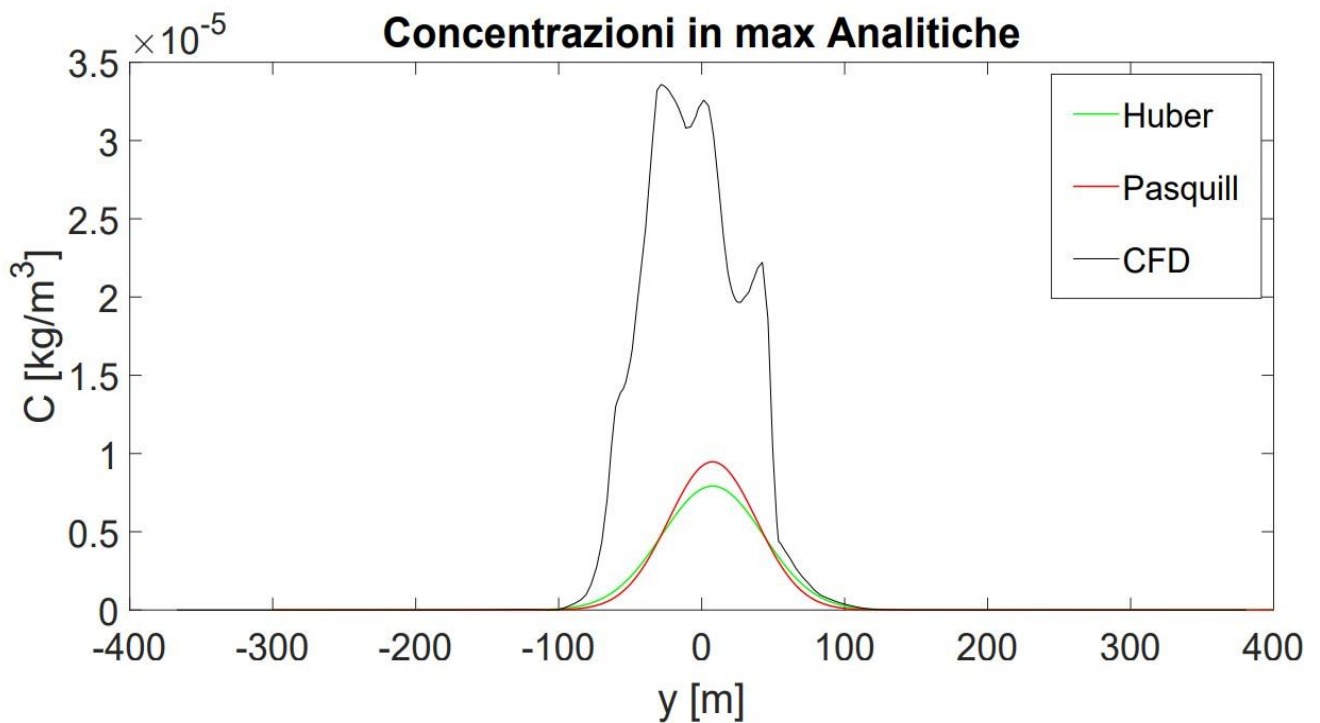


Fig. 5.87: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 200$ m

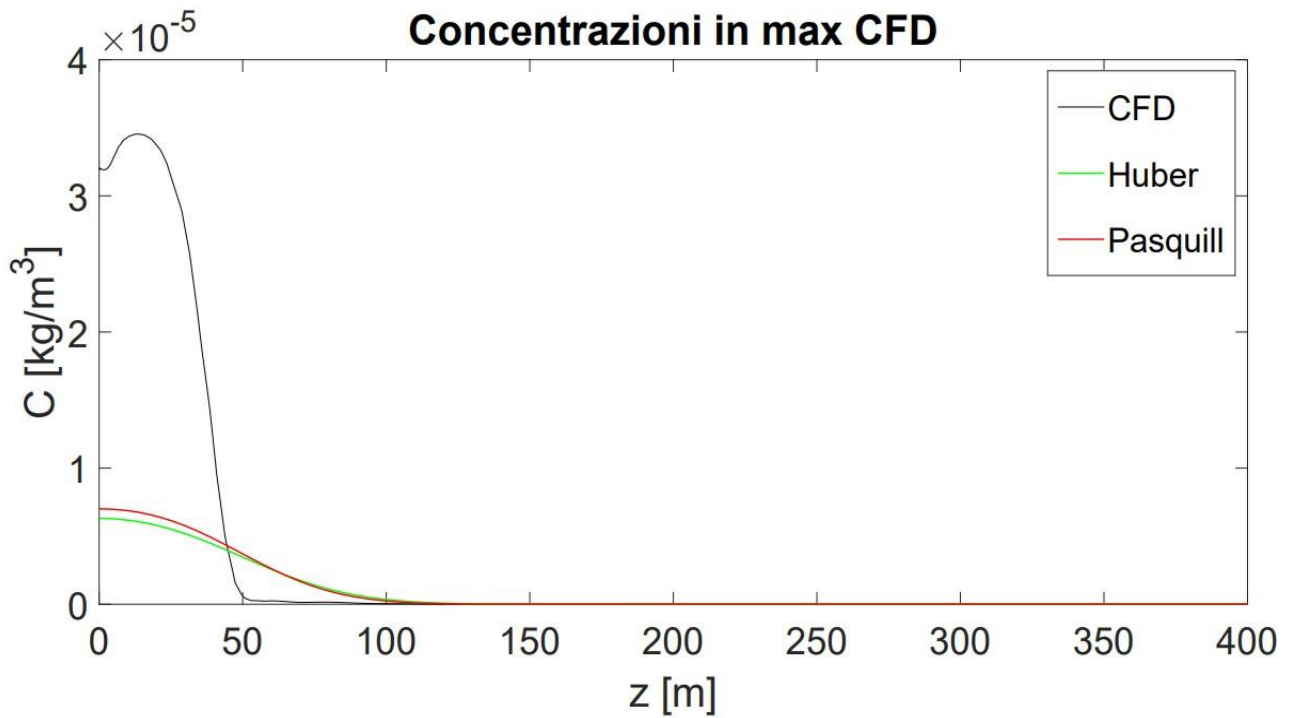


Fig. 5.88: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 200 \text{ m}$

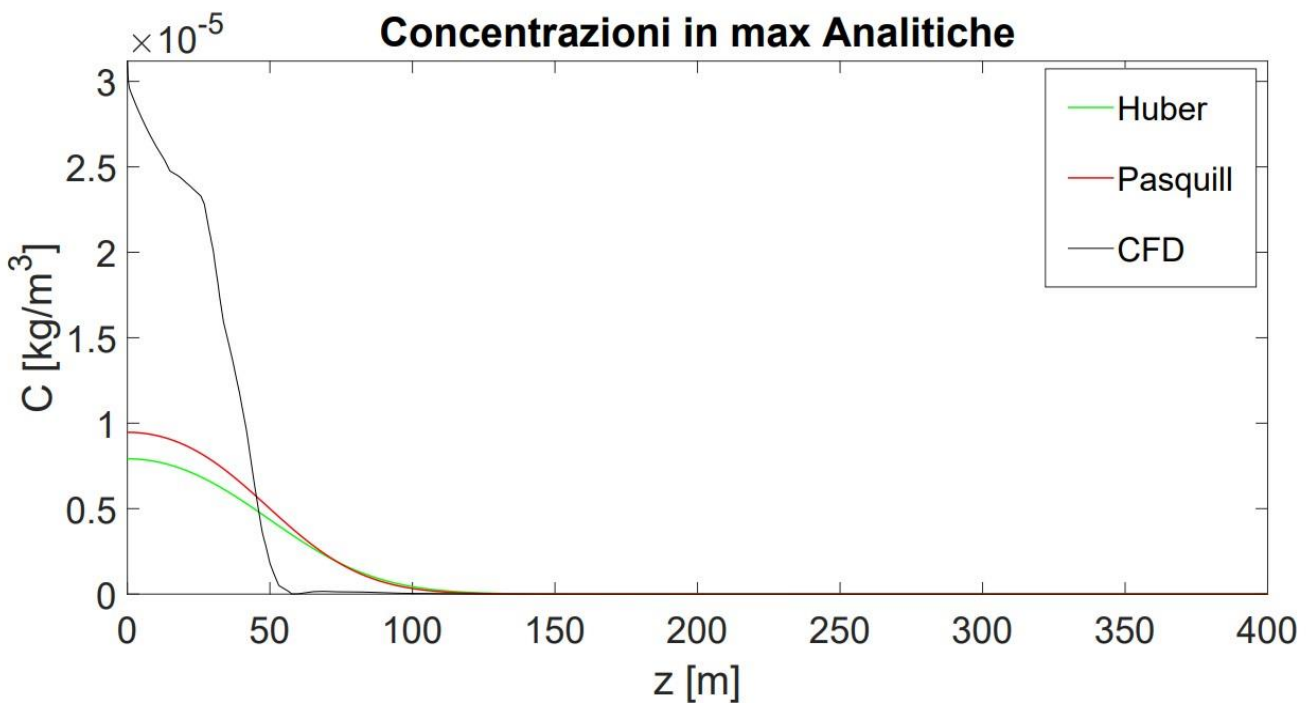
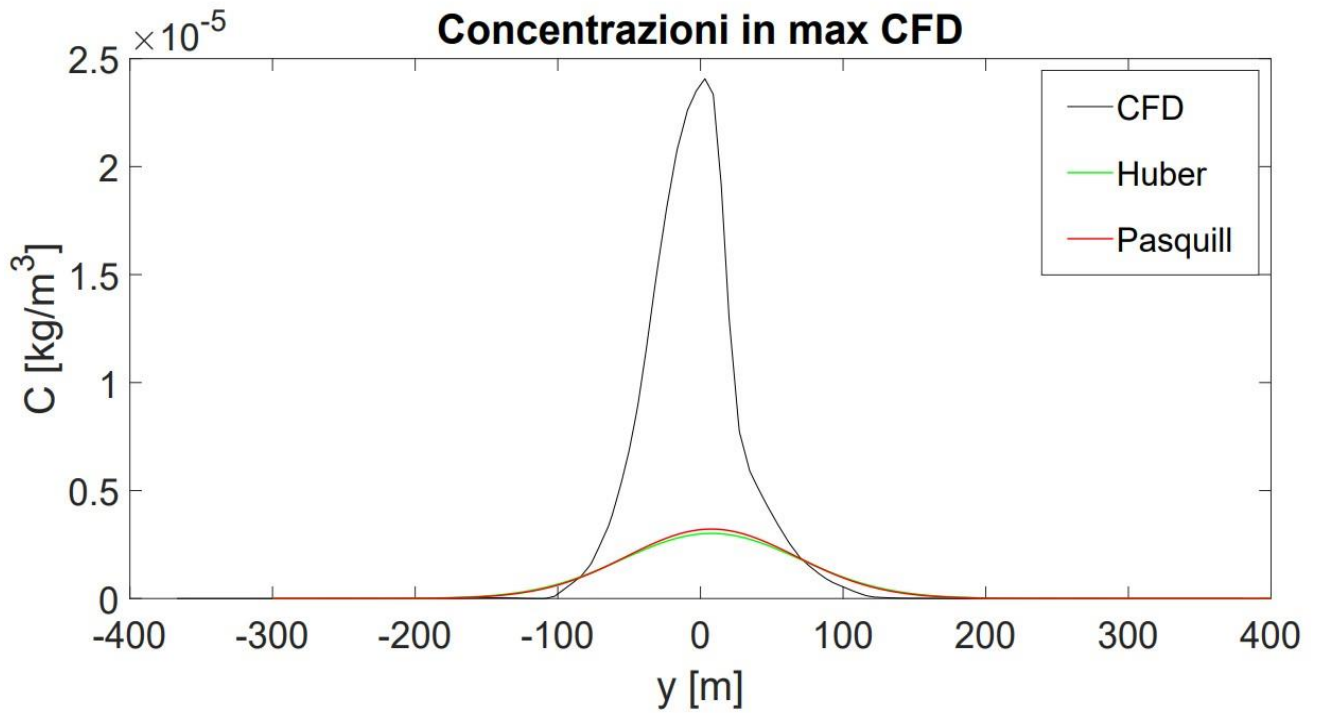
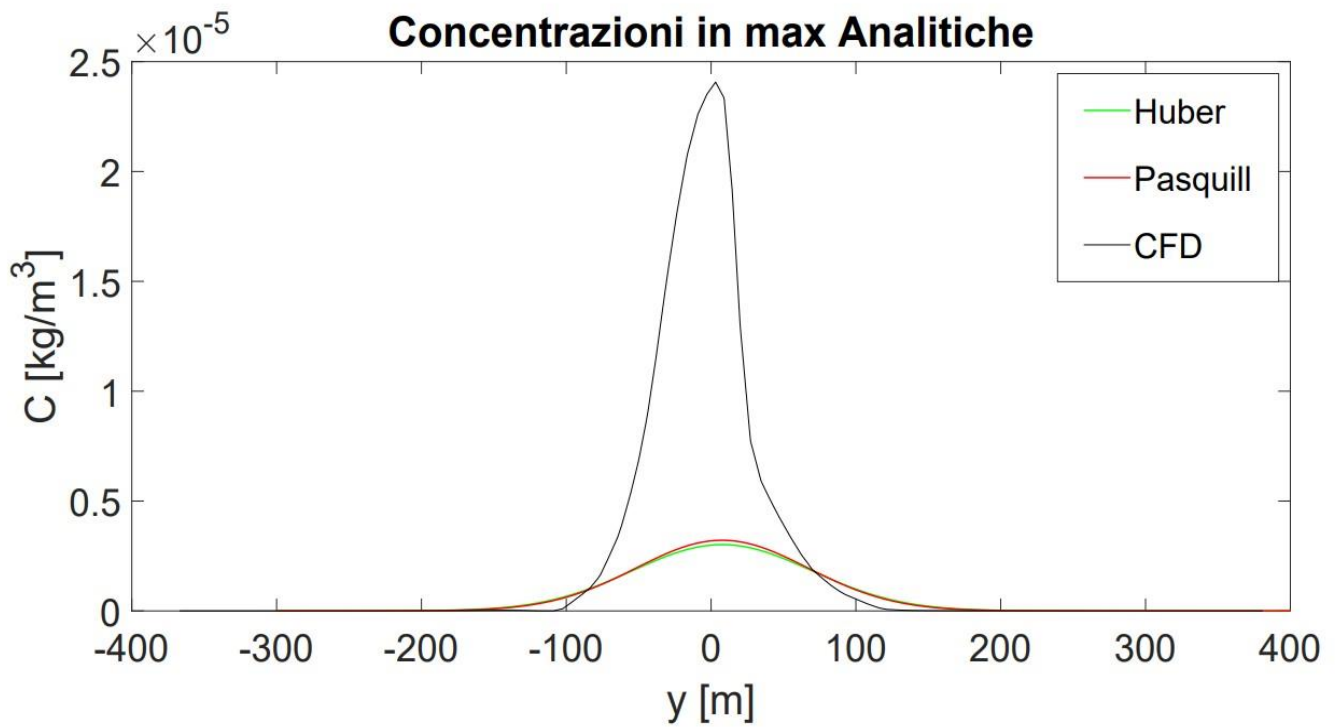
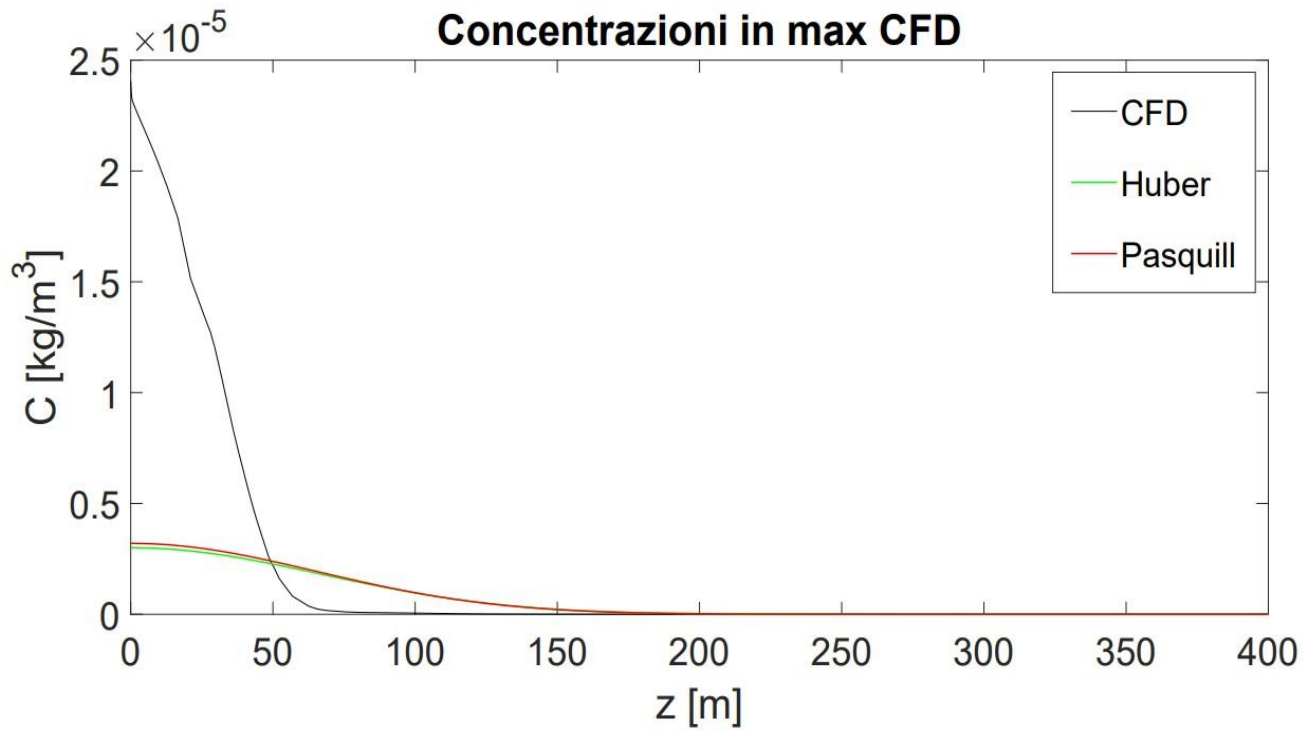
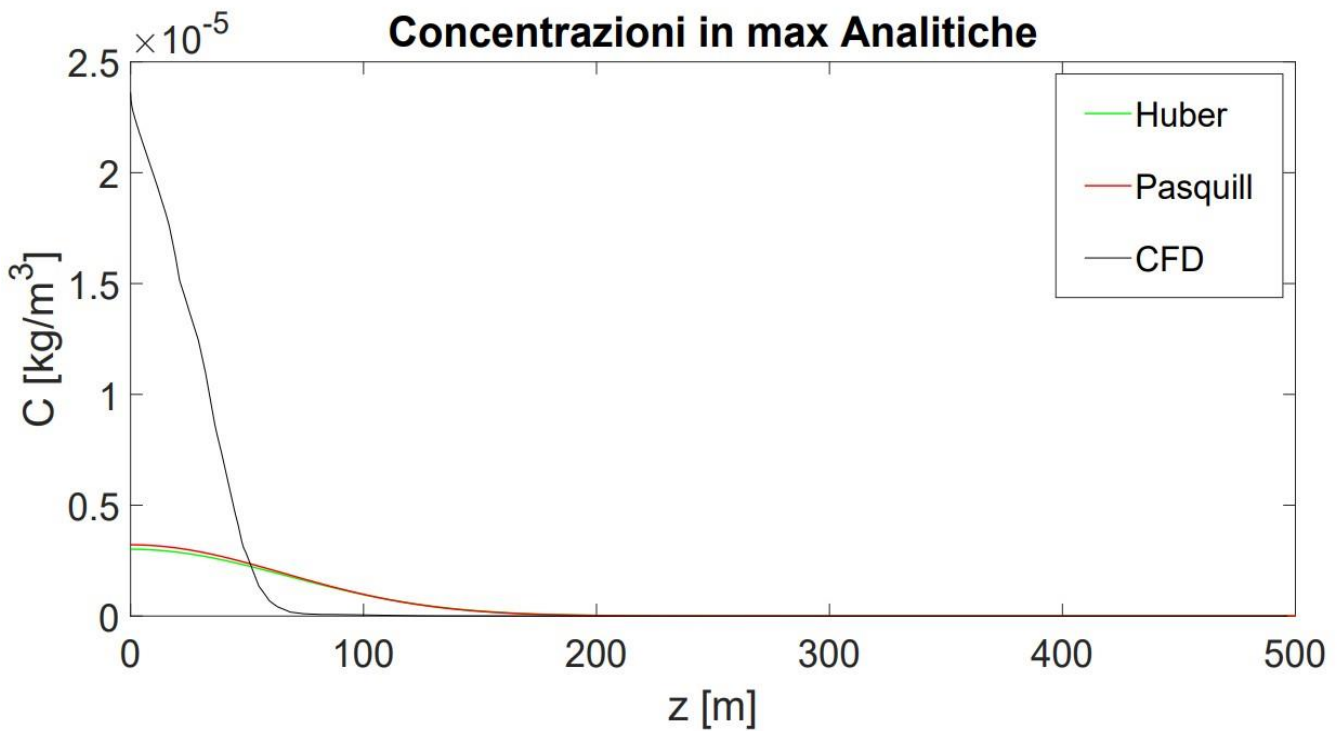


Fig. 5.89: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 200 \text{ m}$

Fig. 5.90: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 400$ mFig. 5.91: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 400$ m

Fig. 5.92: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 400$ mFig. 5.93: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 400$ m

Si precisa che, anche per tale classe di stabilità (D), è stata verificata la conservazione della massa dell'Argon eseguendo gli integrali doppi sulle superfici dei piani yz utilizzando l'equazione (5.1). Si è ottenuto anche in questo caso con ottima approssimazione, sia per le distribuzioni numeriche che per le analitiche, il valore del termine di sorgente assegnato inizialmente pari $Q = 0.14 \text{ kg/s}$.

