



Fireball

Appunti

Effetti di sovrappressione, irraggiamento e dispersione di inquinanti

di **Ciro LUONGO**

Versione del 31.10.2006

<i>Indice:</i>	<i>pagina</i>
Introduzione	I - 4
Inquadramento del problema	I - 6
Il quadro normativo	I - 7
La valutazione del rischio d'area	I - 11
I piani di emergenza esterna e le aree di danno	I - 14
I modelli di calcolo	I - 16
Modellizzazione degli incidenti	I - 18
Modelli di calcolo per esplosioni non confinate di gas (UVCE)	I - 19
Il modello dell'onda d'urto	I - 24
Il modello di correlazione (TNO)	I - 30
Il modello del TNT equivalente	I - 33
Effetti di irraggiamento: BLEVE e fireball	I - 45
Diffusione di gas. Parametri fondamentali sulla scala locale	I - 53
Introduzione ai modelli di diffusione	I - 60
Modelli gaussiani per sorgenti continue	I - 62
Modelli a particelle	I - 66

Introduzione

Come è noto le sostanze chimiche pericolose utilizzate negli impianti definiti “ad alto rischio”, possono portare a seri incidenti con conseguenze per l'uomo, le cose e l'ambiente. Scopo di questo manuale è di fornire una panoramica degli effetti conseguenti agli incidenti coinvolgenti le sostanze pericolose.

Prima di fare ciò, nell'iniziare la descrizione, ci è sembrato utile fornire un quadro normativo aggiornato sui rischi industriali e in maniera sintetica il concetto di stima di rischio d'area.

Dopodiché abbiamo sviluppato le teorie relative alla sovrappressione e all'irraggiamento, in particolare: il modello del pistone equivalente ed il modello dell'onda d'urto, descritto dalla equazione

$$\frac{\Delta P}{P} = n \cdot \left(\frac{r}{L_o} \right)^{-1},$$

che mette in relazione l'incremento di pressione P in funzione della velocità del fronte di fiamma e della lunghezza di esplosione L_o ; il modello di correlazione approntato dal TNO, noto organismo internazionale; gli effetti termici descritti dalla

$$Q_{t \text{ arg et}} = E \cdot F_{21} \cdot \tau$$

che esprime la relazione tra l'energia radiante Q_t ed il flusso termico emesso dalla superficie E del fireball. Abbiamo poi trattato l'esplosione fisica. Un paragrafo è stato dedicato agli effetti di sovrappressione studiati con il modello del TNT equivalente

$$Z = \frac{R}{W^{1/3}},$$

in cui la distanza scalata Z , fissato R , è funzione dell'inverso della radice cubica della massa TNT eq., W . Modello che è stato utilizzato anche per studiare gli effetti delle esplosioni nucleari, di cui diamo cenno per gli scopi del presente lavoro.

Successivamente abbiamo presentato le caratteristiche dei principali parametri che consentono di costruire un modello di dispersione, fornendo una rassegna dei modelli validi sulla scala locale. Sebbene le conseguenze di un incendio o di una esplosione in presenza di sostanze infiammabili comportino seri danni all'uomo, alle cose ed all'ambiente, danni che crescono con il quantitativo di sostanza in gioco, nel caso del rilascio di sostanze tossiche l'estensione delle aree di rischio assume contorni più ampi. In altre parole mentre nel primo caso è possibile tenere l'impianto a distanza di sicurezza rispetto ad altri insediamenti, nel secondo caso il rilascio di inquinanti può raggiungere anche diversi km dal punto zero. A parità di evento ipotizzato, ad esempio rilascio di sostanze inquinanti, la scelta del modello di calcolo “che meglio si adatta alla situazione specifica” è prioritaria. Sebbene numerosi tentativi siano stati fatti per utilizzare differenti modelli di calcolo, ci riferiamo ad esempio al caso dei modelli a particelle, che utilizzano “pseudoparticelle” che si muovono random walk come

una parte di nube di particelle reali, nelle applicazioni abbiamo utilizzato un modello gaussiano che costituisce ancor oggi il modello di calcolo più utilizzato

$$C = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \left\{ \exp\left[-\frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+h)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\}$$

ove la concentrazione in aria C è funzione della velocità del vento u, delle deviazioni standard lungo y e z e dell'altezza dell'emissione, h.