In questa classe di stabilità i picchi di concentrazione delle analitiche (Pasquill/Huber) sono maggiormente condizionati dal valore della velocità u all'altezza del camino di cui all'equazione (2.1). Infatti il valore utilizzato, ricavato dal profilo MOST implementato all'inflow nelle condizioni al contorno, per la classe D è stato posto pari a $u = 3.6 \text{ m/s}$ (maggiore dell'analogo per la classe E, $u = 2.8 \text{ m/s}$). Nel paragrafo 5.3.7, si dimostrerà che detto valore della velocità lungo x , nella dinamica effettiva sviluppata in CFD, risulta essere nettamente minore con conseguente aumento di tutti i picchi analitici.

5.3.7 Dipendenza delle soluzioni analitiche dalla velocità del vento

Il modello gaussiano, alla base delle distribuzioni di Pasquill e Huber, risulta essere estremamente semplificato, in quanto sviluppa i risultati dinamici nell'ipotesi che permanga costante il valore della velocità del vento (lungo x) all'altezza del camino.

Nelle simulazioni condotte finora tale valore è stato posto pari al valore della velocità corrispondente al profilo MOST all'altezza del camino, in base alla classe di stabilità, introdotto nelle BC dei progetti CFD (precisamente $u = 2.8 \text{ m/s}$ per la classe E e $u = 3.6 \text{ m/s}$ per la classe D). In realtà, come verrà illustrato nel presente paragrafo, tale velocità nella simulazione numerica non si mantiene costante, ciò è conseguenza degli effetti di turbolenza e dei meccanismi di influenza sul plume dovuti alla presenza in geometria reale degli ostacoli.

Sulla base dei risultati CFD ottenuti è stata considerata sui piani yz la componente x della velocità: $u(y, z)$. Per definire le modalità delle rappresentazioni grafiche denominiamo (y_{\max_u}, z_{\max_u}) il punto di massimo sul piano yz della velocità u e (y_{\max_c}, z_{\max_c}) il punto di massimo sul piano yz della concentrazione di Argon.

Nei confronti grafici seguenti i profili con legenda riferita a “ **u (in max u sul piano yz)**” sono

- al variare di z , le funzioni $u(y_{\max_u}, z)$

i profili con legenda riferita a “ **u (in max C sul piano yz)**” sono

- al variare di z , le funzioni $u(y_{\max_C}, z)$

Sono stati poi eseguiti gli integrali doppi di superficie (sui piani yz) per calcolare la media pesata della componente x della velocità rispetto alla concentrazione del contaminante in oggetto (Argon al 5%).

Pertanto vengono presentati:

- ✓ i risultati della componente x della velocità sui piani yz come media pesata rispetto alla concentrazione di Argon;
- ✓ i profili della componente x della velocità non mediata, sui medesimi piani yz in funzione della quota z , sia in max u che in max C (così come stabilito);
- ✓ l’andamento della componente x della velocità media pesata in oggetto al variare della distanza x

Poichè in entrambe le classi E e D il valore derivato dalla teoria MOST risulta essere decisamente maggiore viene eseguito uno studio di sensibilità delle soluzioni di concentrazione analitiche rispetto alla velocità.

I risultati sono confrontati poi con quelli numerici (con alcuni controcalcoli) secondo la metodologia adottata nel presente capitolo: nel punto di massimo CFD e del massimo delle Analitiche.

A seguire i risultati della componente x della velocità sui piani yz come media pesata rispetto alla concentrazione di Argon

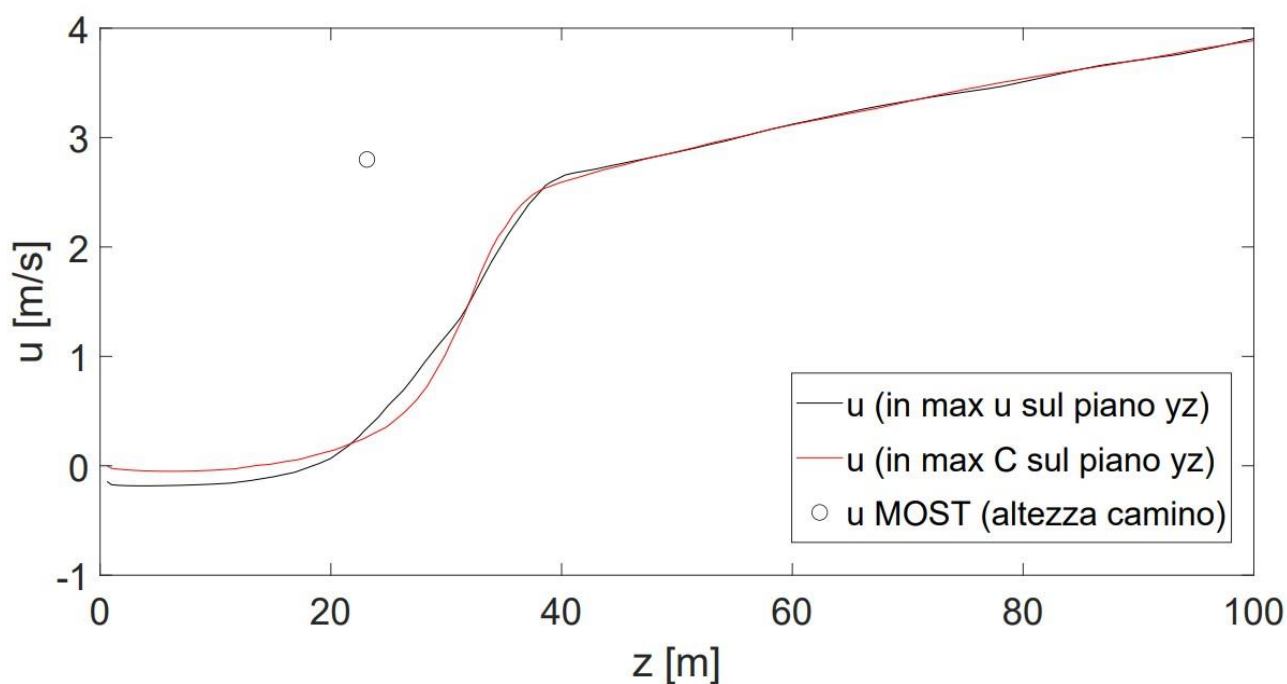
Piano yz	Velocità media pesata (m/s)	Velocità MOST (m/s)
$x = 50$	0.50	2.8
$x = 100$	0.66	2.8
$x = 200$	0.78	2.8
$x = 400$	1.59	2.8

Tab. 5.5: Classe E - Report velocità medie per piano yz

Piano yz	Velocità media pesata (m/s)	Velocità MOST (m/s)
$x = 50$	0.72	3.6
$x = 100$	0.97	3.6
$x = 200$	1.36	3.6
$x = 400$	2.46	3.6

Tab. 5.6: Classe D - Report velocità medie per piano yz

Di seguito si riportano, per ciascuna classe, i profili della componente x della velocità non mediata sui piani yz in funzione della quota z con le modalità specificate. A conclusione si presenta l'andamento della componente x della velocità media pesata in oggetto al variare di x .

Fig. 5.94: Classe E - Profili della componente x della velocità lungo z sul piano yz a $x = 50$ m

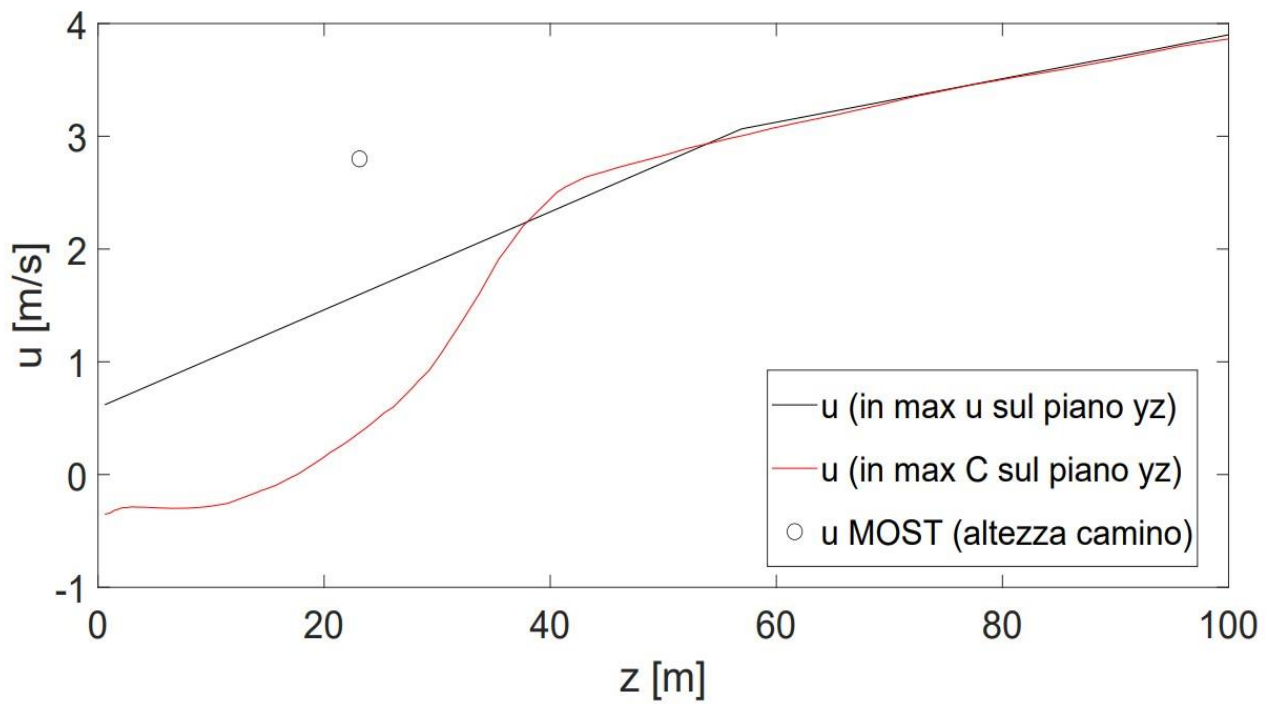


Fig. 5.95: Classe E - Profili della componente x della velocità lungo z sul piano yz a $x = 100$ m

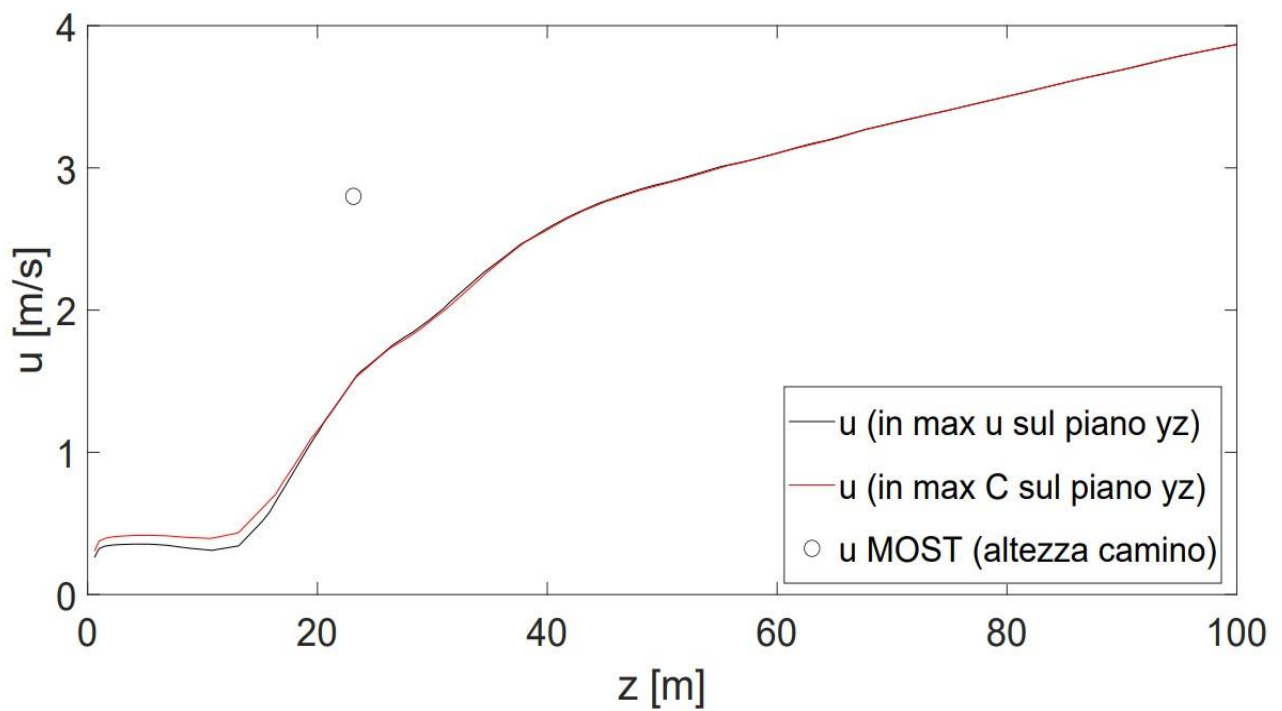


Fig. 5.96: Classe E - Profili della componente x della velocità lungo z sul piano yz a $x = 200$ m

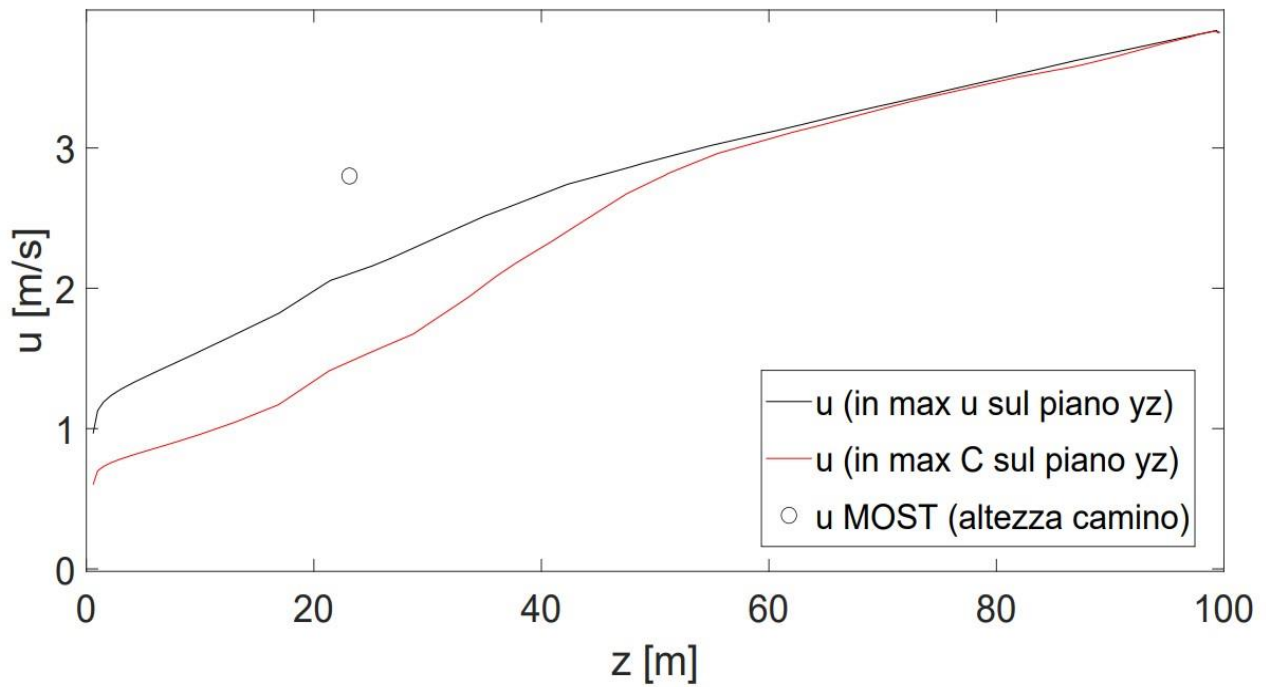


Fig. 5.97: Classe E - Profili della componente x della velocità lungo z sul piano yz a $x = 400$ m

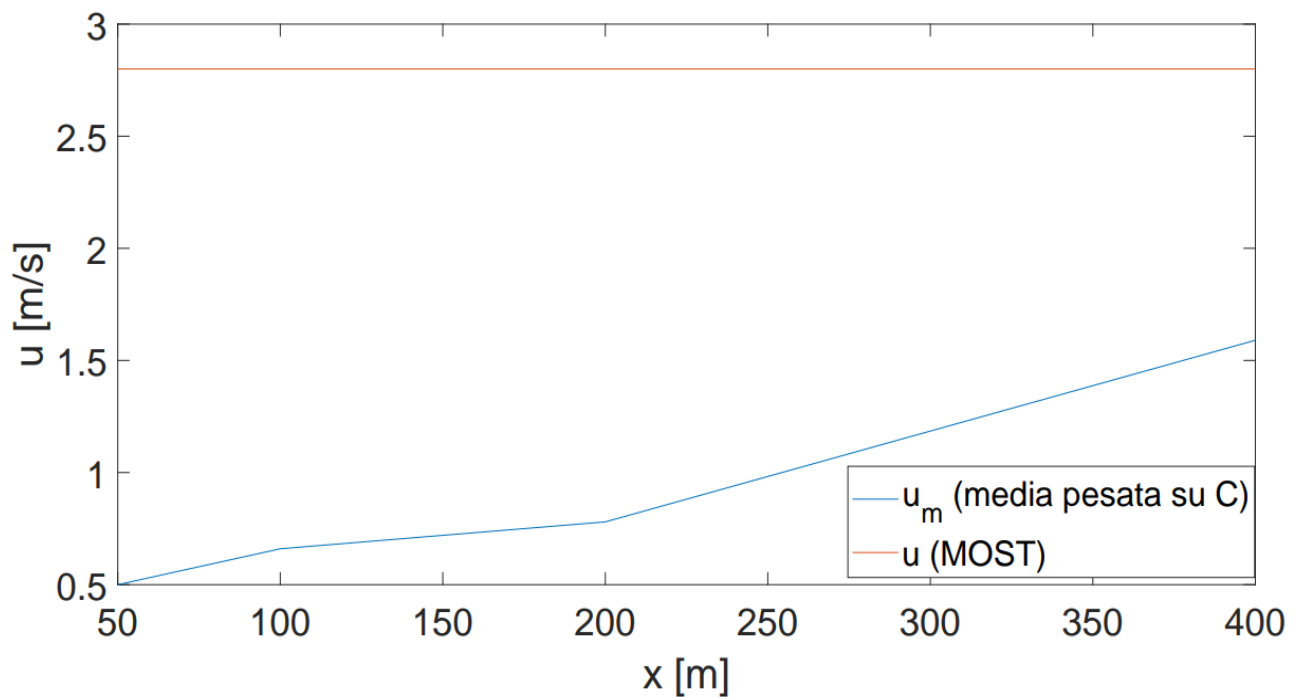


Fig. 5.98: Classe E - Andamento della componente x della velocità media pesata al variare di x

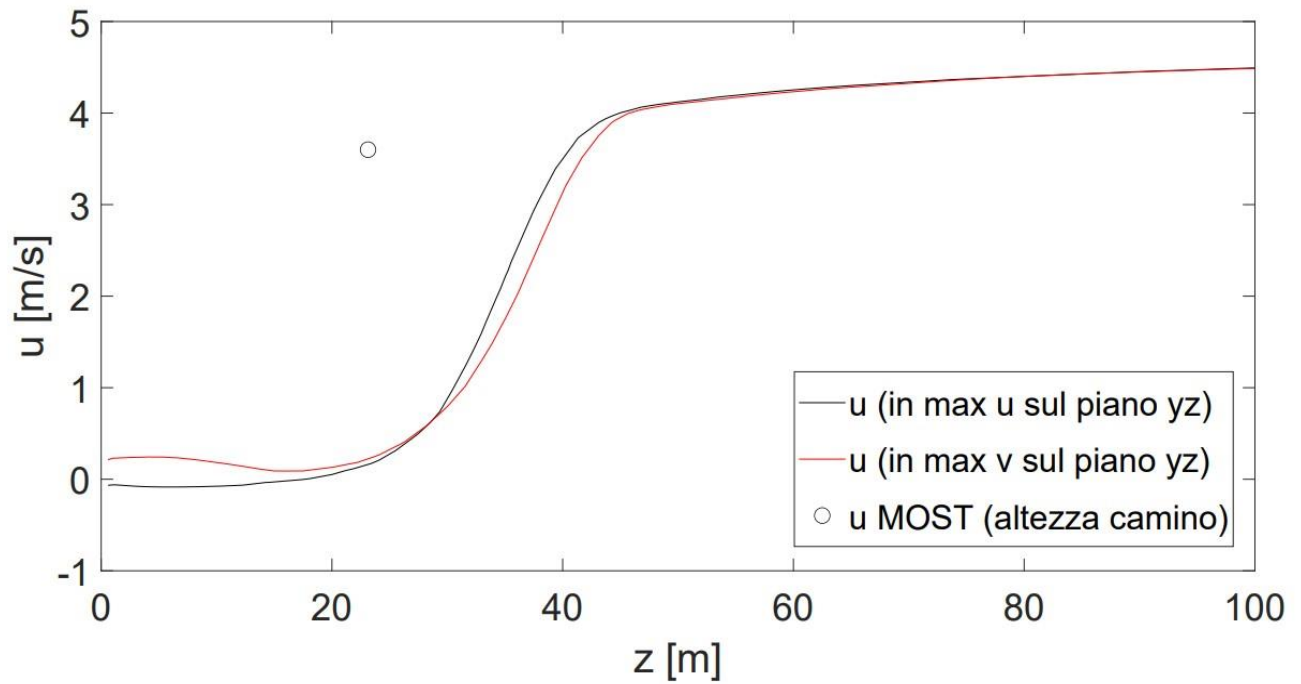


Fig. 5.99: Classe D - Profili della componente x della velocità lungo z sul piano yz a $x = 50$ m

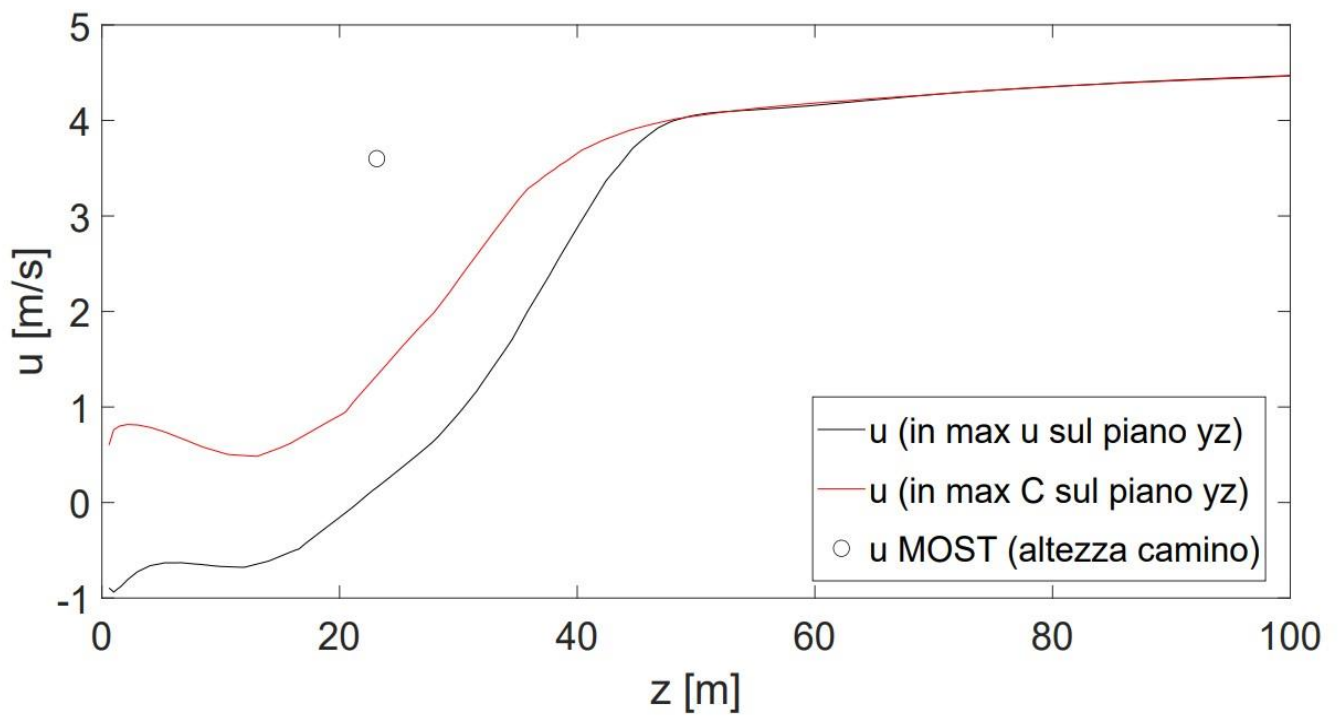


Fig. 5.100: Classe D - Profili della componente x della velocità lungo z sul piano yz a $x = 100$ m

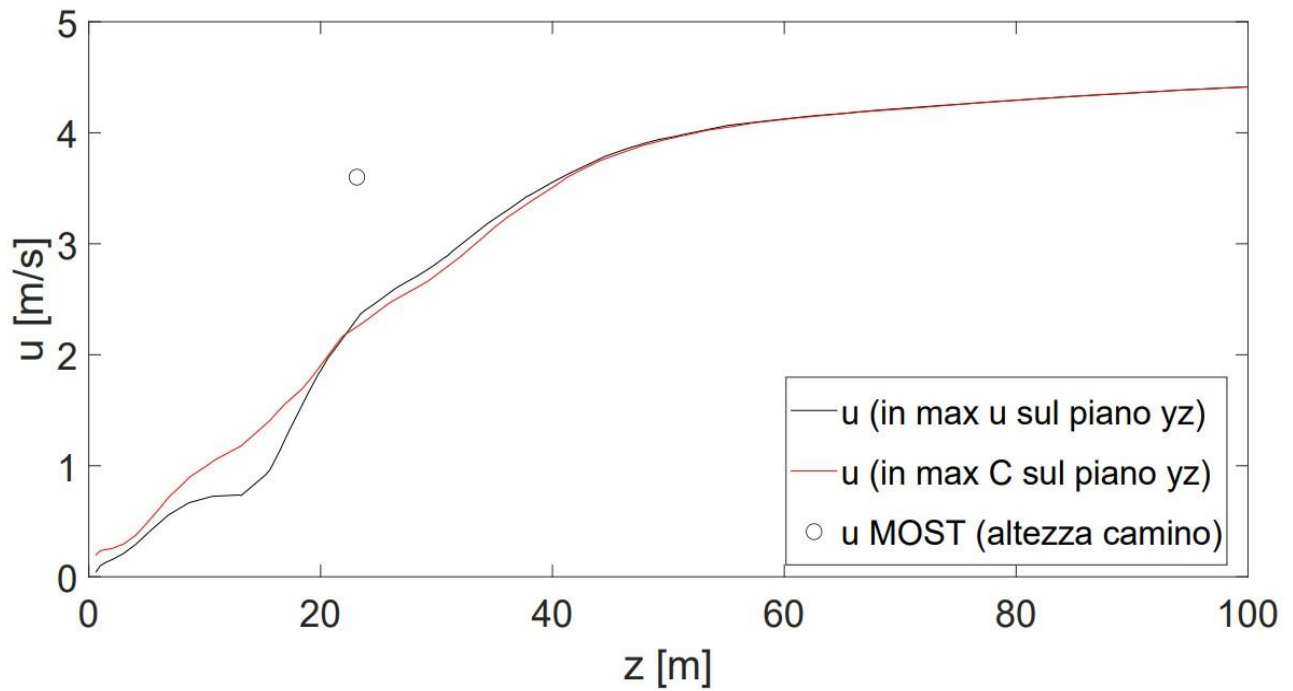


Fig. 5.101: Classe D - Profili della componente x della velocità sul piano yz a $x = 200$ m

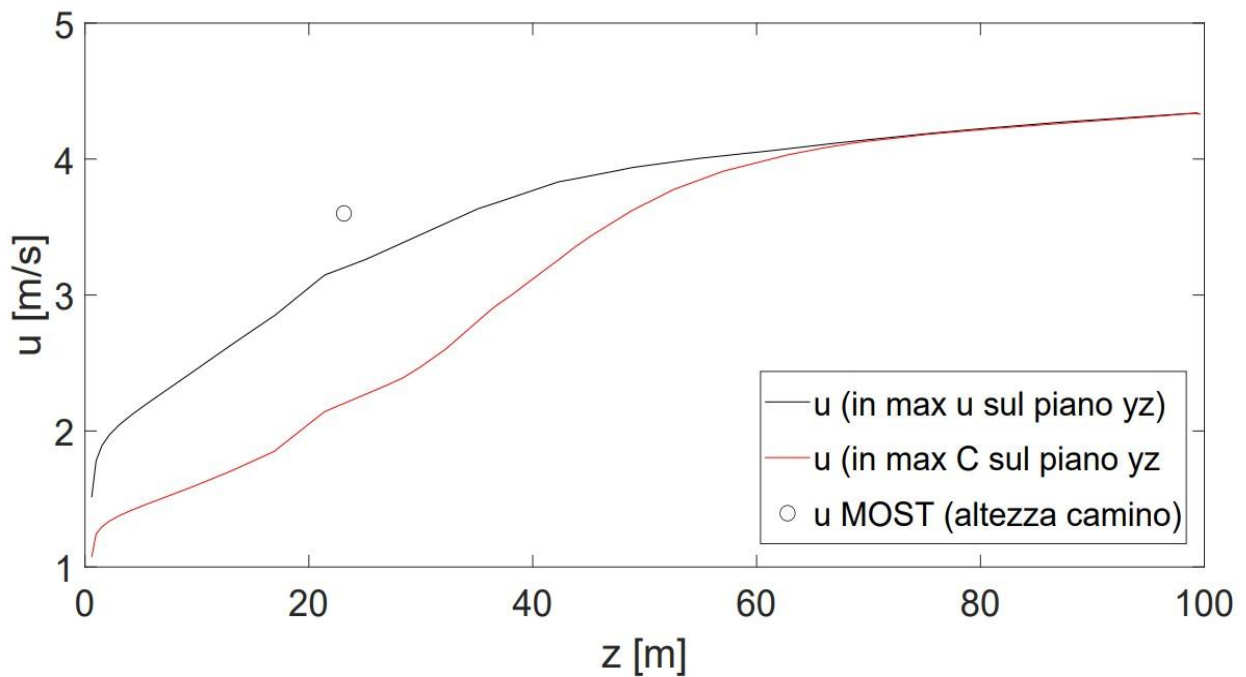


Fig. 5.102: Classe D - Profili della componente x della velocità lungo z sul piano yz a $x = 400$ m

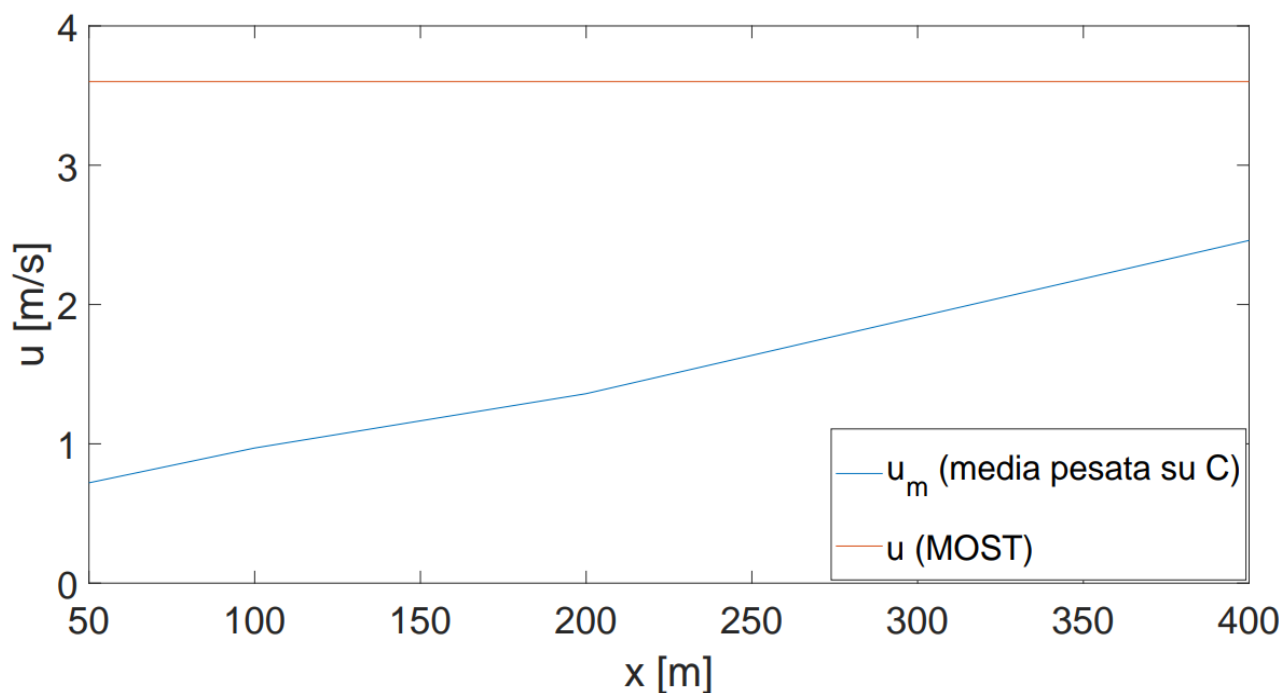
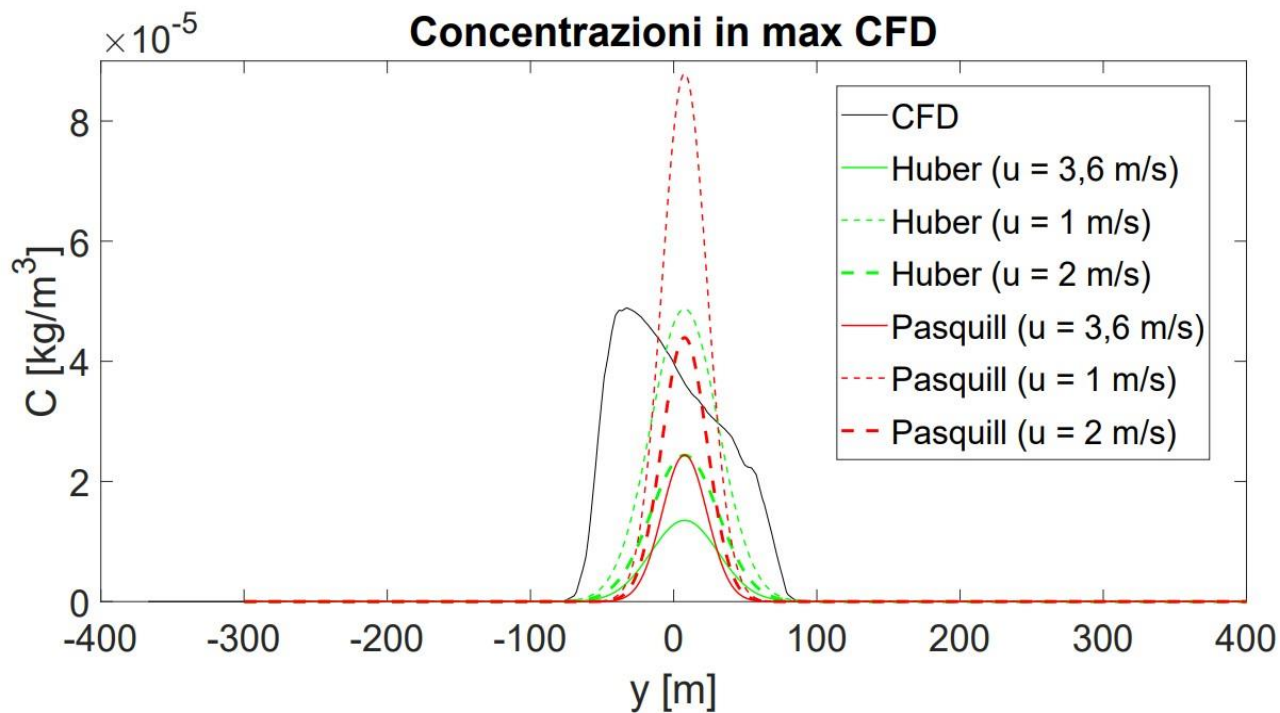
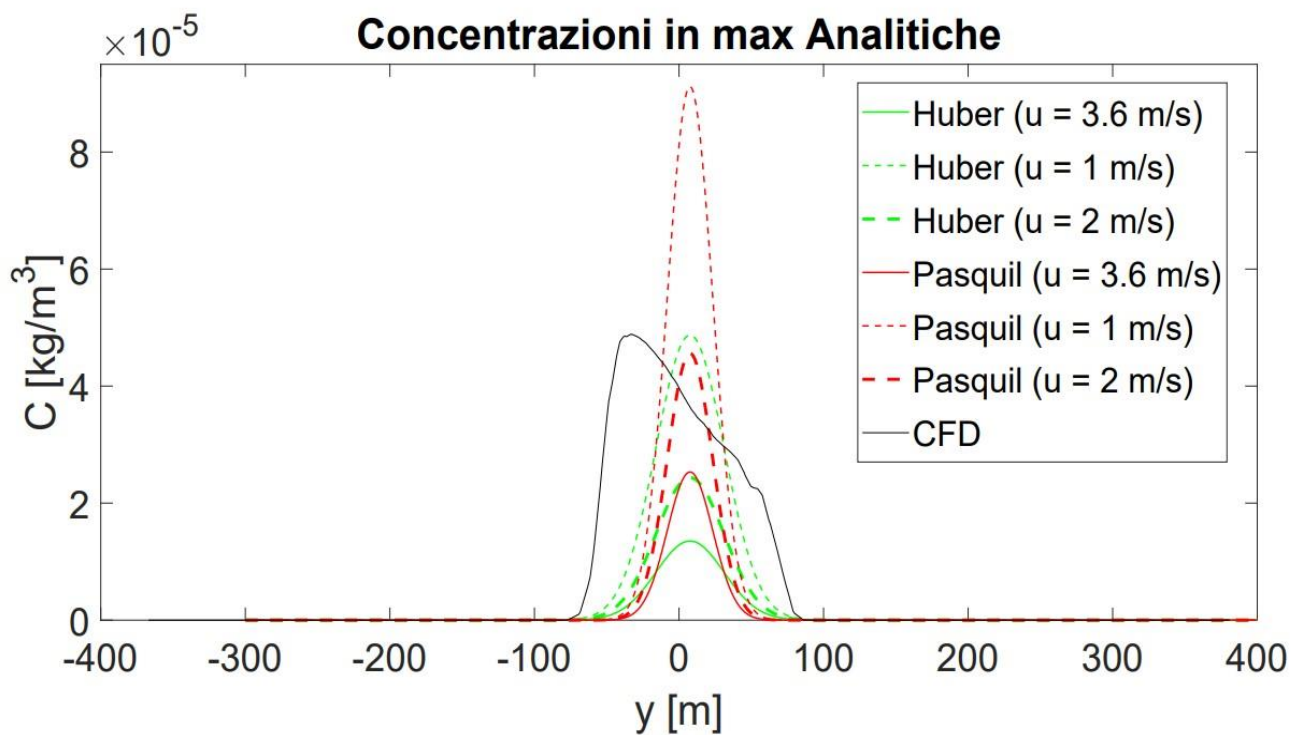
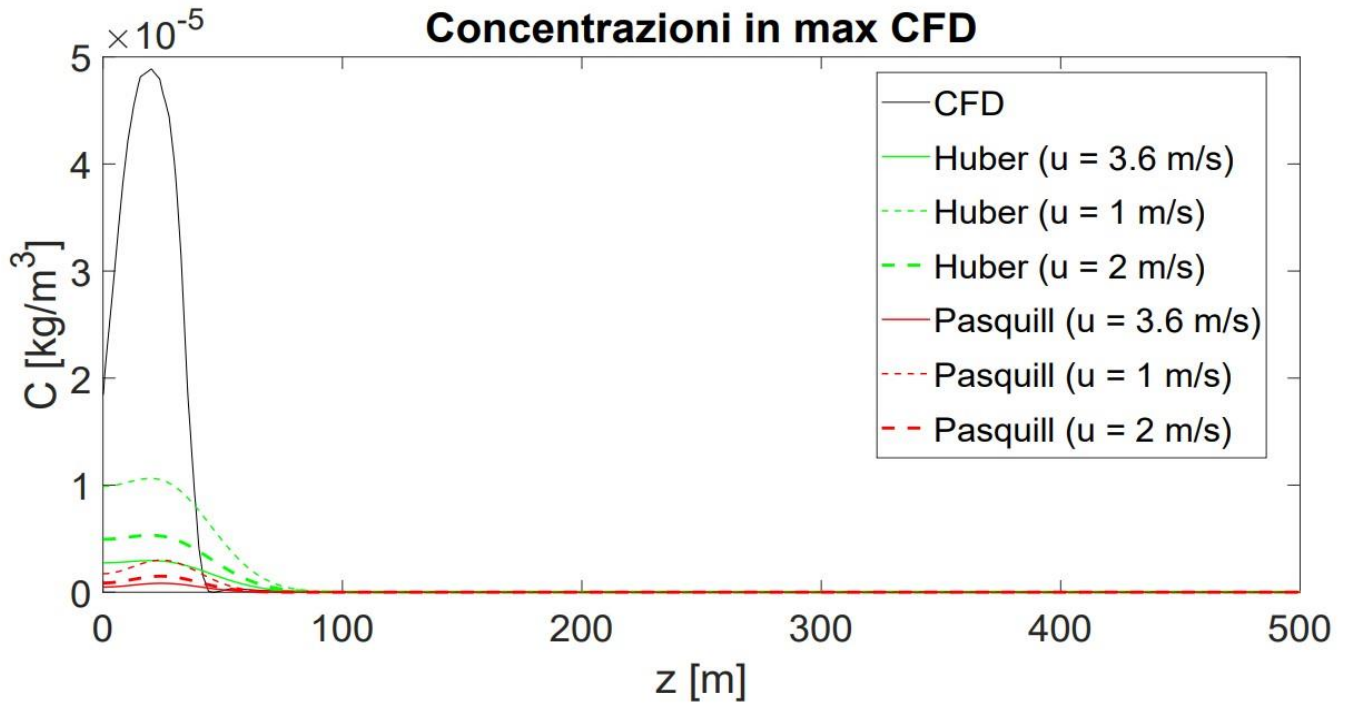
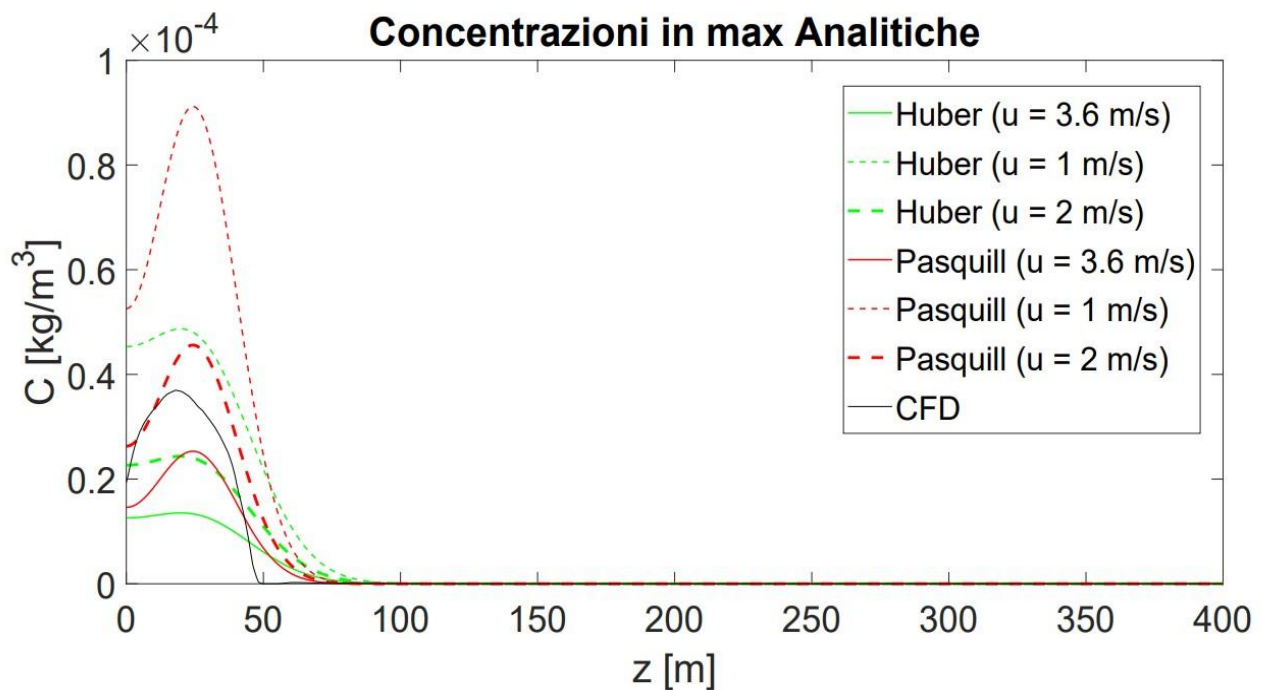