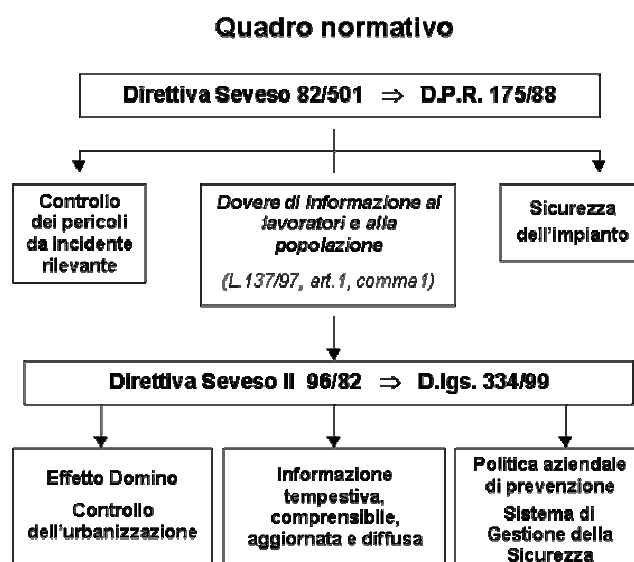
Scegliere il modello che meglio si adatta alla situazione in esame significa assegnare valori più appropriati ai parametri di calcolo, (parametri di dispersione, velocità del vento, condizioni meteo locali, orografia del terreno, etc.). Nei paragrafi che seguono ne abbiamo fornito ampia rassegna.

Mi auguro che a questa bozza seguano versioni più mirate anche con i suggerimenti che vorrete farmi pervenire.

Inquadramento del problema

Il quadro normativo.

Il problema delle conseguenze degli incidenti industriali sull'uomo e sull'ambiente è giunto all'attenzione dei mass media e dell'opinione pubblica con gli incidenti di Seveso (Italia, 1976), Bhopal (India, 1984) e Chernobyl (Unione Sovietica, 1986). In particolare dall'incidente di Seveso è stata avviata a livello comunitario, la regolamentazione del rischio industriale con la *Direttiva 82/501/CE* nota come *Direttiva Seveso* (nome derivante proprio dall'incidente verificatosi all'ICMESA di Seveso nel 1976). In virtù della Seveso il quadro normativo europeo ed italiano è cambiato drasticamente, così come è cambiata la sensibilità culturale e professionale sia degli addetti ai lavori che delle popolazioni interessate. In particolare i gestori e i proprietari di depositi ed impianti ad alto rischio in cui sono presenti determinate sostanze pericolose, sono tenuti ad adottare idonee precauzioni al fine di prevenire il verificarsi di incidenti.



La prevenzione del rischio industriale viene attuata mediante la progettazione, il controllo e la manutenzione degli impianti industriali e il rispetto degli standards di sicurezza fissati dalla normativa. In Italia la Direttiva Seveso è stata recepita con il DPR 175 del 1988 che distingue due categorie di regolamentazione per le attività industriali che utilizzano determinate sostanze: attività soggette a notifica ed attività soggette a dichiarazione a seconda dei quantitativi. Il fabbricante dell'impianto soggetto a notifica, ai sensi dell'art. 5 deve predisporre un rapporto di sicurezza contenente informazioni relative alle sostanze riportate rispettivamente nell'allegato II e III, relative agli impianti e relative ad eventuali situazioni di incidente rilevante predisponendo il piano di emergenza. Egli deve infine fornire misure assicurative e di garanzia per i rischi a persone, a cose e all'ambiente. Viceversa il fabbricante è tenuto a presentare alle Autorità, ai sensi dell'art. 6 una dichiarazione per le attività industriali che comportino o possano comportare l'uso di una o più sostanze pericolose riportate nell'allegato IV o qualora siano immagazzinate una o più sostanze pericolose riportate

nell'allegato II, prima colonna. Nella dichiarazione deve essere precisato che si è provveduto all'individuazione dei rischi di incidente rilevante, all'adozione di misure di sicurezza appropriate, all'informazione, all'addestramento e all'attrezzatura ai fini della sicurezza dei lavoratori.



Figura 1 Distribuzione delle industrie ad alto rischio sul territorio nazionale (fonte APAT).

Con la legge 137/97 è stato inoltre introdotto per i fabbricanti l'obbligo di compilare le schede di informazione per il pubblico riguardanti le misure di sicurezza da adottare e le norme di comportamento in caso di incidente e per i sindaci il dovere di renderle note alla popolazione.

Il quadro normativo sul rischio industriale è stato notevolmente innovato dal recepimento della direttiva comunitaria 96/82/CE, *Seveso II*, avvenuto con D. Lgs 334/99.

Il Decreto Legislativo 334/1999 riguarda il controllo dei pericoli di incidenti rilevanti connessi con determinate sostanze pericolose. In base a questa normativa il gestore dell'impianto ove sono presenti sostanze pericolose in quantità uguale o superiori a quelle indicate nell'allegato I, deve presentare una notifica alle Autorità ai sensi dell'art. 6. Ai sensi dell'art. 8 per gli stabilimenti in cui sono presenti sostanze pericolose in quantità uguali o superiori a quelle indicate nell'allegato I, parti 1 e 2, colonna 3, il gestore è tenuto a redigere un rapporto di sicurezza. Detto rapporto di sicurezza deve evidenziare che sono stati predisposti i piani di emergenza interni e sono stati forniti all'Autorità competente gli elementi utili per l'elaborazione del piano di emergenza esterno al fine di prendere le misure necessarie in caso di incidente rilevante.