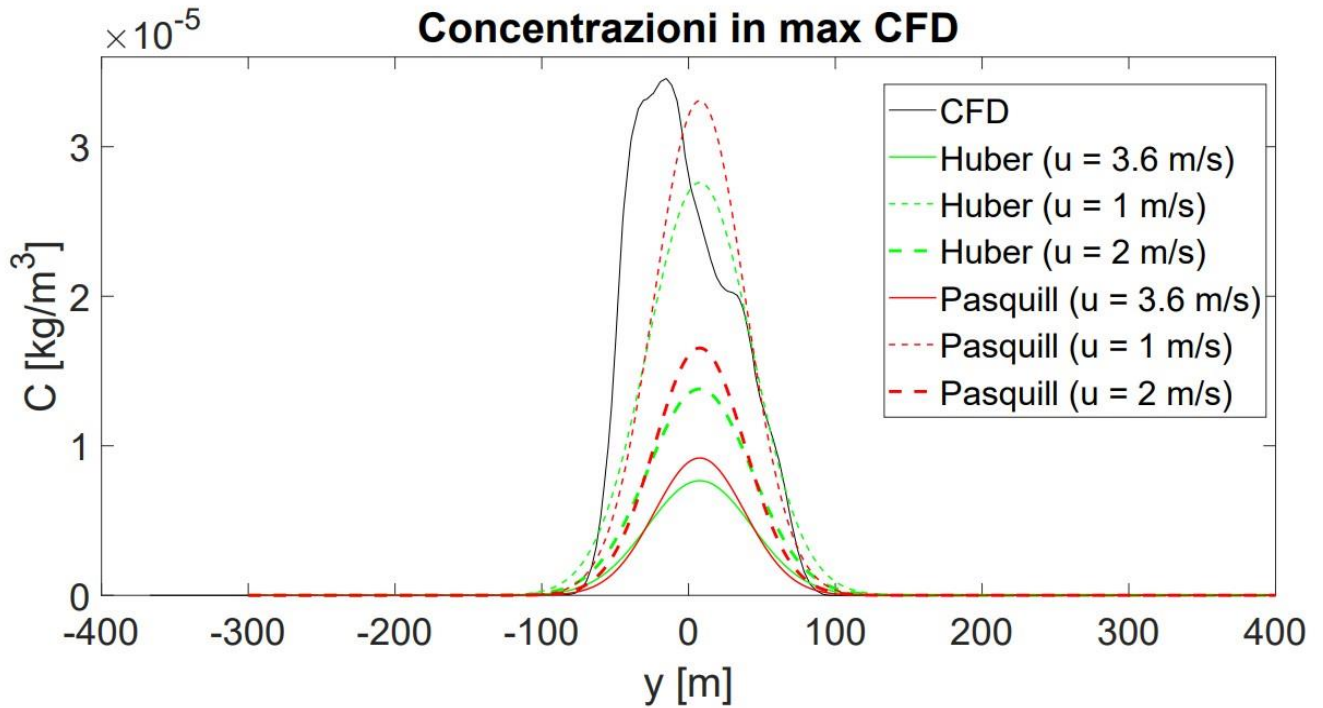
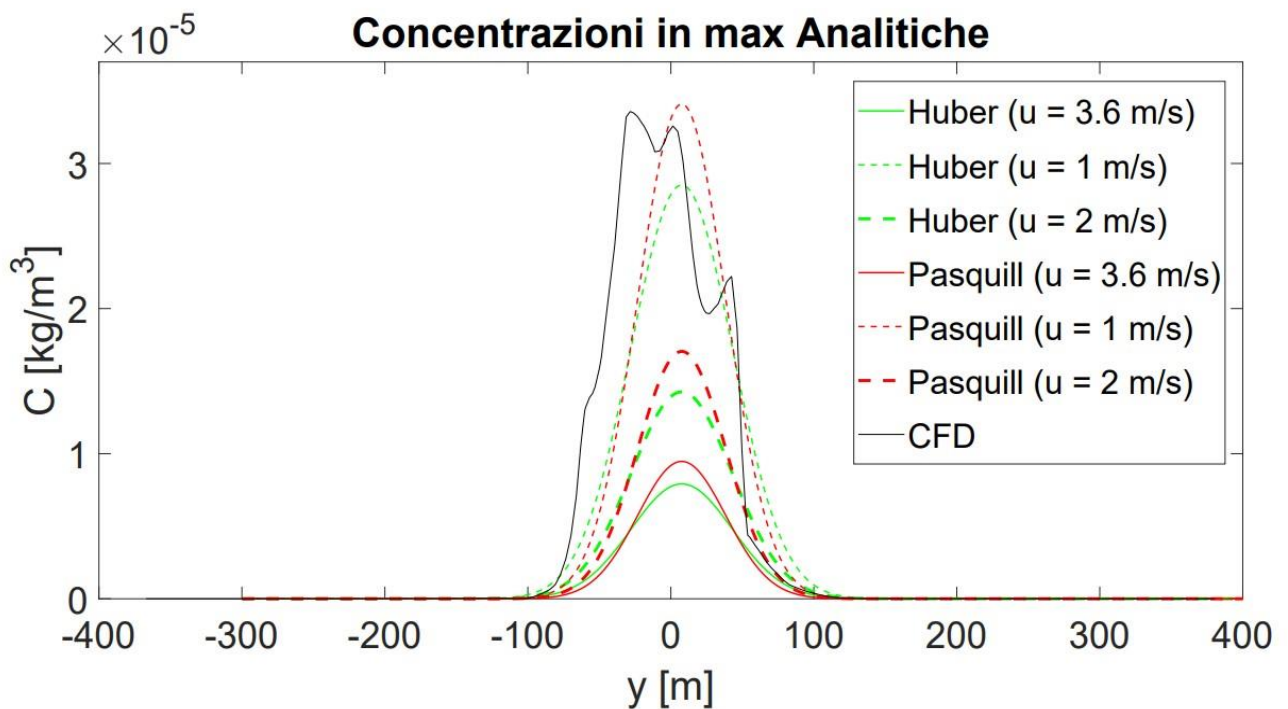
Fig. 5.103: Classe D - Andamento della componente x della velocità media pesata al variare di x

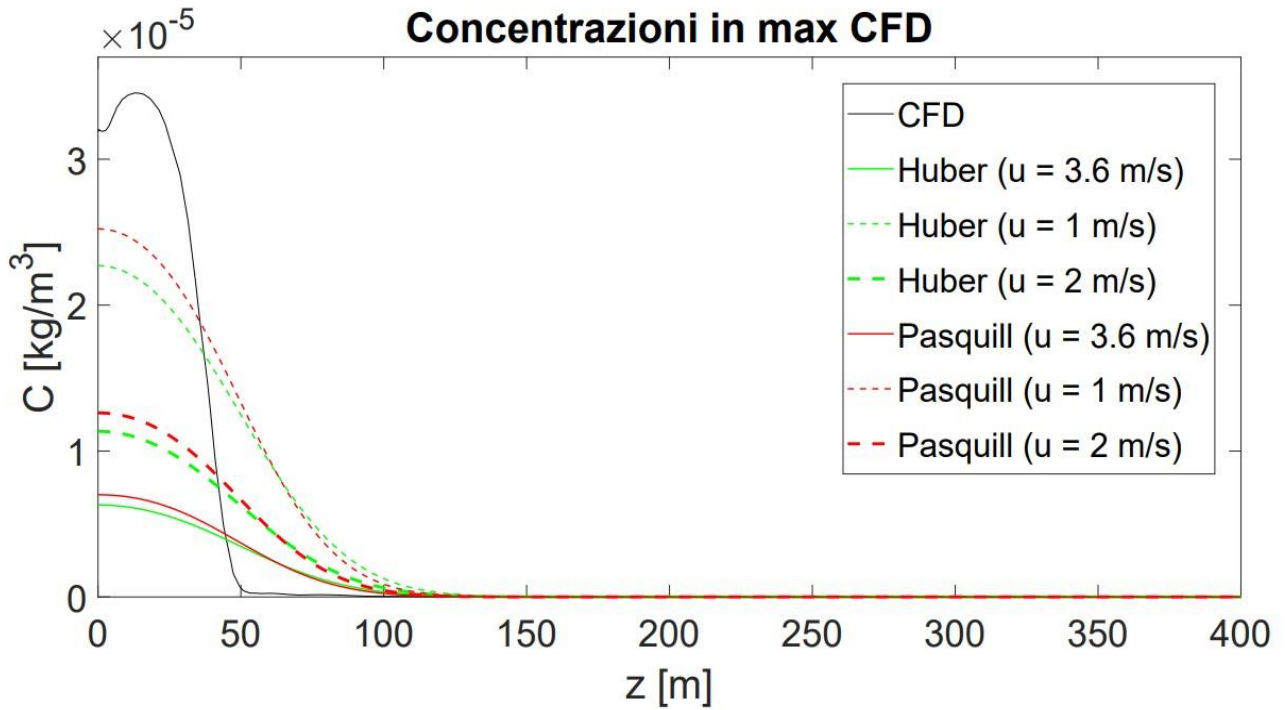
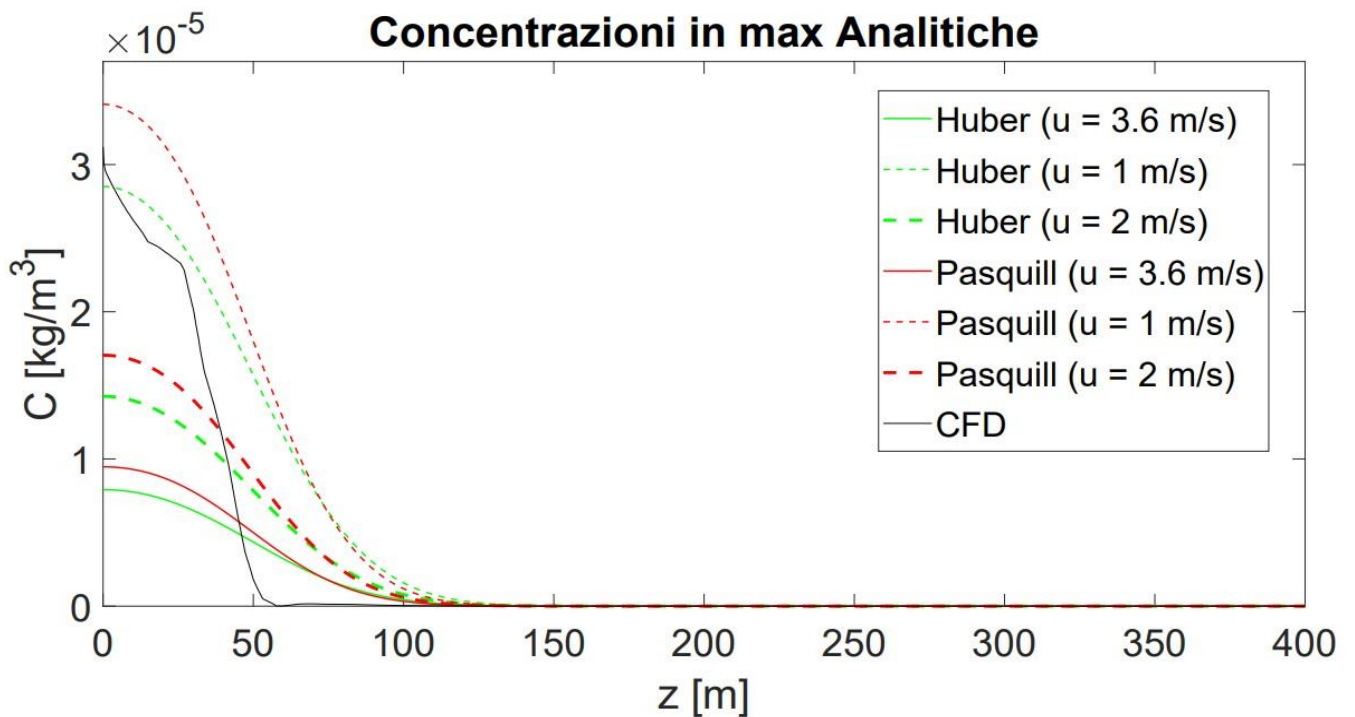
Tenuto conto dei differenti valori della velocità, sempre al di sotto del dato di riferimento dovuto alla teoria MOST, si può dimostrare, come segue, la dipendenza dei risultati analitici dalla velocità del vento.

Pertanto, sulla base del report di dati della Tab. 5.6, oltre al risultato già ottenuto con le analitiche con valore MOST, si presentano i controcalcoli per la classe D alle distanze $x = 100$ m e $x = 200$ m dal camino. Sono stati assunti i seguenti nuovi valori per la componente x della velocità all'altezza del camino $u_1 = 1$ m/s e $u_2 = 2$ m/s (i valori sono entrambi minori del corrispondente valore MOST $u = 3.6$ m/s, inoltre tra essi è compresa la media matematica dei dati CFD della Tab. 5.6).

Fig. 5.104: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 100$ mFig. 5.105: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 100$ m

Fig. 5.106: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 100$ mFig. 5.107: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 100$ m

Fig. 5.108: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 200$ mFig. 5.109: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 200$ m

Fig. 5.110: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 200$ mFig. 5.111: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 200$ m

Si può concludere che i risultati delle analitiche, al tendere del valore della velocità a quello prefissato dalla teoria MOST all'altezza del camino, presentano dei massimi nelle concentrazioni progressivamente decrescenti. In particolare, contrariamente alle curve di Pasquill e Huber con velocità MOST di valore maggiore, si osserva quanto segue.

Sul piano yz con $x = 100$ m:

- il picco della concentrazione di Pasquill lungo y con velocità pari a $u_1 = 1$ m/s sia nel massimo CFD che in quello delle Analitiche è maggiore del corrispondente picco numerico;
- il picco della concentrazione di Huber lungo y con velocità pari a $u_1 = 1$ m/s sia nel massimo CFD che in quello delle Analitiche è pari al corrispondente picco numerico;
- il picco della concentrazione di Pasquill lungo z sia con velocità pari a $u_1 = 1$ m/s che con velocità $u_2 = 2$ m/s nel massimo delle Analitiche è maggiore del corrispondente picco numerico;
- il picco della concentrazione di Huber lungo z con velocità pari a $u_1 = 1$ m/s nel massimo delle Analitiche è maggiore del corrispondente picco numerico;

Sul piano yz con $x = 200$ m:

- il picco della concentrazione di Pasquill lungo y con velocità pari a $u_1 = 1$ m/s sia nel massimo CFD che nel massimo delle Analitiche è maggiore del corrispondente picco numerico;
- il picco della concentrazione di Pasquill lungo z con velocità pari a $u_1 = 1$ m/s nel massimo delle Analitiche è maggiore del corrispondente picco numerico;
- il picco della concentrazione di Huber lungo z con velocità pari a $u_1 = 1$ m/s nel massimo delle Analitiche è quasi pari al corrispondente picco numerico.

5.3.8 Dipendenza delle soluzioni analitiche dalle formule di Briggs

Altra significativa dipendenza dei risultati analitici di Huber e Pasquill risiede nella scelta dei parametri di Briggs delle formule dei coefficienti di dispersione σ_y e σ_z già presentate nelle relazioni (2.2).

Tali dati scaturiscono dalla combinazione di un'ampia serie di dati sperimentali e sono suddivisi in area di campo aperto ed area urbana. Tenuto conto della geometria reale considerata, con la presenza di un numero non elevato di edifici, si è ritenuto significativo considerare i risultati di concentrazione del contaminante al variare dei parametri suddetti (a , c e d) all'interno del range numerico compreso tra i valori del campo aperto (open) e quelli di area urbana (urban). Precisamente sono stati considerati i valori al 25%, 50% e 75% dell'intervallo numerico compreso tra valori open ed urban.

Come verrà mostrato nei risultati seguenti, man mano che i coefficienti di Briggs si allontanano da quelli puramente urbani, tendendo così ai valori open, i picchi massimi delle concentrazioni si innalzano in maniera apprezzabile.

I casi scelti per gli esempi sono stati la classe E a 400 m dal camino e la classe D a 100 m dal camino.