Il D. Lgs. tiene conto anche dei cosiddetti effetti domino, art. 12, ossia l'innesco di effetti concatenati che portano ad un aumento dell'estensione e dell'entità

dell'incidente iniziale. La normativa inoltre tiene conto del controllo dell'urbanizzazione, art. 14, a cura delle Autorità competenti, per stabilire, per le zone interessate da stabilimenti a rischio di incidente rilevante, i requisiti minimi di sicurezza in materia di pianificazione territoriale, con riferimento alla destinazione e utilizzazione dei suoli che tengano conto della necessità di mantenere opportune distanze tra stabilimenti e zone residenziali nonché degli obiettivi di prevenire gli incidenti rilevanti o di limitarne le conseguenze per nuovi insediamenti.

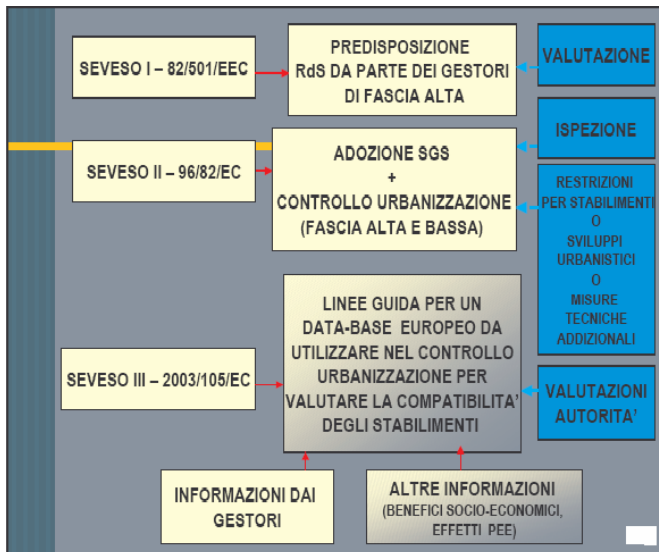


Figura 2 Il quadro normativo. La Seveso ter (fonte APAT)

Ma sono stati ancora alcuni significativi incidenti accaduti negli ultimi anni a riportare in prima pagina il tema della sicurezza negli stabilimenti a rischio di incidente rilevante. Il 30 gennaio 2000 a Baia Mare (Romania) ha ceduto la diga di contenimento di un bacino di sterili (residui di scarto della vagliatura di minerali) nella fonderia di una miniera d'oro. Secondo le stime 100'000 m³ di fanghi e di acque reflue con un tenore di cianuro pari a 126 mg/litro si sono riversati nel fiume Szaros e da lì

hanno raggiunto il fiume Tibisco e il tratto di Danubio a monte di Belgrado, per sfociare successivamente nel Mar Nero. Il 13 maggio 2000 si è verificata un'esplosione in un deposito di fuochi d'artificio a Enschede (città di circa 150'000 abitanti nell'Est dell'Olanda). L'esplosione e l'incendio successivi hanno distrutto completamente il comprensorio residenziale circostante, un'area di quaranta ettari procurando 22 morti, migliaia di feriti, migliaia di persone evacuate per uno o più giorni. Il 21 settembre 2001 si è verificata una esplosione nello stabilimento di fertilizzanti "Grand Paroisse" di Tolosa (Francia). Il materiale all'origine dell'incidente era nitrato d'ammonio fuori specifica. L'incidente ha causato 28 morti, 2'000 feriti e 22'000 evacuati. E' in questo scenario che la Comunità europea ha recentemente pubblicato la Direttiva 2003/105/CE, denominata Seveso III (essa in realtà costituisce un emendamento alla Seveso II che continua ad essere attuale), ma che prevedibilmente passerà alla storia come *Tolosa I*, recepita dal Governo italiano con il D.lgs 21 settembre 2005, n° 238.

Il decreto legislativo n. 238/2005 ha esteso il campo di applicazione della normativa vigente relativamente alle attività industriali, inserendo le operazioni di trattamento chimico o termico dei minerali ed il deposito ad esse relativo che comportano l'impiego delle sostanze pericolose individuate nell'allegato I, nonché gli impianti operativi di smaltimento degli sterili contenenti le stesse sostanze dell'allegato I (art. 4, D.Lgs. 334/99), precedentemente esclusi; ha ampliato la

partecipazione dei soggetti interessati al processo della pianificazione d'emergenza, attraverso la consultazione anche dei lavoratori delle imprese subappaltatrici a lungo termine, nella fase di elaborazione dei piani di emergenza interni (art. 11, D.Lgs. 334/99), nonché della popolazione interessata nel caso di aggiornamento dei piani di emergenza esterni (art. 20, D.Lgs. 334/99); ha individuato un secondo sovraordinato livello di gestione del rischio di incidenti nelle aree interessate dagli stabilimenti "Seveso" (art. 12, D.Lgs. 334/99); ha introdotto nuove tipologie a rischio di cui tener conto nell'elaborazione delle politiche di assetto del territorio e del controllo dell'urbanizzazione, quali edifici frequentati dal pubblico, vie di trasporto principali, aree ricreative ed aree di particolare interesse naturale o particolarmente sensibili dal punto di vista naturale (art. 14, D.Lgs. 334/99); ha intensificato il diritto dei cittadini interessati all'informazione sulle misure di sicurezza, da fornire d'ufficio e nella forma più idonea (art. 22, D.Lgs. 334/99).

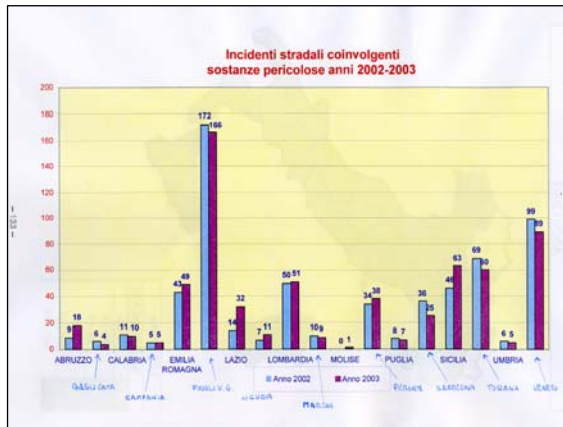


Figura 3 Rappresentazione del numero degli incidenti stradali su strada sul territorio nazionale, (fonte CNVVF).

Contrariamente al caso degli impianti industriali, nel trasporto su strada sebbene con magnitudo inferiore, il numero di incidenti in presenza di sostanze pericolose cresce notevolmente. Nell'anno 2003 ci sono stati su tutto il territorio nazionale 643 incidenti in presenza di sostanze pericolose, di cui 568 in presenza di infiammabili e combustibili gassosi e/o solidi, (la rimanente parte è in presenza di sostanze chimiche), (ref.1).

Sebbene la modellistica di simulazione si possa applicare anche al trasporto su gomma o su

rotaia, classicamente è nata con lo studio degli impianti fissi per determinare l'inquinamento ambientale. Applicheremo in seguito, per gli scopi del presente lavoro, alcuni modelli d'incidente agli impianti fissi.

La valutazione del rischio d'area.

La valutazione del rischio di incidente rilevante in una determinata area e la identificazione delle iniziative per la sua mitigazione costituisce attività di studio complessa e varia da sito a sito. Del resto non rientra tra gli obiettivi del presente lavoro. Pur tuttavia è utile descrivere un caso specifico di *stima del rischio d'area*, (ref. 2), in quanto essa consente di caratterizzare il territorio come un insieme rappresentativo di potenziali eventi incidentali, il cui accadimento e/o evoluzione nell'area sono quantitativamente definiti in termini sia di verosimiglianza che di entità degli effetti avversi. Quantificare il rischio d'area potrà essere di riferimento sia per la mitigazione del rischio sia per lo sviluppo industriale di un'area in esame.

Diamo una rappresentazione del rischio definito come *rischio individuale* e *rischio sociale*.

- *Rischio individuale*: probabilità di un individuo sano, di peso corporeo pari a 70 kg, vestito con indumenti non protettivi e che si trovi all'aperto, di decedere a causa di un generico incidente originato nelle attività industriali site nell'area considerata. Tale rischio dipende ovviamente dalla collocazione dell'individuo rispetto agli impianti e può essere espresso in termini formali con la relazione:

$$R_{x,y} = \sum_{i=1}^n R_{x,y,i}$$

dove:

$R_{x,y}$ = rischio di decesso nel punto geografico x, y ;

$R_{x,y,i}$ = $R_{x,y}$ attribuibile allo scenario i ;

n = numero degli scenari incidentali i cui effetti possono essere avvertiti nel punto x, y .

Nel caso specifico di scenari connessi con il rilascio accidentale di GPL, in cui gli effetti possono essere esclusivamente attribuiti a radiazioni termiche o onde di pressione e gli scenari che evolvono da un singolo evento incidentale possono essere molteplici, il rischio individuale di decesso diviene uguale a:

$$R_{x,y} = \sum_{i=1}^n P(E_i) \sum_{j=1}^m P\left(\frac{S_j}{E_i}\right) P_{x,y}\left(\frac{D}{S_j}\right)$$

dove:

$P(E_i)$ = probabilità di verificarsi dell'evento i ;

$P(S_j/E_i)$ = probabilità di verificarsi dello scenario S_j dato che l'evento E_i si sia verificato;

$P_{x,y}(D/S_j)$ = probabilità di decesso di un individuo posto in x, y dato che lo scenario S_j si sia verificato;

m = numero degli scenari incidentali possibili per il verificarsi dell'evento i .

Il rischio individuale così calcolato si presta agevolmente ad una rappresentazione grafica mediante curve di isorischio tracciate su una mappa, e può così evidenziare in maniera semplice ed intuitiva le aree che risultano esposte.