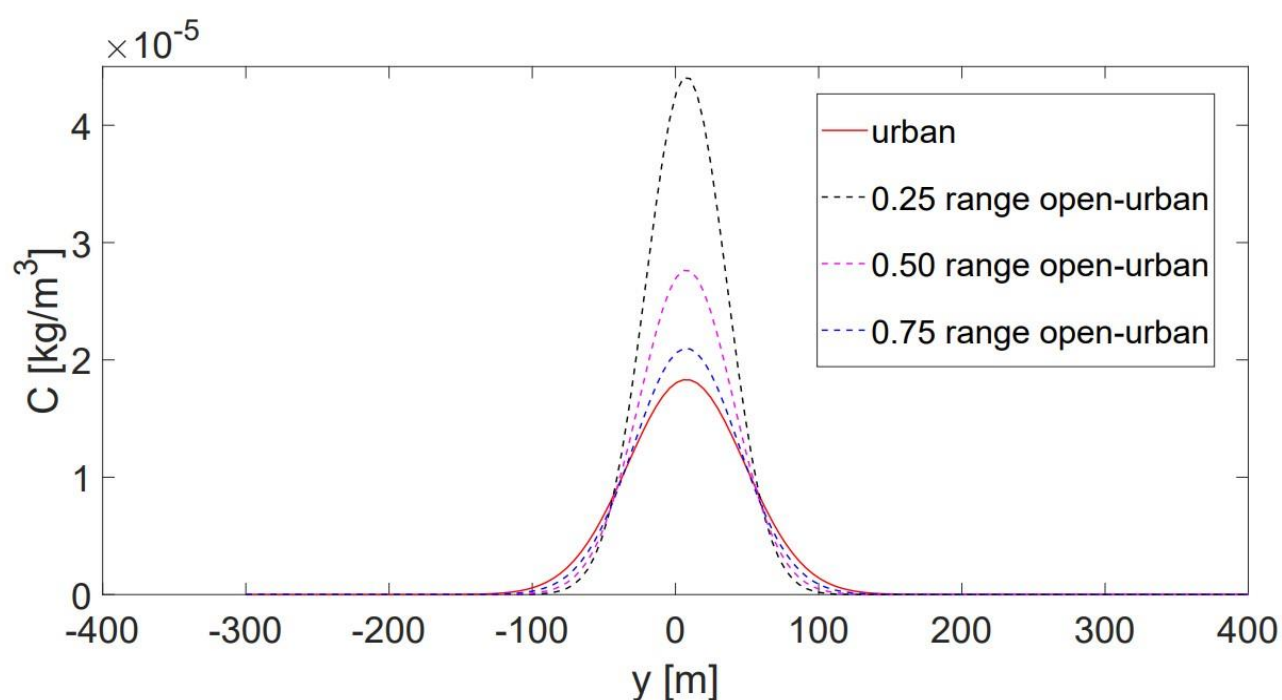


Fig. 5.112: Classe E - Concentrazioni di Pasquill lungo y a $x = 400$ m

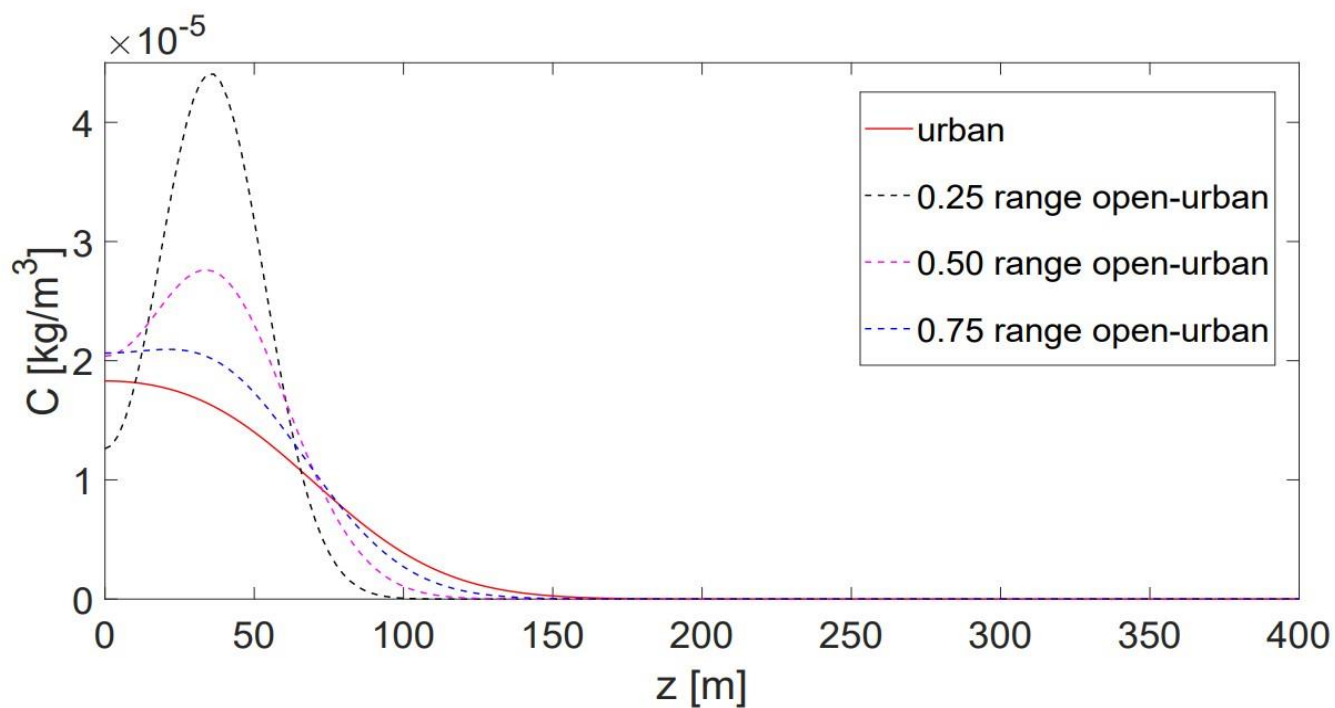


Fig. 5.113: Classe E - Concentrazioni di Pasquill lungo z a $x = 400$ m

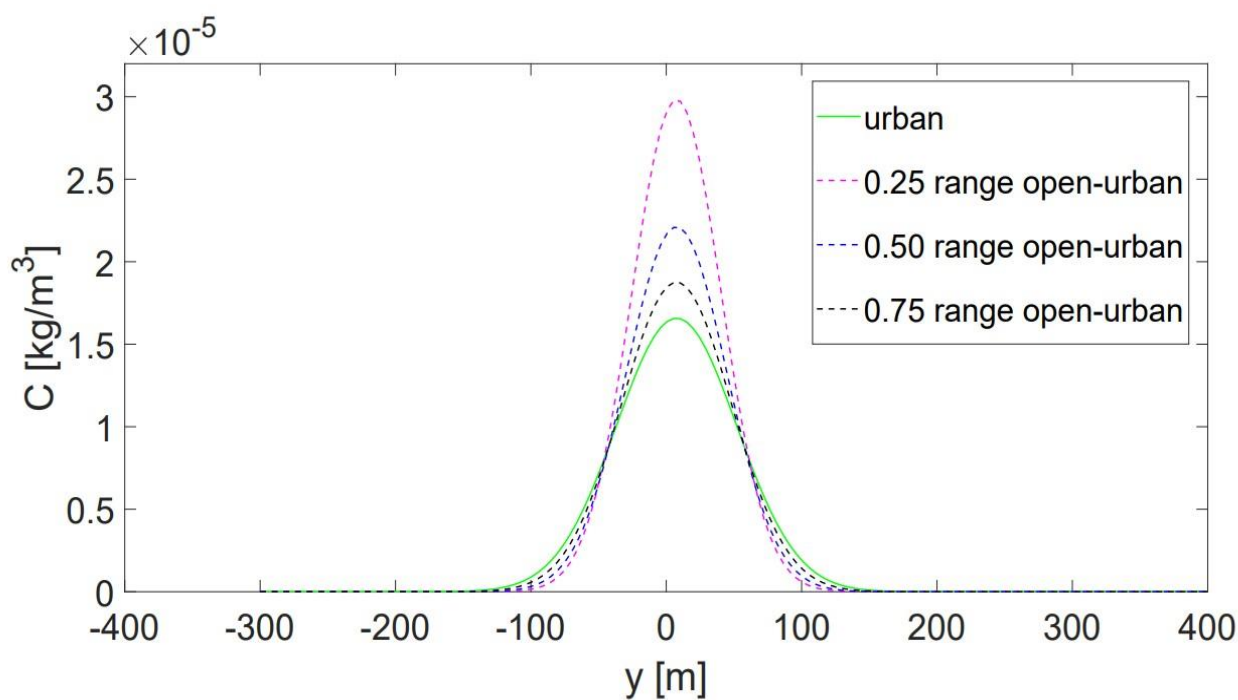


Fig. 5.114: Classe E - Concentrazioni di Huber lungo y a $x = 400$ m

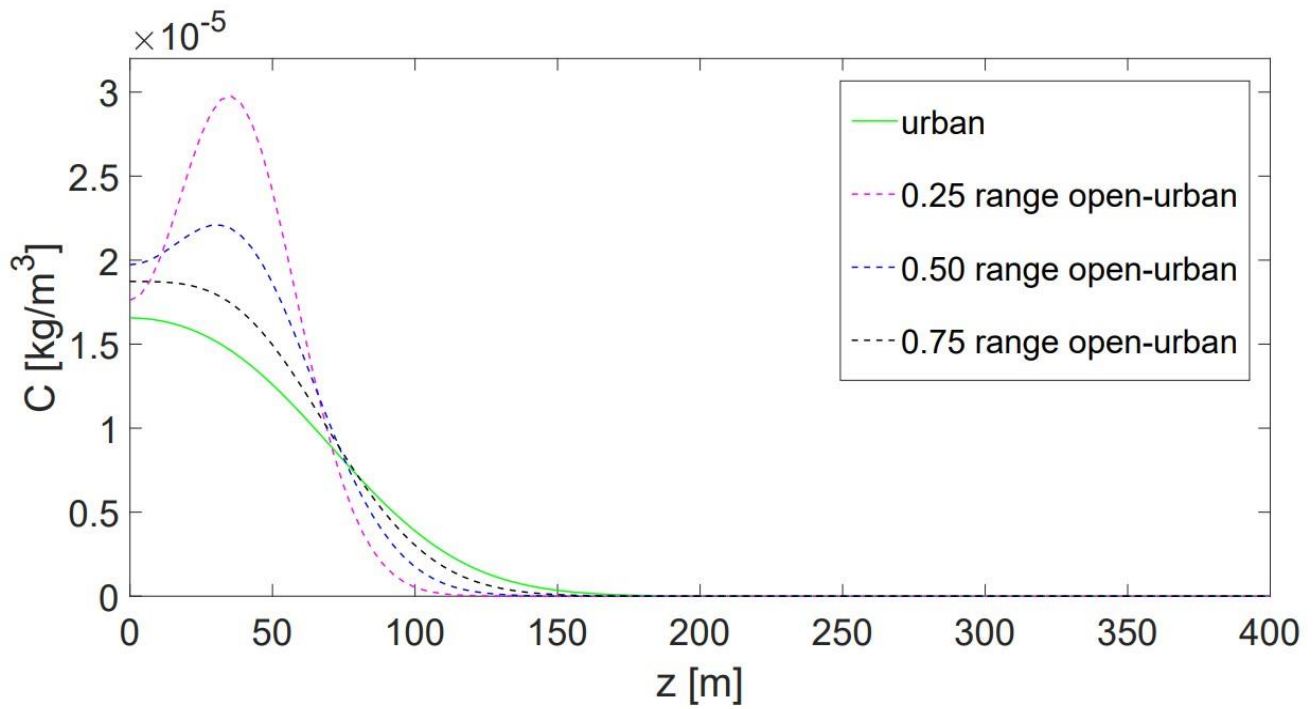


Fig. 5.115: Classe E - Concentrazioni di Huber lungo z a $x = 400$ m

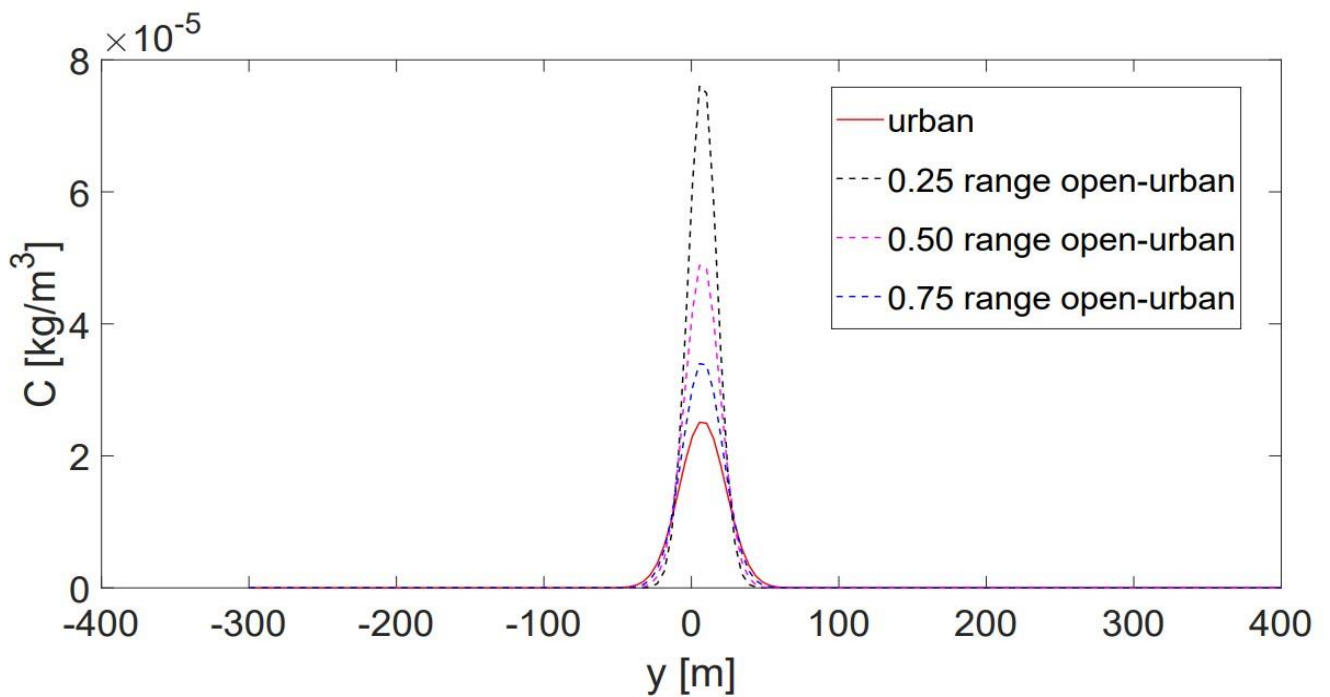


Fig. 5.116: Classe D - Concentrazioni di Pasquill lungo y a $x = 100$ m

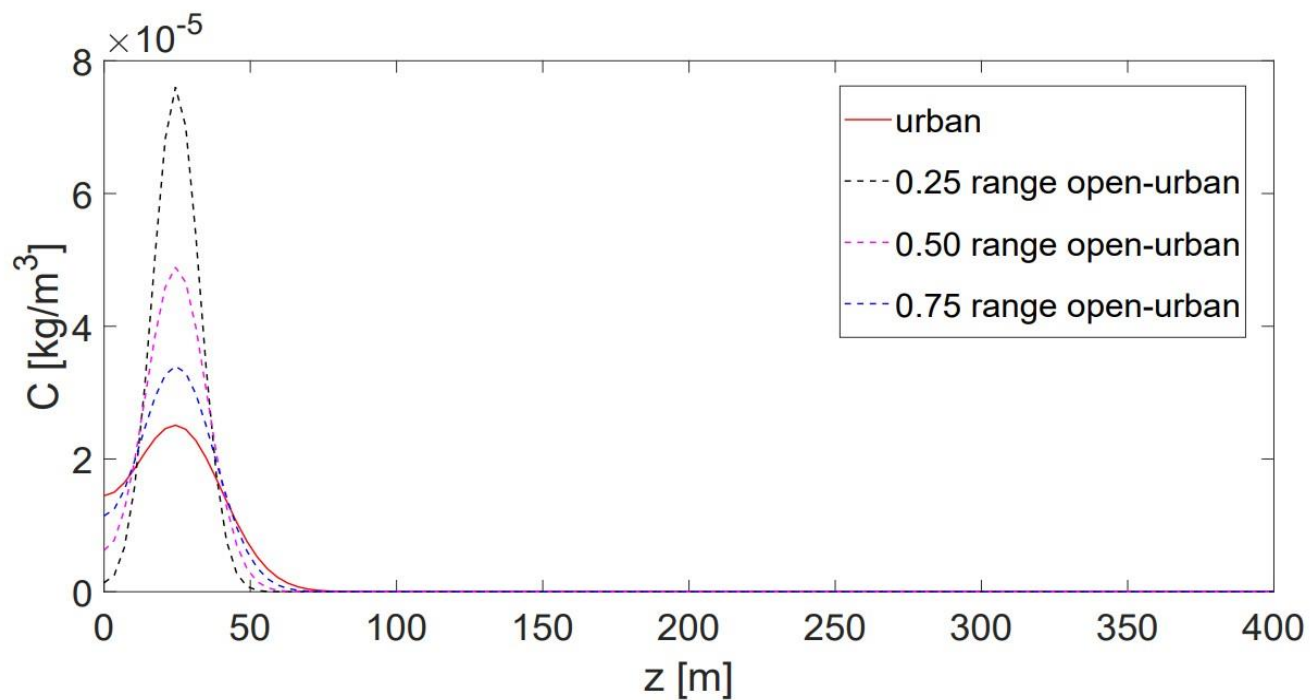


Fig. 5.117: Classe D - Concentrazioni di Pasquill lungo z a $x = 100$ m

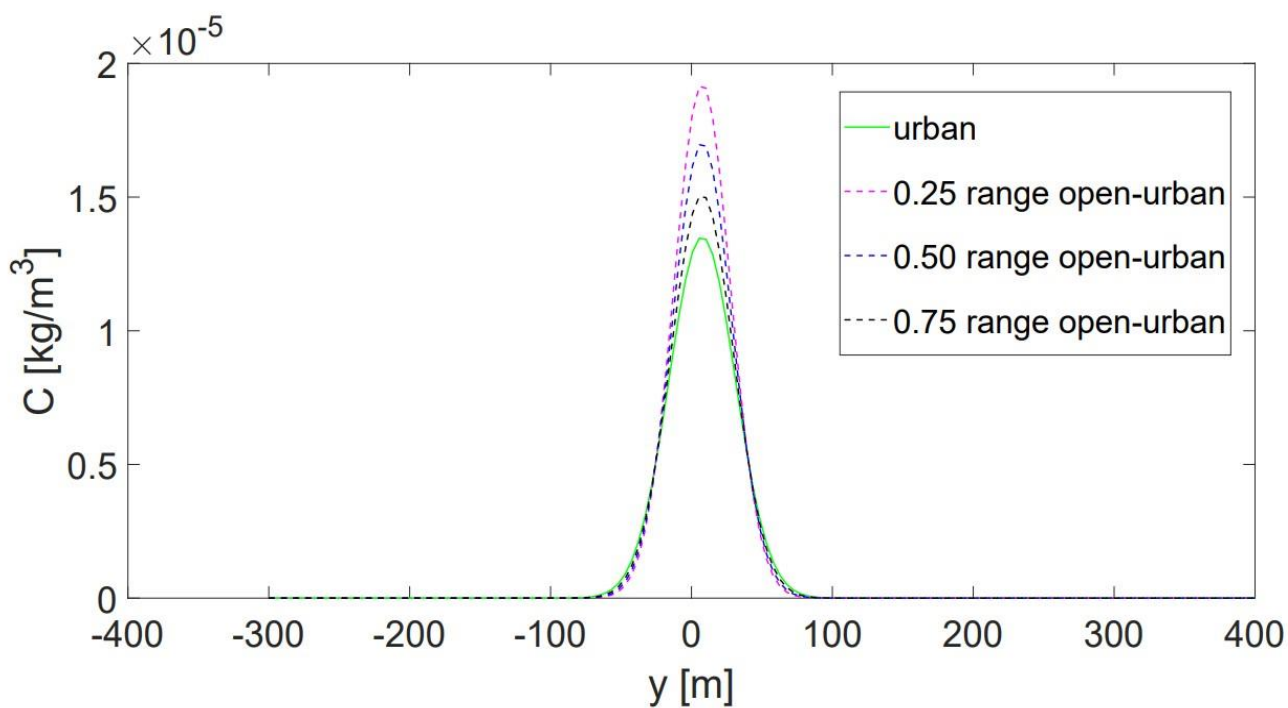


Fig. 5.118: Classe D - Concentrazioni di Huber lungo y a $x = 100$ m

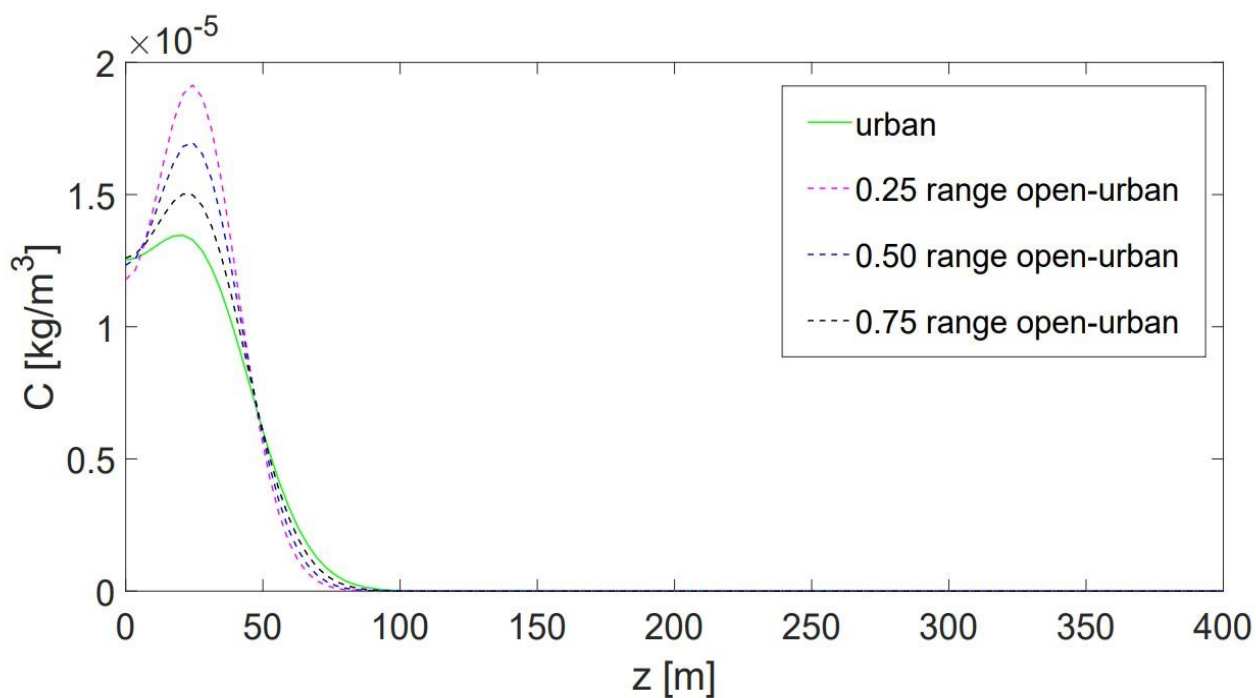


Fig. 5.119: Classe D - Concentrazioni di Huber lungo z a $x = 100$ m

Si presentano, di seguito, un controcaso per la classe D alla distanza $x = 50$ m confrontando la distribuzione di concentrazione CFD con le analitiche sia con i coefficienti di Briggs urban che considerando quelli al 50% dell'intervallo numerico compreso tra valori open ed urban.

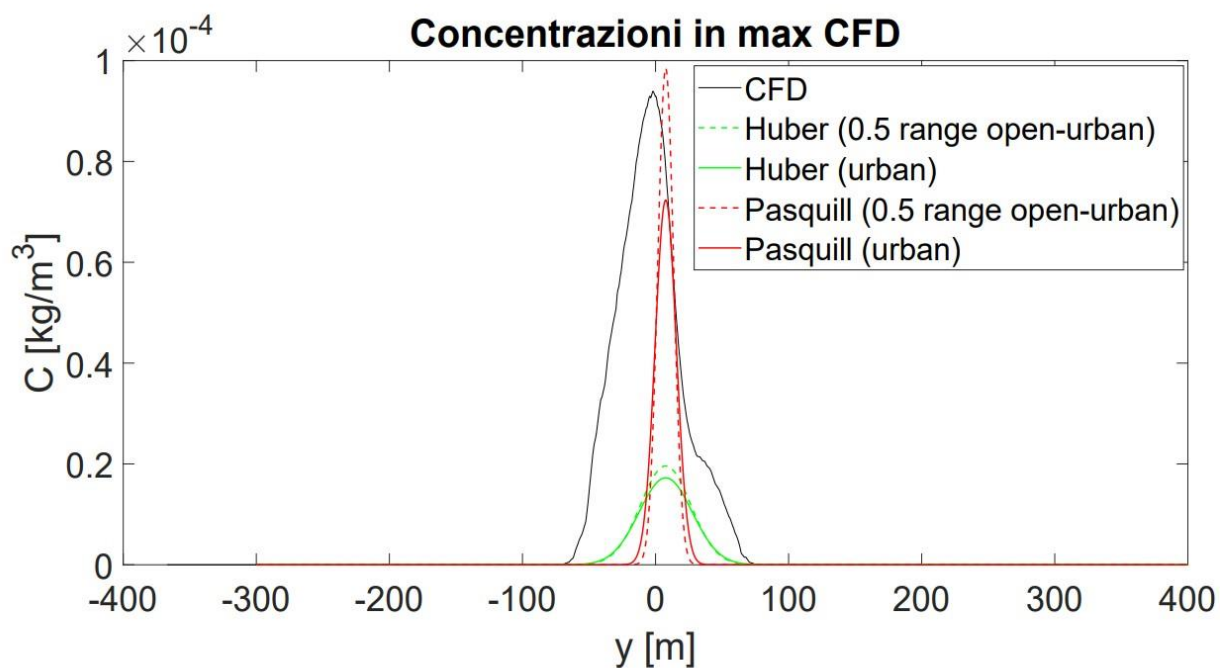


Fig. 5.120: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 50$ m

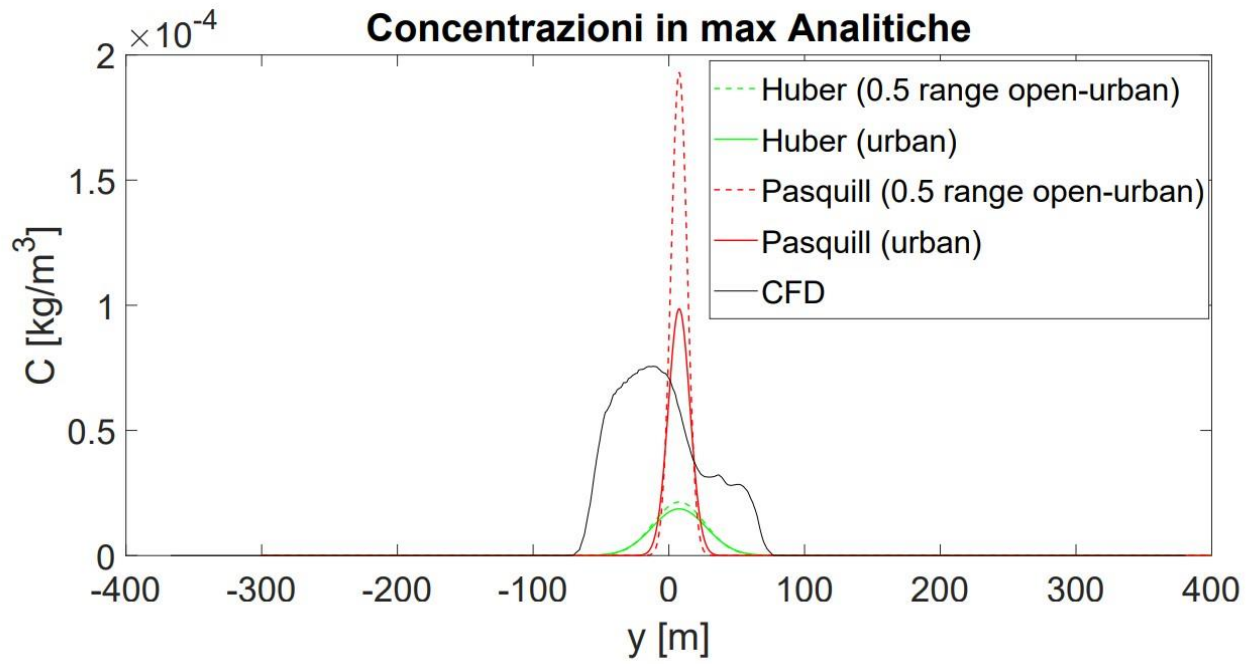


Fig. 5.121: Classe D - Concentrazioni lungo y a $x = 50$ m

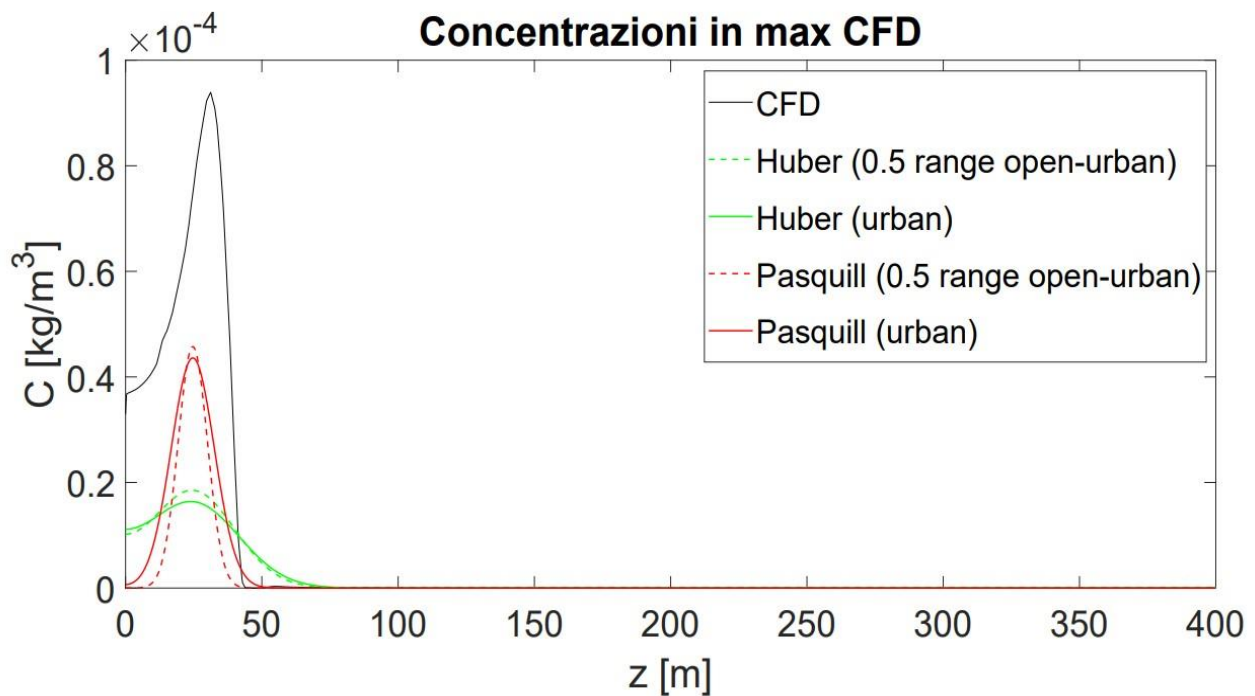


Fig. 5.122: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 50$ m

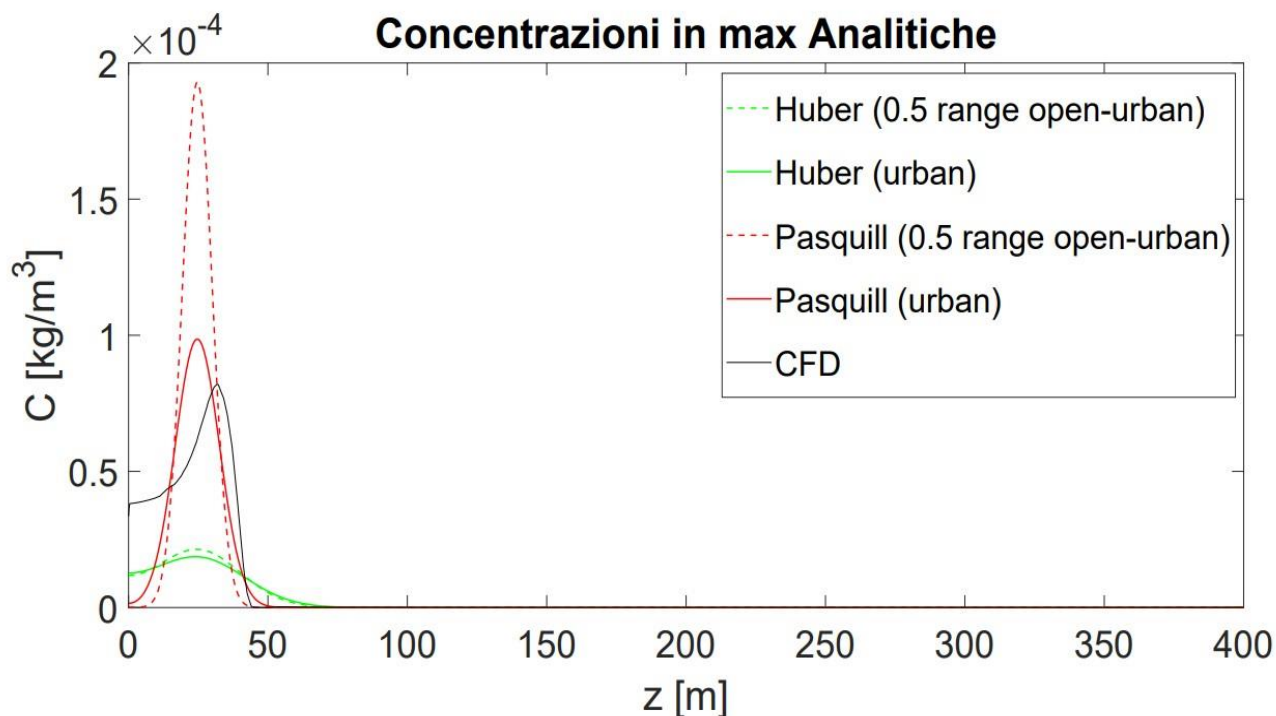


Fig. 5.123: Classe D - Concentrazioni lungo z a $x = 50$ m

Si osserva che le distribuzioni di concentrazione analitiche con coefficienti di Briggs considerati al 50% del range numerico open-urban risultano tutte dotate di picco maggiore rispetto alle analoghe curve con parametri urban.

Pertanto, in base ai risultati mostrati, considerando la possibilità di graduare la scelta dei parametri nelle formule di dispersione di Briggs, per i casi reali come quello in oggetto con presenza non elevata di edifici, si può concludere quanto segue.

La dipendenza dei risultati analitici dai suddetti coefficienti, combinata con la sensibilità del modello gaussiano al valore della componente x velocità del vento, può produrre confronti finali con le distribuzioni CFD che:

- 1) vanno a rafforzare l'affidabilità del modello numerico relativamente ad uno studio della dinamica della dispersione dei contaminanti in ambiente più accurato;
- 2) in virtù di una migliore caratterizzazione in modalità CFD dei meccanismi di diluizione in aria degli effluenti gassosi, possono consentire valutazioni finali di tipo dosimetrico decisamente più corrette rispetto a quelle ottenibili con metodo analitico.

5.4 Utilizzo dei dati ottenuti in CFD per valutazioni dosimetriche

Utilizzando i risultati della simulazione numerica di classe D ed esplicitando il coefficiente di diffusione B a partire dall'equazione (2.11), si dovrà calcolare

$$B = \frac{Cu}{Q} \quad (5.2)$$

dove si è considerata la frazione del tempo f in cui il vento insiste sul ricettore di interesse posta pari a 1.

Si premette che, tenuto conto dell'effettivo campo di velocità lungo x sviluppato nello svolgimento della simulazione CFD in oggetto, facendo uso dei valori di media pesata della velocità rispetto alla concentrazione di Argon riportati nella Tab. 5.6, si è pervenuti ad un valore, ottenuto come media globale sui quattro piani yz considerati, pari a $u = 1.4$ m/s. Considerando i valori numerici di C , ad esempio, relativi alla distanza di 100 m dal camino, con il prefissato parametro $Q = 0.14$ kg/s e con valore massimo ottenuto in CFD pari a $C_{100} = 4.8 \cdot 10^{-5}$ kg/m³, si ottiene $B = 4.8 \cdot 10^{-4}$ m⁻².

Andando ora ad indicare il termine sorgente Q in Bq/s (10^3 Bq/s corrispondente a 0.14 kg/s) e calcolando C in Bq/m³ con la suddetta relazione (2.11), si ha

$$C = \frac{QB}{u} = 0.3$$

Dalla formula (2.13), facendo uso del coefficiente di screening globale SF_{air} relative all'Ar-41 (si veda Appendice A), si ottiene la stima dosimetrica pari a $D' = C \cdot SF_{air} = 0.45$ μ Sv/anno.

L'approccio con i risultati di concentrazione CFD consente di estrapolare il coefficiente B e quindi di non dipendere dalle indicazioni del modello gaussiano di NCRP 123 che presentano invece una *discontinuità* in corrispondenza di $x = 100$ m.

Tale procedura basata su risultati CFD può rappresentare una ottimizzazione delle metodiche ad oggi in uso per la valutazione di dose da radiazioni ionizzanti a seguito di rilascio di contaminanti radioattivi in atmosfera [55].