- *Rischio sociale*: è la probabilità di osservare scenari incidentali ai quali siano attribuibili conseguenze più gravi o uguali ad una definita entità. Questa variabile è quindi definita sul piano cartesiano delle probabilità cumulative e del numero di decessi attesi e costituisce, per la situazione studiata, una misura diretta dell'entità delle conseguenze. Essa implica ovviamente la stima del numero di decessi che possono originare a causa di ognuno degli scenari incidentali identificati e necessita conseguentemente della conoscenza del numero di individui presenti nell'area e delle modalità della loro esposizione.

La stima delle conseguenze per incendio ed esplosione

Per stimare le conseguenze di un incidente generato dal rilascio di sostanze infiammabili è necessario quantificare gli effetti (radiazione termica, sovrappressione, ecc.) in termini di danno all'uomo o alle strutture. Ciò è normalmente realizzato attraverso modelli che legano il danno all'intensità dell'effetto.

Il principale metodo per stimare le conseguenze in seguito a rilasci, sia infiammabili che tossici, è il *metodo probit*, il quale è empiricamente in grado di mettere in relazione l'intensità di un fenomeno al livello di danno che esso può provocare. La funzione *probit* utilizzata ha la forma:

$$Y = K_1 + K_2 \ln V$$

dove il *probit*, Y , è una misura della percentuale della popolazione esposta che subisce il danno, la variabile V è l'intensità del fattore causa del danno, k_1 e k_2 sono costanti caratteristiche della sostanza. Per opportuni valori delle costanti la funzione *probit* si distribuisce normalmente con media 5 e deviazione standard 1. Le funzioni *probit* sono riferite alla probabilità di decesso dell'individuo.

Le conseguenze attribuibili al rilascio di una sostanza infiammabile, possono essere ricondotte ai seguenti scenari: incendio di liquidi e vapori sul luogo del rilascio; dispersione di nubi di vapori infiammabili e possibile combustione e/o deflagrazione a distanza dal luogo del rilascio.

Per i nostri scopi è di seguito descritta la stima della distribuzione spaziale del rischio individuale di decesso per persone non protette e successivamente gli stessi risultati sono stati rappresentati in termini di rischio sociale, (fig. 4). Dall'esame della curva, (nera), si evince quanto segue:

- la probabilità di osservare tra la popolazione residente nell'area almeno un decesso attribuibile ad incidenti industriali è stimata uguale $3 \cdot 10^{-2}$ e/a;
- il più alto numero di decessi attribuibili ad incidenti industriali nell'area è stimabile in circa 300 persone;
- un numero di decessi maggiore di 100 individui attribuibili ad un incidente industriale può essere atteso nell'area con una probabilità minore di $4 \cdot 10^{-4}$ e/a;
- un numero di decessi maggiore di 10 individui causato da eventi incidentali può essere atteso nell'area con una probabilità minore di $2 \cdot 10^{-3}$ e/a.

Con successivi miglioramenti strutturali nel campo della sicurezza, (opzioni a, b, c, d, e), il valore dei decessi attesi diminuisce ma certamente con un costo che cresce in maniera considerevole. In altre parole rimane un rischio residuo che è diverso da zero. Effetti di mitigazione sono possibili, quali ad esempio, la delocalizzazione di particolari impianti a rischio, riduzione dell'effetto domino per taluni scenari, contenimento degli effetti distruttivi, tumulazione di serbatoi, etc.

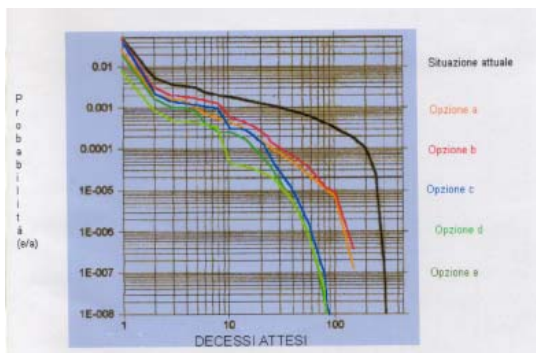


Figura 4 Il rischio sociale. La valutazione del rischio d'area: il caso dell'area industriale di Mantova, (ref. 2)

Ciò significa che vi è un rapporto ottimale costi/benefici per ogni singolo impianto o area in esame. Ma su questo punto torneremo nelle conclusioni.

I piani di emergenza esterna e le aree di danno.

Con l'emanazione del D.P.C.M. 25 febbraio 2005 (S.O. n° 40 alla G.U. n° 62 del 16 marzo 2005), il Dipartimento della Protezione Civile ai sensi dell'art. 20 del D.lgs. 334/1999 ha predisposto le linee guida per l'elaborazione e l'aggiornamento dei PPE (piani di emergenza esterna) degli stabilimenti industriali a rischio di incidente rilevante ai sensi dell'art. 8 del citato decreto legislativo. Il PEE è lo strumento essenziale per la pianificazione delle emergenze e la sua applicabilità in eventuali situazioni operative

- dipende dall'efficacia dei sistemi di allarme
- dal grado di informazione della popolazione
- dalla vulnerabilità territoriale.

In fase preventiva è necessario conoscere la tipologia, il quantitativo di sostanze utilizzate nonché gli scenari incidentali ipotizzati, con l'individuazione degli eventi e delle conseguenze previste. I principali eventi ipotizzabili sono di seguito elencati con gli effetti associati:

Incendi (<i>pool-fire, jet-fire, flash-fire, fireball</i>)	→	irraggiamento
Esplosioni (<i>CE, UVCE, Bleve</i>)	→	sovrappressione
Rilascio di sostanze pericolose	→	tossicità

Le aree a rischio sono suddivise in

1. *prima zona "di sicuro impatto"* (soglia ad elevata letalità) immediatamente adiacente allo stabilimento. All'interno di questa zona deve essere previsto un sistema di allarme per avvertire la popolazione dell'insorgenza del pericolo ed un'azione di informazione preventiva particolarmente attiva e capillare
2. *seconda zona "di danno"* (soglia di lesioni irreversibili) esterna alla prima caratterizzata da possibili danni anche gravi ed irreversibili per le persone che non assumono le corrette misure di autoprotezione e da possibili danni anche letali per persone più vulnerabili come i minori e gli anziani
3. *terza zona "di attenzione"*, dipende dai casi specifici in base alle valutazioni delle Autorità. In assenza di altre informazioni, cautelativamente può essere assunta pari al doppio della distanza della seconda zona dal centro di pericolo.

In generale i provvedimenti di protezione civile variano in funzione dell'entità e della natura dell'emergenza ma essenzialmente riguardano ricovero al chiuso ed in casi particolari evacuazione provvisoria delle persone interessate. I livelli di protezione sono fissati al paragrafo V.2 dello stesso DPCM e sono di seguito riportati:

Tabella 1

Fenomeno fisico	Zone ed effetti caratteristici	
	di sicuro impatto - elevata letalità	di danno - lesioni irreversibili
Esplosioni (sovrappressione di picco)	0.3 bar 0.6 bar spazi aperti	0.07 bar
BLEVE/sfera di fuoco (rad. termica variabile)	raggio fireball	200 kJ/m ²
Incendi (radiazione termica stazionaria)	12.5 kW/m ²	5 kW/m ²
Nubi vapori infiammabili	LFL	0.5 LFL
Nubi vapori tossici	LC50 (30 min)	IDLH

essendo

LFL, limite inferiore di infiammabilità

LC50, concentrazione di sostanze tossiche letale per inalazione nel 50% dei soggetti esposti per 30 minuti

IDLH, concentrazione di sostanza tossica fino alla quale l'individuo sano in seguito ad esposizione di 30 min non subisce per inalazione danni irreversibili alla salute e sintomi tali da impedire l'esecuzione delle appropriate azioni protettive.

In base a quanto indicato nel paragrafo V, l'Autorità Pubblica (AP) può predisporre gli scenari dei singoli eventi utilizzando il modello speditivo (all. 1 del DPCM) che costituisce un aggiornamento e una semplificazione di quello pubblicato il 18 gennaio 1994 dalla Presidenza del Consiglio dei Ministri - Dipartimento di Protezione Civile. Detto metodo, in assenza di dati del gestore, consente di calcolare le zone di sicuro impatto e di danno contigue allo stabilimento e sulle quali possono ricadere gli effetti dannosi di un evento incidentale. E' possibile inoltre dedurre una terza zona detta di attenzione.

Con i valori ricavati dalla tab. 1, 2 e 3 si può ricavare la distanza di sicuro impatto

$$D_{sic.imp.} = M_{inf} + (M_{sup} - M_{inf}) \cdot (Q_{tot} - Q_{inf}) / (Q_{sup} - Q_{inf})$$

(i cui simboli saranno in seguito specificati)

e la distanza esatta di danno

$$D_{es.danno} = D_{sic.imp.} \cdot SDD$$

essendo SDD un valore riportato per ogni sostanza in colonna 7 della stessa tab. 3.

Stimeremo in seguito i valori delle distanze su indicate per le sostanze utilizzate nella simulazione, per una utile comparazione dei risultati.

I modelli di calcolo.

I modelli di simulazione assumono particolare importanza in relazione agli eventi incidentali ipotizzati per determinare gli effetti sulle popolazioni residenti in prossimità, sull'ambiente e sulle strutture circostanti. In altre parole l'Autorità pubblica che redige il piano di emergenza esterno deve in premessa conoscere le conseguenze incidentali al fine di poter determinare le aree di danno per le popolazioni residenti in prossimità dell'impianto e poter di conseguenza adottare i provvedimenti più idonei per la pubblica incolumità.