6 Conclusioni e sviluppi futuri

Il lavoro della presente tesi, dopo aver passato in rassegna i principali modelli di descrizione fluidodinamica (GPM, teoria di Pasquill e Huber), propone un approccio ai fenomeni di trasporto dei contaminanti aeriformi radioattivi mediante tecniche di fluidodinamica computazionale (CFD). I casi esaminati e svolti in condizioni *stazionarie* sono relativi inizialmente a contesti di campo aperto per poi trasformarsi in situazioni di geometria reale. Lo scenario di ispirazione è il sito con agglomerato urbano del CNAO di Pavia (Italy).

Il punto di arrivo delle analisi in oggetto può successivamente consentire valutazioni di dose ambientale da radiazioni ionizzanti più accurate mediante l'utilizzo di tecniche Monte Carlo; queste ultime possono risultare decisamente migliorative rispetto alla principale metodologia gaussiana ad oggi in adozione rappresentata da HotSpot.

La tesi ha validato, attraverso lo studio iniziale di flussi laminari di rilascio di contaminante, le condizioni al contorno appropriate per la risoluzione numerica delle equazioni di Navier-Stokes (RANS) per i casi più complessi condotti in dinamica turbolenta.

Lo studio di sensibilità dei modelli di chiusura per problemi turbolenti, in particolare al parametro limitatore numerico Maximum Turbulent Viscosity Ratio (M.T.V.R.), ha consentito di individuare nella opzione $k-\omega$ (SST) con correzione di *Monin-Obukhov* (MOST) la modalità più affidabile sia per i casi in campo aperto che in geometria reale con presenza di edifici.

Le simulazioni in campo aperto, nel confronto normalizzato delle concentrazioni del contaminante (Argon al 5% in miscela di aria), hanno mostrato un buon accordo tra risultati CFD ed analitici per la classe D (neutrale). Per le altre classi esaminate C (instabile) ed E (stabile) in alcuni casi risulta un minore sparpagliamento della concentrazione numerica rispetto a quella di Pasquill. Tale comportamento è più evidente a maggiori distanze dal camino emittente ed in particolare per la classe C leggermente instabile.

Il caso reale è stato trattato per le classi E e D, di cui si è fornita la progressione delle simulazioni per numero di iterazione crescente, in particolare per il modello di classe D è stata eseguita una verifica di affidabilità mediante caso *non stazionario*. I correlati contorni fluidodinamici hanno mostrato la complessità dei risultati della dinamica turbolenta, in termini di campo di velocità, concentrazione e portata del contaminante disperso in aria. Pertanto si è evidenziato un disallineamento spaziale dei plumes CFD ed analitici, dovuto principalmente alle asimmetrie del caso reale, a comprova della natura decisamente semplificata del modello gaussiano.

Per la classe E i picchi di concentrazione numerici generalmente prevalgono nella vista del punto di massimo CFD ed i picchi di concentrazione analitica di Huber prevalgono nella vista del punto di massimo delle Analitiche.

Per la classe D risulta un valore più alto dei massimi di concentrazioni numeriche.

Il motivo dipende dalla forte dipendenza dei picchi di concentrazione delle analitiche (Pasquill/Huber) dal valore della velocità u all'altezza del camino di cui all'equazione (2.1). Infatti il valore utilizzato nei risultati analitici è stato ricavato dal profilo MOST, implementato all'inflow nelle condizioni al contorno. Tale valore per la classe di stabilità E è stato posto pari a $u = 2.8$ m/s, mentre per la classe D pari a $u = 3.6$ m/s. Essendo il massimo degli andamenti gaussiani delle concentrazioni inversamente proporzionale a u , la classe D, a cui è stata associata una velocità nominale più elevata, presenta andamenti analitici maggiormente sparpagliati rispetto alle curve CFD.

In realtà, come è stato dimostrato nello studio di dipendenza delle analitiche dalla velocità del vento, essendo il valore della velocità media del vento realisticamente attribuibile alle distribuzioni di Pasquill e Huber *minore* del dato MOST, i picchi di concentrazione delle analitiche diventano così apprezzabilmente maggiori.

L'altra significativa dipendenza delle analitiche è quella dalla scelta dei parametri di Briggs (nelle formule dei coefficienti di dispersione σ_y e σ_z), differenziati in valori di campo aperto ed urbano. Con lo scostamento nel range open-urban nella scelta dei valori dei suddetti parametri dal dato urbano, si registra, come per la dipendenza dalla velocità, un apprezzabile aumento dei picchi delle concentrazioni analitiche.

Pertanto è un dato di fatto che la combinazione delle dipendenze discusse, in aderenza allo scenario dinamico reale ispirato al CNAO, indica che il modello CFD è più accurato rispetto a quello semplificato gaussiano per la trattazione di questi problemi.

Infine, a seguito dei risultati ottenuti in CFD, è stato possibile eseguire una **valutazione di dose ambientale**, utilizzando la procedura prevista da NCRP 123 per il radionuclide Ar-41.

Tale stima ha fornito, a titolo di esempio per la classe D a 100 m dal camino emittente, un valore di dose **minore di un fattore 2.4** rispetto all'analogo risultato col Modello di screening.

Negli sviluppi futuri è prevista l'implementazione dei risultati CFD all'interno di apposita procedura con metodo Monte Carlo (software FLUKA).

Questa metodologia può consentire una valutazione più accurata delle dosi rispetto ai modelli che utilizzano l'ipotesi gaussiana, considerato il trasporto puntuale della radiazione emessa dal contaminante. Infatti la distribuzione spaziale di partenza, utilizzando le metodologie CFD trattate, può andare a migliorare significativamente il termine sorgente.

APPENDICE A - Coefficienti del Modello di screening (NCRP n. 123)

Di seguito viene riportata, estratta dalle varie tabelle di coefficienti contenute in NCRP REPORT No. 123 I, la corrispondenza tra i radionuclidi ed i fattori di screening in aria.

TABLE B.1—Air screening factors, SF (Sv per $Bq\ m^{-3}$)
(transit time = 500 s, buildup time = 30 y). (Continued)

Nuclide	Half-life	Inhalation	Plume	Ground	Vegetable	Milk	Meat	Soil	Total
Al-26	7.16E5 y	1.6E-04	3.7E-06	5.7E-01	2.4E-03	1.6E-04	1.0E-04	1.5E-03	5.7E-01
Al-26		1.6E-04	3.7E-06	5.7E-01	2.4E-03	1.6E-04	1.0E-04	1.5E-03	5.7E-01
Al-28	2.240 m	****	1.8E-07	9.0E-08	****	****	****	****	2.7E-07
Al-28		****	1.8E-07	9.0E-08	****	****	****	****	2.7E-07
Am-237	73.0 m	4.7E-08	4.2E-07	7.3E-07	3.2E-14	3.0E-23	****	3.7E-11	1.2E-06
Pu-237	45.3 d	3.7E-10	5.1E-12	1.1E-07	6.2E-08	2.1E-11	4.9E-10	3.6E-10	1.7E-07
Am-237		4.7E-08	4.2E-07	8.4E-07	6.2E-08	2.1E-11	4.9E-10	4.0E-10	1.4E-06
Am-238	98 m	1.1E-06	1.1E-06	2.2E-06	2.8E-12	8.5E-20	4.1E-41	9.9E-11	4.3E-06
Pu-238	87.74 y	6.1E-08	1.3E-17	3.8E-10	5.2E-07	1.9E-10	4.7E-09	3.1E-07	8.9E-07
Am-238		1.1E-06	1.1E-06	2.2E-06	5.2E-07	1.9E-10	4.7E-09	3.1E-07	5.2E-06
Am-239	11.9 h	9.5E-07	2.8E-07	4.8E-06	1.1E-06	2.2E-10	1.3E-12	6.2E-09	7.1E-06
Am-239		9.5E-07	2.8E-07	4.8E-06	1.1E-06	2.3E-10	1.4E-10	1.6E-08	7.2E-06
Am-240	50.8 h	3.7E-06	1.3E-06	7.9E-05	3.3E-05	1.9E-08	2.3E-08	7.1E-08	1.2E-04
Am-240		3.7E-06	1.3E-06	7.9E-05	3.4E-05	1.9E-08	2.5E-08	2.3E-07	1.2E-04
Am-241	432.2 y	5.7E-01	2.3E-08	6.8E-03	2.8E-01	2.0E-04	1.3E-03	1.8E-01	1.0E+00
Am-241		5.7E-01	2.3E-08	6.8E-03	2.8E-01	2.0E-04	1.3E-03	1.8E-01	1.0E+00
Am-242	16.02 h	9.5E-05	1.7E-08	4.2E-07	3.1E-06	8.9E-10	3.1E-11	1.2E-08	9.9E-05
Cm-242	162.8 d	5.7E-07	2.4E-15	1.8E-08	3.3E-05	2.2E-08	5.3E-08	6.1E-07	3.4E-05
Am-242		9.6E-06	1.7E-08	4.4E-07	3.7E-05	2.3E-08	5.9E-08	3.0E-06	1.4E-04
Am-242m	152 y	5.4E-01	6.0E-10	5.9E-04	2.7E-01	1.9E-04	1.2E-03	1.6E-01	9.7E-01
Am-242m		5.4E-01	7.1E-10	5.2E-03	2.7E-01	2.0E-04	1.2E-03	1.8E-01	1.0E+00
Am-243	7380 y	5.6E-01	6.3E-08	1.5E-02	2.8E-01	2.0E-04	1.3E-03	1.8E-01	1.0E+00
Am-243		5.6E-01	6.4E-08	6.0E-02	2.8E-01	2.0E-04	1.3E-03	1.8E-01	1.1E+00
Am-244	10.1 h	2.2E-05	1.0E-06	1.2E-05	1.4E-06	2.2E-10	3.6E-13	9.9E-09	3.7E-05
Cm-244	18.11 y	1.9E-07	6.2E-17	7.5E-09	9.7E-06	6.7E-09	1.7E-08	4.0E-06	1.4E-05
Am-244		2.2E-05	1.0E-06	1.2E-05	1.1E-05	6.9E-09	1.7E-08	4.0E-06	5.1E-05
Am-244m	26 m	7.5E-07	1.0E-10	6.0E-10	3.9E-25	7.0E-45	****	2.4E-11	7.5E-07
Cm-244	18.11 y	1.8E-07	5.6E-17	3.2E-10	4.3E-07	3.0E-10	7.4E-10	1.7E-07	7.8E-07
Am-244m		9.2E-07	1.0E-10	9.2E-10	4.3E-07	3.0E-10	7.5E-10	1.7E-07	1.5E-06
Am-245	2.05 h	1.5E-07	3.8E-08	1.1E-07	4.0E-11	9.7E-18	1.4E-34	1.8E-10	3.0E-07
Am-245		1.5E-07	3.8E-08	1.1E-07	8.0E-09	5.7E-12	1.4E-11	5.4E-09	3.1E-07
Am-246	39 m	1.1E-07	1.1E-06	9.1E-07	3.9E-19	2.4E-33	****	6.8E-11	2.1E-06
Am-246		1.1E-07	1.1E-06	9.1E-07	4.5E-09	3.3E-12	8.1E-12	3.0E-09	2.1E-06
Am-246m	25.0 m	5.5E-08	1.0E-06	6.1E-07	9.5E-26	****	****	2.8E-11	1.7E-06
Am-246m		5.6E-08	1.0E-06	6.1E-07	2.9E-09	2.1E-12	5.2E-12	1.9E-09	1.7E-06
Ar-37	35.02 d	****	1.7E-12	****	****	****	****	****	1.7E-12
Ar-37		****	1.7E-12	****	****	****	****	****	1.7E-12
Ar-39	269 y	****	****	****	****	****	****	****	****
Ar-39		****	****	****	****	****	****	****	****
Ar-41	1.827 h	****	1.5E-06	****	****	****	****	****	1.5E-06
Ar-41		****	1.5E-06	****	****	****	****	****	1.5E-06

Tab. A.1: Fattori di screening in aria (SF)

A.1 Esempio di stima dosimetrica con il Modello di screening

Applicando l'equazione (2.11) per una valutazione dosimetrica per la classe di stabilità D a 100 m dal camino emittente, si dovrà calcolare

$$C = \frac{fQB}{u}$$

dove:

- $f = 1$ (frazione del tempo in cui il vento insiste sul ricettore di interesse);
- $Q = 10^3$ Bq/s (corrispondente alla portata massica realistica di cui al paragrafo 5.2 quantificata in 0.14 kg/s ed utilizzata nei calcoli con i codici MATLAB);
- $B = 10^{-3}$ m² (coefficiente di diffusione gaussiano ricavato dalla Fig. 2.7 in corrispondenza della curva per $A_G > 1000$ m² in base alle dimensioni dell'edificio ostacolante coincidente con il tetto considerato);
- u rappresenta la velocità del vento all'altezza del camino valutata nel seguente modo

Come già discusso nel paragrafo 5.4, utilizzando i valori di media pesata della velocità rispetto alla concentrazione di Argon riportati nella Tab. 5.6, si è pervenuti ad un valore, ottenuto come media globale sui quattro piani yz considerati, pari a $u = 1.4$ m/s.

Si ottiene così $C = 0.72$ Bq/m³ che con l'utilizzo dell'equazione (2.13) fornirà la dose in Sv/anno nel punto di interesse alla distanza dal camino con $x = 100$ m. Pertanto si dovrà procedere a valutare il rateo di dose con la suddetta seguente relazione

$$D' = C \cdot SF_{air}$$

dove:

$SF_{air} = 1.5 \cdot 10^{-6}$ Sv·m³·Bq⁻¹·anno⁻¹ (fattore di screening ricavato dalla Tab. A.1 per Ar-41)

Si perviene ad una stima dosimetrica pari a **$D' = 1.08$ μSv/anno.**

Si può osservare che il suddetto dato dosimetrico ambientale è **maggiore di un fattore 2.4** della corrispondente stima eseguita con dati CFD nel paragrafo 5.4.

APPENDICE B - Codici MATLAB

B.1 Utilizzo dati CFD in formato csv

Per eseguire le valutazioni di concentrazione di Argon al termine delle simulazioni eseguite per le classi di stabilità descritte sia in modalità steady che unsteady è stato necessario definire piani ortogonali alla direzione del vento a distanze dal camino pari a $x = 50$ m, 100 m, 200 m e 400 m. Pertanto nel Post-Processing sono stati estratti i corrispondenti dati di frazione di massa dell'Argon in formato csv. Dopo averli convertiti in file di testo (.txt) è stato possibile impiegare gli appositi codici MATLAB [56] di cui al punto seguente B.2.

A titolo di esempio si riporta uno stralcio dei dati ottenuti da simulazione numerica per la frazione di massa (concentrazione) di Argon sul piano posto a 400 m dal camino emittente.

[Name]			
Plane 4H			
[Data]			
X [m]	Y [m]	Z [m]	ar.Mass Fraction
4.59E+02	0.00E+00	-3.60E+02	6.64E-10
4.59E+02	0.00E+00	-3.67E+02	8.36E-10
4.59E+02	3.00E-01	-3.67E+02	1.20E-09
4.59E+02	3.00E-01	-3.60E+02	1.27E-09
4.59E+02	1.18E+00	-3.36E+02	2.31E-09
4.59E+02	1.19E+00	-3.42E+02	1.77E-09
4.59E+02	6.88E-01	-3.42E+02	1.73E-09
4.59E+02	6.80E-01	-3.36E+02	2.26E-09
4.59E+02	1.12E+00	-3.28E+02	3.73E-09
4.59E+02	6.47E-01	-3.28E+02	3.67E-09
4.59E+02	1.07E+00	-3.20E+02	4.22E-09
4.59E+02	1.06E+00	-3.19E+02	4.15E-09
4.59E+02	6.13E-01	-3.19E+02	4.16E-09
4.59E+02	6.18E-01	-3.20E+02	4.22E-09
4.59E+02	0.00E+00	-3.57E+02	6.21E-10
4.59E+02	0.00E+00	-3.54E+02	6.37E-10
4.59E+02	3.00E-01	-3.57E+02	1.30E-09

Tab. B.1: dati di Argon mass fraction in .csv

La prima funzione importante dei codici MATLAB realizzati è stata quella di riorganizzare i dati numerici ottenuti da griglia non strutturata a griglia strutturata con nodi regolari, in modo da poter eseguire i calcoli propedeutici ai plot finali delle concentrazioni.

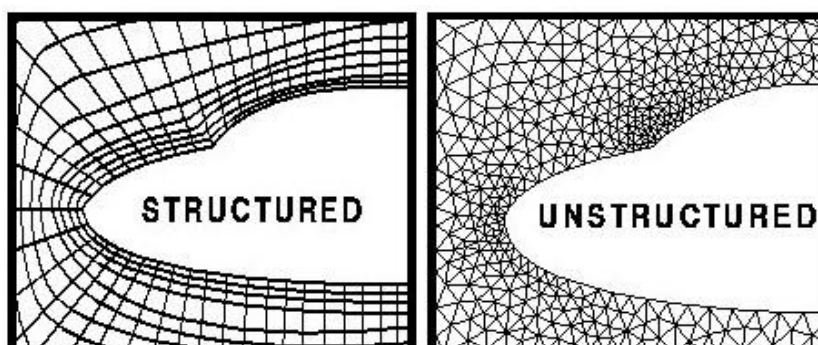


Fig. B.1: schema di griglia strutturata e non strutturata

B.2 Codice .m per plot

A seguire, a titolo di esempio dei codici MATLAB realizzati ed impiegati, si riporta il file .m utilizzato per $x = 100$ m. Si fa riferimento alla classe di stabilità D (neutrale), alla riga n. 134 sono riportati (commentati) anche i coefficienti di Briggs per area urbana per la classe E (leggermente stabile).

Il caso in oggetto è riferito a velocità della miscela contaminante con velocità verticale in fuoriuscita dal camino pari a $u = 1$ m/s.

La geometria considerata in questo codice relativa alle simulazioni CFD, rappresentate dal file standard C_100.txt, simile quella reale del CNAO. Il codice con le dovute varianti, per i vari casi, ha consentito di realizzare i plot grafici della presente tesi.

Pertanto, in questo esempio, è possibile ottenere i grafici così come indicato:

- **figure(101)**

**concentrazione di Argon non normalizzata lungo la direzione y di:
CFD, Pasquil e Huber (nel massimo CFD)**

- **figure(102):**

**concentrazione di Argon non normalizzata lungo la direzione z di:
CFD, Pasquil e Huber (nel massimo CFD)**

- figure(103):

concentrazione di Argon non normalizzata lungo la direzione y di:

CFD, Pasquil e Huber (nel massimo delle Analitiche)

- figure(103):

concentrazione di Argon non normalizzata lungo la direzione z di:

CFD, Pasquil e Huber (nel massimo CFD)

Si precisa, inoltre, che trattasi di confronti non normalizzati che possono essere switchati in confronti normalizzati utilizzando le istruzioni (commentate) delle righe n. 62, 172 e 269.

Precedentemente a tali istruzioni sono presenti assegnazioni che, mediante il coefficiente moltiplicativo 1.2 (pari al valore in kg/m^3 della densità della miscela immessa), trasformano i dati finali in concentrazione misurata in kg/m^3 .