La modellistica di simulazione rientra nel settore più ampio di quella disciplina denominata analisi del rischio industriale. L'analisi del rischio per un impianto industriale consiste in un complesso di procedure e/o provvedimenti che hanno come scopo lo studio delle relazioni causa-effetto negli eventi incidentali al fine di determinarne l'impatto sull'ambiente e sull'individuo. In linea generale l'analisi del rischio si suddivide in una prima parte tesa ad identificare gli incidenti connessi con l'attività ed in una seconda parte più prettamente analitica che ha per scopo lo studio delle relazioni in termini di sicurezza. L'analisi sistematica degli eventi viene eseguita utilizzando procedure note di analisi quali l'Analisi di Operabilità oppure l'Analisi dei Modi e degli Effetti di Guasto. Grazie all'elevata esperienza professionale e tecnologia nonché ad una efficace politica della sicurezza che governa gli impianti ad alto rischio, la statistica d'incidenti è estremamente bassa.

Attività	Stabilimenti	
	n	%
Stabilimento chimico o petrolchimico	288	25,6
Deposito di Gas liquefatti	247	22,0
Raffinazione petrolio	17	1,5
Deposito di oli minerali	298	26,5
Deposito di fitofarmaci	27	2,4
Deposito di tossici	40	3,6
Distillazione	21	1,9
Produzione e/o deposito di esplosivi	52	4,6
Centrale termoelettrica	15	1,3
Galvanotecnica	21	1,9
Produzione e/o deposito di gas tecnici	43	3,8
Acciaierie e impianti metallurgici	14	1,3
Altro	40	3,6
TOTALE	1.123	100

Figura 5 Stabilimenti ad alto rischio industriale sul territorio nazionale, (fonte APAT).

I modelli matematici di simulazione possono variare per tipologia, caratteristiche e campo di applicazione. Essi inoltre variano in funzione della scala spaziale e temporale, in base all'entità ed alla tipologia della sostanza e del rilascio, ma anche in base agli eventi connessi con l'evento sorgente in esame, ad esempio incendio che successivamente innesca un rilascio o viceversa, e così via dicendo. In generale in caso di incidente gli eventi sorgente sono: incendio, esplosione, rilascio di inquinanti. Avendo fissato gli scenari incidentali per ogni singolo impianto, "top

event", è possibile utilizzare i modelli di simulazione per verificare le conseguenze degli eventi in ipotesi.

Certamente i risultati di una simulazione vanno valutati nell'ambito del contesto fisico-ambientale ove è presente l'impianto, pur tuttavia forniscono un utile metro di analisi e confronto. Ma su quest'ultimo punto torneremo ampiamente nella seconda parte.

Benché la normativa in vigore abbia ampiamente contemplato tutte le possibili conseguenze degli incidenti sull'ambiente sia in fase di progetto e sia in fase di gestione, nuovi interrogativi si pongono in evidenza in relazione ai recenti scenari

internazionali. Si tenga conto che sul territorio nazionale sono presenti oltre 1'000 impianti a rischio, che possono definirsi in linea con le direttive di Difesa Civile, come "obiettivi sensibili". Di essi oltre il 22%, (fig. 5), riguarda depositi di GPL.

Modellizzazione degli incidenti

In questa prima parte tratteremo gli effetti di sovrappressione e gli effetti termici, nonché le conseguenze di un rilascio di sostanze inquinanti nell'ambiente.

Modelli di calcolo per esplosioni non confinate di gas (UVCE).

L'UVCE è definito come "esplosione di una nuvola di vapore non confinata". Il fenomeno è complesso e può comportare seri danni all'uomo ed alle cose. Prima di soffermarci sulle caratteristiche dell'UVCE, riportiamo nelle pagine che seguono le principali caratteristiche del modello dell'onda d'urto e del modello di correlazione, (ref. 3), che consentono di spiegare, almeno in prima analisi, la fisica dei fenomeni. Successivamente ci occuperemo del modello TNT equivalente, sia nel caso generale e sia per esplosioni di notevole energia, (es. esplosioni militari).

Schema del pistone equivalente

Per descrivere il fenomeno UVCE applichiamo il modello del pistone equivalente. Supponiamo di essere in presenza di un cilindro all'interno del quale scorra un pistone. Quest'ultimo può muoversi o nel senso di comprimere il fluido in quiete contenuto nel cilindro o nel senso di espanderlo. Occupiamoci della compressione. Il piano dell'onda di compressione si muove all'interno del fluido alla velocità del suono, c_0 . All'istante iniziale il pistone si muove verso le x positive secondo una legge che è rappresentata in un diagramma (x, t) dalla curva (C) tangente all'asse delle t nell'origine. Nel corso del movimento il pistone