Analogamente per le analitiche il termine di sorgente $Q = 0.14$, corrispondendo alla portata massica in kg/s realistica, genera i risultati gaussiani sia per Pasquill che per Huber sempre in kg/m^3 .

```

1  clear all
2  close all
3  clc
4
5  % %%%%%%%%%% NUMERICA di classe D_100 %%%%%%%%%%
6
7  load C_100.txt
8  dati=C_100;
9  conc=C_100(:,4);
10
11 % inizio riordino coordinate %
12
13 datiy=dati(:,3);
14 datiz=dati(:,2);
15
16 % inizio zoom %
17
18 taglio=0;
19 if taglio==1
20 tagliox1=datiy<650;
21 datiy=datiy(tagliox1);
22 tagliox2=datiy>350;
23 datiy=datiy(tagliox2);
24 datiz=datiz(tagliox1);
25 datiz=datiz(tagliox2);
26 conc=conc(tagliox1);
27 conc=conc(tagliox2);

```

```

28 taglioy1=datiz<200;
29 datiz=datiz(taglioy1);
30 taglioy2=datiz>0;
31 datiz=datiz(taglioy2);
32 datiy=datiy(taglioy1);
33 datiy=datiy(taglioy2);
34 conc=conc(taglioy1);
35 conc=conc(taglioy2);
36 end
37
38 % fine zoom %
39
40 y_T=datiy;
41 z_T=datiz;
42
43 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
44
45 Ly=max(y_T);
46 Lz=max(z_T);
47
48 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
49 % creazione matrice 2D %
50
51 Npunti=2500;
52 yD=linspace(min(y_T),Ly,Npunti);
53 zD=linspace(min(z_T),Lz,Npunti);
54 [Y,Z]=meshgrid(yD,zD);
55 FF_T=scatteredInterpolant(y_T,z_T,conc,'linear');
56 Tq=FF_T(Y,Z);
57
58 % condizione di non normalizzazione %
59
60 Tq=1.2*Tq;
61
62 % Tq=Tq/max(max(Tq));
63
64 yDt=linspace(min(y_T),Ly,Npunti);
65 zDt=linspace(min(z_T),Lz,Npunti)+abs(min(z_T));
66 dyDt=yDt(2)-yDt(1);
67 dzDt=zDt(2)-zDt(1);
68
69 [Yt,Zt]=meshgrid(yDt,zDt);
70
71 % ricerca del punto di massimo %
72
73 [vmr,cm]=max(Tq,[],1);
74 [vmc,rm]=max(vmr);
75 z0=cm(rm)*dzDt
76 y0=yDt(rm)
77

```

```

78 cm1=floor(0.2*cm(rm))+cm(rm)
79 cm2=-floor(0.2*cm(rm))+cm(rm)
80
81 z1=cm1*dzDt
82 z2=cm2*dzDt
83
84 rm1=floor(0.1*rm)+rm
85 rm2=-floor(0.1*rm)+rm
86
87 y1=yDt(rm1)
88 y2=yDt(rm2)
89
90 Tq(cm(rm),rm)
91 figure(101)
92 plot(yDt,Tq(cm(rm),:),'k')
93 hold on
94
95 figure(102)
96 plot(zDt,Tq(:,rm),'k')
97 hold on
98
99 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% ANALITICA DI HUBER %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
100
101 Hgeo=23.13858;
102
103 % termine di sorgente reale (kg/s) %
104
105 Q=0.14;
106
107 % Q=1;
108
109 x=100;
110 u=1;
111
112 % profilo di velocita %
113
114 K=.41;
115 z0r=0.03;
116 us=.22;
117
118 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
119
120 r=0.86;
121 Ta=293.3;
122 Ts=300;
123 uwb=(us/K)*(log(Hgeo/z0r));
124 F=r^2*u*9.8*(1-Ta/Ts)
125 X=49*F^.625
126 deltaH=1.6*((F^(1/3)*X^(2/3))/uwb)
127

```

```

128 % deltaH %
129
130 H=Hgeo+deltaH;
131
132 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% coefficienti di Briggs %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
133
134 %%classe di STABILITA E
135
136 % ay=.11;
137 % cy=.0004;
138 % az=.11;
139 % cz=.0004;
140 % d=-.5;
141
142 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
143
144 Ny=2000;
145 y=linspace(-300,650,Ny);
146 dya=y(2)-y(1);
147 Nz=1800;
148 z=linspace(0,600+H,Nz);
149 dza=z(2)-z(1);
150 [yy,zz]=meshgrid(y,z);
151
152 % coefficienti per la classe D %
153
154 ay=.16;
155 cy=.0004;
156 az=.16;
157 cz=.0004;
158 d=-.5;
159
160 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
161
162 sig_y1=ay*x*((1+cy*x)^-.5)
163 sig_z1=az*x*((1+cz*x)^d)
164 sig_y_H=((sig_y1)^2 + 306.25)^.5
165 sig_z_H=((sig_z1)^2 + 196)^.5
166
167 um=(us/K)*(log(H/z0r));
168 uE=um;
169
170 C=Q/(2*pi*sig_y_H*sig_z_H*um).*exp(-.5*((yy-
7.61833)/sig_y_H).^2).*exp(-.5*((zz-H)/sig_z_H).^2)+exp(-
.5*((zz+H)/sig_z_H).^2));
171
172 % C=C/max(max(C));
173 % plot gaussiane analitiche %
174
175 % [vmr,cm]=max(C,[],1);

```

```

176 %
177 % [vmc,rm]=max(vmr);
178 %
179 % C(cm(rm),rm)
180
181 ra=floor((z0)/dza);
182
183 ca=floor((y0)/dya)+floor(abs(y(1)/dya));
184
185 figure(101)
186 plot(y,C(ra,:), 'g', 'linewidth',1)
187
188 figure(102)
189 plot(z,C(:,ca), 'g', 'linewidth',1)
190
191 [vmr,cm]=max(C,[],1);
192 [vmc,rm]=max(vmr);
193 C(cm(rm),rm)
194
195 %%%posizioni massimo analitiche
196
197 z0an=cm(rm)*dza
198 y0an=y(rm)
199
200 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
201
202 figure(103)
203
204 plot(y,C(cm(rm),:), 'g', 'linewidth',1)
205 hold on
206
207 figure(104)
208
209 plot(z,C(:,rm), 'g', 'linewidth',1)
210 hold on
211
212 % %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% ANALITICA DI PASQUILL %%%%%%%%%
213
214 Hgeo=23.13858;
215
216 % termine di sorgente reale (kg/s) %
217
218 Q=0.14;
219
220 % Q=1;
221 x=100;
222
223 u=1;
224
225 % profilo di velocita %

```

```

226
227 K=.41;
228 z0r=0.03;
229 us=.22;
230 r=0.86;
231 Ta=293.3;
232 Ts=300;
233 uwb=(us/K)*(log(Hgeo/z0r));
234 F=r^2*u*9.8*(1-Ta/Ts)
235 X=49*F^.625
236 deltaH=1.6*((F^(1/3)*X^(2/3))/uwb);
237
238 % deltaH %
239 H=Hgeo+deltaH;
240
241 %%%%%%%%%%% coefficienti di Briggs %%%%%%%%%%%
242
243 % coefficienti per la classe D %
244
245 ay=.16;
246 cy=.0004;
247 az=.16;
248 cz=.0004;
249 d=-.5;
250
251 %%%%%%%%%%%
252
253 sig_y=ay*x*((1+cy*x)^-.5)
254 sig_z=az*x*((1+cz*x)^d);
255
256 Ny=2000;
257 y=linspace(-300,650,Ny);
258 dya=y(2)-y(1);
259 Nz=1800;
260 z=linspace(0,600+H,Nz);
261 dza=z(2)-z(1);
262 [yy,zz]=meshgrid(y,z);
263 [yy,zz]=meshgrid(y,z);
264
265 um=(us/K)*(log(H/z0r));
266 uE=um;
267
268 C=Q/(2*pi*sig_y*sig_z*um).*exp(-.5*((yy-
7.61833)/sig_y).^2).*(exp(-.5*((zz-H)/sig_z).^2)+exp(-
.5*((zz+H)/sig_z).^2));
269 % C=C/max(max(C));
270 % plot gaussiane analitiche %
271 ra=floor((z0)/dza);
272 ca=floor((y0)/dya)+floor(abs(y(1)/dya));
273

```

```

274 figure(101)
275 plot(y,C(ra,:), 'r', 'linewidth',1)
276 set(gca, 'fontsize',24)
277
278 figure(102)
279
280 plot(z,C(:,ca), 'r', 'linewidth',1)
281 set(gca, 'fontsize',24)
282
283 [vmr,cm]=max(C,[],1);
284 [vmc,rm]=max(vmr);
285 C(cm(rm),rm)
286 individuazione riga colonna CFD nel massimo delle analitiche
287
288 rmcfd=floor((y0an)/dyDt)+floor(abs(yDt(1)/dyDt));
289
290 cmcfd=floor(z0an/dzDt);
291
292 [yDt(rmcfd) zDt(cmcfd) y0an z0an]
293
294 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
295
296 figure(103)
297
298 plot(y,C(cm(rm),:), 'r', 'linewidth',1)
299 hold on
300
301 plot(yDt,Tq(cmcfd,:), 'k')
302 set(gca, 'fontsize',24)
303
304 figure(104)
305
306 plot(z,C(:,rm), 'r', 'linewidth',1)
307 hold on
308
309 plot(zDt,Tq(:,rmcfd), 'k')
310 set(gca, 'fontsize',24)

```

Bibliografia

- [1] *Decreto Legislativo 31 luglio 2020 n. 101.*
<https://www.gazzettaufficiale.it/eli/id/2020/08/12/20G00121/sg>
- [2] Steven G. Homann, Fernando Aluzzi, *HotSpot Health Physics Codes Version 3.0 User's Guide*, National Atmospheric Release Advisory Center Lawrence National Laboratory Livermore, CA 94550.
<https://narah.llnl.gov/sites/narah/files/2024-02/HotSpot-UserGuide-3-0.pdf>
- [3] F. Pasquill, *Atmospheric Diffusion*, John Wiley and Sons, New York, 1974.
- [4] Gary A. Briggs, *Diffusion Estimation for Small Emissions*, Air Resources Atmospheric Turbulence and Diffusion Laboratory, NOAA Oak Ridge, Tennessee.
 Retrieved from:
<https://osti.gov/servlets/purl/5118883>
- [5] Briggs G.A., *A plume rise model compared with observations*, JAPCA, 15, 1965, p. 433-438.
- [6] ANSYS, *Ansys Fluent Theory Guide*, Inc. Release 2021 R2, Southpointe July 2021, 2600 Ansys Drive.
<http://www.ansys.com/Products/Fluids/ANSYS-Fluent>
- [7] H.J. Breedts, *Atmospheric Boundary Layer Stability and Its Application to Computational Fluid Dynamics*, Department of Mechanical and Aeronautical Engineering University of Pretoria, 2018.
- [8] Monin A. S. & Obukhov A. M., (1954), *Basic laws of turbulent mixing in the Surface layer of the atmosphere*, Contr. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR, 151(163), e187.
 Retrieved from:
https://gibbs.science/efd/handouts/monin_obukhov_1954.pdf

- [9] T. Foken, *50 Years of the Monin–Obukhov Similarity Theory*, *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 119, no. 3, pp. 431–447, 2006.
- [10] J. S. Irwin and F. S. Binkowski, *Estimation of the Monin-Obukhov scaling length using on-site instrumentation*, *Atmospheric Environment* (1967), vol. 15, no. 6, pp. 1091–1094, 1981.
- [11] F. R. Freedman and M. Z. Jacobson, *Modification of the standard e -equation for the stable ABL through enforced consistency with Monin-Obukhov similarity theory*, *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 106, no. 3, pp. 383–410, 2003.
- [12] A. Parente, C. Gori, J. van Beeck, and C. Benocci, *Improved k - ϵ model and wall function formulation for the RANS simulation of ABL flows*, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 99, no. 4, pp. 267–278, 2011.
- [13] C. Alinot and C. Masson, *k -epsilon Model for the atmospheric boundary Layer under various thermal stratifications*, *Journal of Solar Energy Engineering-Transactions of The ASME*, vol. 127, no. 4, pp. 438–443, 2005.
- [14] M. P. van der Laan, M. C. Kelly, and N. N. Sørensen, *A new k -epsilon model consistent with Monin–Obukhov similarity theory*, *Wind Energy*, vol. 20, no. 3, pp. 479–489, 2017.
- [15] Menter FR, Kuntz M, Langtry R., *Ten years of industrial experience with the SST turbulence model*, *Turbul Heat Mass Transf* 2003;4(1):625–32.
Retrieved from:
https://www.researchgate.net/publication/228742295_Ten_years_of_industrial_experience_with_the_SST_turbulence_model
- [16] Bonforte F., Ferrarini M., D'Angola A., Giroletti E., Introini D, *Heavy-ions shielding data for hadrontherapy application with Monte Carlo methods*, *Radiation Protection Dosimetry* Volume 199, Issue 17, 2023.
<https://doi.org/10.1093/rpd/ncad207>

- [17] Steven R. Hanna, Gary A. Briggs, Rayford P. Hosker. Jr, *Handbook on Atmospheric Diffusion*, Jean S. Smith, 1982.
- [18] J. M. Wallace and H. P. V., *Atmospheric Science An Introductory Survey*, vol. 2. Elsevier, 2006.
- [19] H. A. Panofsky and J. A. J. A. Dutton, *Atmospheric turbulence: models and methods for engineering applications*, 1984.
- [20] Alan H. Huber, *Evaluation of a Method for Estimating Pollution Concentrations Downwind of Influencing Buildings*, Meteorology and Assessment Division, Environmental Sciences Research Laboratory, U.S. Environmental Protection Agency, Research Triangle Park, NC 27711, U.S.A.
[https://doi.org/10.1016/0004-6981\(84\)90003-9](https://doi.org/10.1016/0004-6981(84)90003-9)
- [21] M. D'Arienzo, S. Sandri, A. Coniglio, *Radioprotezione avanzata. Radionuclidi e acceleratori di elettroni fino a 10 MeV*, CISU.
- [22] *Screen3 Model User's Guide*, U.S. Environmental Protection Agency, North Carolina 27711.
- [23] Briggs G.A., *Plume rise and buoyancy effects*, *Atmospheric Science and Power Production*, ed. Randerson D., DOE/TIC 27601, Springfield, Department of Commerce, USA, 1984.
- [24] R. S. Davis, *Equation for the Determination of the Density of Moist Air (1981/91)*, *Metrologia*, vol. 29, no. 1, p. 67, 1992.
- [25] M. Carestia et al., *Use Of The "Hotspot" Code For Safety And Security Analysis In Nuclear Power Plants: A Case Study*, *Environmental Engineering and Management Journal*.
<https://doi.org/10.30638/eemj.2016.098>

- [26] S. G. Homann, F. Aluzzi, *HotSpot Health Physics Codes Version 3.0 User's Guide*, National Atmospheric Release Advisory Center Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA.
- [27] Robert G. Lamb, Morris Neiburger, *Ad Interim Version of a Generalized Urban Air Pollution Model*, Department of Meteorology, University of California, Los Angeles, California, U.S.A., Atmospheric Environment Pergamon press 1971, Vol. 5, pp. 239-264. Printed in Great Britain.
[https://doi.org/10.1016/0004-6981\(71\)90093-X](https://doi.org/10.1016/0004-6981(71)90093-X)
- [28] R. Sozzi, *La Micrometeorologia e la Dispersione degli Inquinanti in Aria*, APAT, RTI CTN_ACE XX/2003.
- [29] NCRP, *Screening Models for Releases of Radionuclides to Atmosphere, Surface Water, and Ground*, NCRP Report No. 123 I.
- [30] FLUKA, *FLUKA Online manual*.
<https://www.fluka.org>
- [31] J. F. Manwell, J. G. McGowan, and A. L. Rogers, *Wind Energy Explained*, Wiley, 2 ed., 2009
- [32] C. Alinot and C. Masson, *Aerodynamic Simulations of Wind Turbines Operating in Atmospheric Boundary Layer With Various Thermal Stratifications*, ASME 2002 Wind Energy Symposium, no. July, pp. 206–215, 2002.
- [33] A. Sathe, J. Mann, T. Barlas, W. A. A. M. Bierbooms, and G. J. W. Van Bussel, *Influence of atmospheric stability on wind turbine loads*, Wind Energy, vol. 16, pp. 1013–1032, Oct 2013.
- [34] J. Mann, S. Ott, B. H. Jørgensen, and P. Frank, *WASP Engineering 2000*, Risø-R-1356(EN), vol. 1356, p. 91, Aug 2002.

- [35] M. Strack, *MEASNET Procedure, Evaluation of Site-Specific Wind Conditions Released*, DEWI Magazin, vol. 36, pp. 76–81, 2010.
- [36] P. G. Tucker, C. L. Rumsey, P. R. Spalart, R. E. Bartels, and R. T. Biedron, *Computations of wall distances based on differential equations*, AIAA Journal, vol. 43, no. 3, pp. 539–549, 2005.
- [37] X. Zhang, *CFD simulation of neutral ABL flows*, PhD thesis, Danmarks Tekniske Universitet, Apr 2009
- [38] H. Versteeg and W. Malaasekera, *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*, Pearson Education Limited, 2 ed., 1995.
- [39] C. Meissner, A. R. Gravdahl, and B. Steensen, *Including thermal effects in CFD simulations*, Journal of the environmental sciences, p. 5, 2009.
- [40] G. Crasto, *Numerical Simulations of the Atmospheric Boundary Layer*, PhD thesis, University of Cagliari, 2007.
- [41] B. Blocken, T. Stathopoulos, and J. Carmeliet, *CFD simulation of the Atmospheric boundary layer: wall function problems*, Atmospheric Environment, vol. 41, no. 2, pp. 238–252, 2007.
- [42] J. Pieterse and T. Harms, *CFD investigation of the atmospheric boundary layer under different thermal stability conditions*, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, vol. 121, pp. 82–97, Mar 2013.
- [43] T. Koblitz, A. Bechmann, J. Berg, A. Sogachev, N. Sørensen, and P. E. Réthoré, *Atmospheric stability and complex terrain: comparing measurements and CFD*, Journal of Physics: Conference Series, vol. 555, p. 12060.

- [44] B. E. Launder and D. B. Spalding, *The numerical computation of turbulent flows*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, vol. 3, pp. 269–289, Mar 1974.
- [45] T. Koblitz, *CFD Modeling of Non-Neutral Atmospheric Boundary Layer Conditions*, PhD thesis, Danmarks Tekniske Universitet, 2013.
- [46] Richards P, Hoxey R., *Appropriate boundary conditions for computational wind engineering models using the k-epsilon turbulence model*, J Wind Eng Ind Aerodyn 1993;46:145–53.
<https://doi.org/10.1016/j.jweia.2010.12.008>
- [47] Sogachev A, Kelly M, Leclerc MY. *Consistent two-equation closure modeling for atmospheric research: buoyancy and vegetation implementations*, Bound-Lay Meteorol 2012;145(2):307–27.
<https://doi.org/10.1007/s10546-012-9726-5>
- [48] Castorrini A., Gentile S., Gherardi E. & Bonfiglioli A., (2023), *Investigations on offshore wind turbine inflow modeling using numerical weather prediction coupled with local-scale computational fluid dynamics*, Renewable and Sustainable Energy Reviews, 171, 113008.
<https://doi.org/10.1016/j.rser.2022.113008>
- [49] Dyer AJ, 1974, *A review of flux-profile relationships*, Boundary-Layer Meteorol.
<http://dx.doi.org/10.1002/qj.49708737311>
- [50] Golder D., 1972, *Relations among stability parameters in the surface layer*, Boundary Layer Meteorology 3, 47–58.
<https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2005.05.034>

- [51] Giannattasio G., Castorrini A., D'Angola A., Ferrarini M. , Bonforte F., *Three-dimensional Computational Fluid Dynamics investigation of the dispersion of radioactive cloud*, RAD Conference Proceedings, vol. 7, pp. 79–85, 2023.
<https://dx.doi.org/10.21175/radproc.2023.15>
- [52] Y. Kong, J. Zhang, S. Zhang, Y. Jiang, B. Wang, *CFD Numerical Simulation of Wind Field and Pollutant Dispersion in Valley Cities*, Gansu Key Laboratory, Lanzhou University, Northwest Regional Climate Center.
<https://doi.org/10.13198/j-issn.1001-6929.2017.03.91>
- [53] P. Qin, A. Ricci, B. Blocken, *CFD Simulations of Pollutant Dispersion in a Street Canyon: Impact of Ideal Versus Realistic Point Source Emissions*, In Proceedings of the 5th International Conference on Building Energy and Environment (COBEE 2022), Environmental Science and Engineering, Springer, Singapore, pp 33–39, 2023.
https://doi.org/10.1007/978-981-19-9822-5_5
- [54] Jingyuan Shi, Changkai Zhao and Yanan Liu, *CFD Analysis of Building Cross-Ventilation with Different Angled Gable Roofs and Opening Locations*, Buildings 2023.
<https://doi.org/10.3390/buildings13112716>
- [55] M Mehdi, M P Panin, D A Pripachkin and B Moheemmedi, *Modeling the parameters of hot radioactivity release as a result of an accident at Chernobyl nuclear power plant*, National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia
- [56] Matlab, *MATLAB - MathWorks*, [Online].
<http://www.mathworks.com/products/matlab>