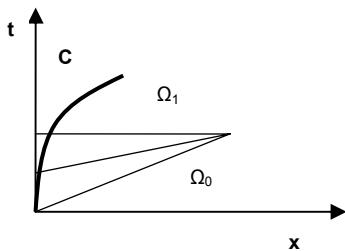


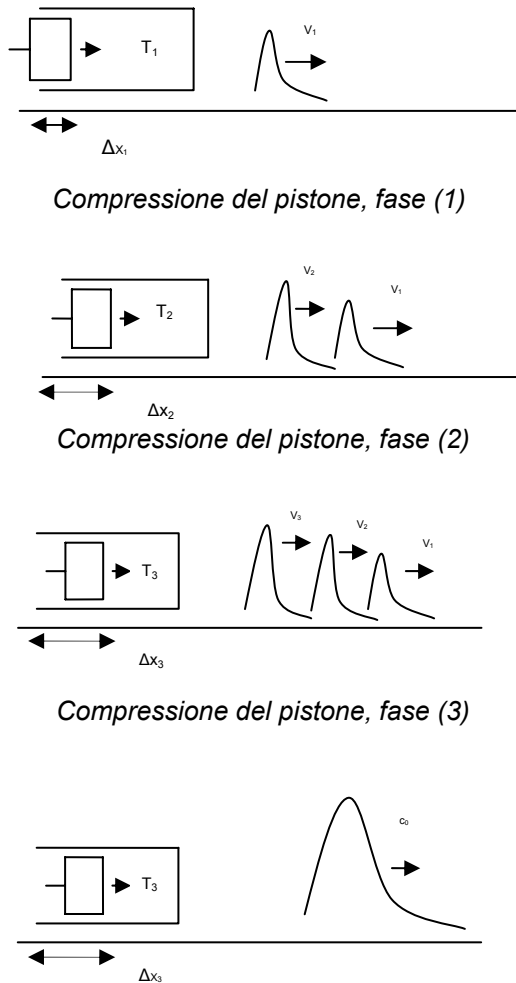
Figura 6 Fase di compressione (C) del pistone equivalente

creerà un treno d'onde che si propagherà nel fluido inizialmente a riposo.

Ciascuna di queste onde si propagherà alla velocità relativa rispetto al pistone, $+c_0$. Il modello del pistone equivalente suppone che la c sia una funzione crescente della densità e quindi della pressione. Ne discende che le onde successive emesse dal pistone avranno velocità crescenti nel tempo. Si può in altro modo dire che la coda dell'onda Ω_1 procederà più velocemente che la testa dell'onda Ω_0 ed il treno delle onde andrà progressivamente raggruppandosi. Allorché Ω_1 avrà raggiunto

Ω_0 il fenomeno cambierà d'aspetto: la compressione iniziale di tipo continuo si trasformerà in un'onda d'urto di tipo discontinuo. La forma della curva (C) ci indica che al passare del tempo t aumenta la velocità di compressione $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ in

quanto aumenta l'ampiezza degli incrementi Δx , generando onde a velocità V_1, V_2, \dots, V_n .



Il modello del pistone equivalente si può visualizzare nel modo seguente. Dopo la prima fase (1) di compressione il pistone si sposta di un tratto Δx_1 e viene generata un'onda di velocità V_1 . La temperatura all'interno del cilindro è T_1 . E' prodotto un lavoro elementare $L_1 = F_1 \cdot \Delta x_1$. Nella fase successiva (2) continua la compressione di un tratto Δx_2 ed è generata una seconda onda di compressione di velocità V_2 . La

temperatura all'interno del cilindro è T_2 . E' prodotto un lavoro elementare $L_2 = F_2 \cdot \Delta x_2$. Così via nella terza fase (3) il pistone si comprime di un tratto Δx_3 , è generata una terza onda di velocità V_3 e viene prodotto un lavoro L_3 . Risulta che

$$V_3 > V_2 > V_1 \text{ e } L_3 > L_2 > L_1.$$

ovvero la velocità di propagazione è funzione crescente della densità e della pressione. Le fasi elementari (1), (2) e (3) sono equivalenti ad un'onda che si muove con velocità c_0 (velocità del suono nel mezzo), limite a cui tende la velocità V quando n diviene molto elevato: in questo senso

$$c_0 > V_3.$$

Compressione del pistone, fase (3) equivalente

In condizioni adiabatiche ed ideali la relazione tra P e V è del tipo

$$P \cdot V^{1.4} = \text{cost.}$$

In condizioni reali, la relazione assume una forma più generale

$$P \cdot V^n = \text{cost.}$$

mentre tra le temperature vale la relazione

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{n-1}$$

Risulta che $T_2 > T_1$, ovvero nella compressione aumenta anche la temperatura del fluido all'interno.

Il meccanismo della combustione può avvenire con la deflagrazione e con la detonazione.

Deflagrazione.

Se si fornisce per un tempo limitato una piccola quantità d'energia, millesimi di Joule, ad una miscela combustibile di aria-gas avente una composizione all'interno del campo di esplosività, può iniziare una reazione spontanea. Un punto di ignizione potrà produrre un fronte di fiamma sferico in misura strettamente correlata al tempo necessario affinché la reazione si diffonda indisturbata nella miscela omogenea. Il calore rilasciato produce l'espansione dei prodotti di combustione che spingono frontalmente la miscela dalla parte che non ha reagito. La fiamma può perciò essere considerata come un pistone permeabile ritornando allo schema cui si è brevemente accennato. Il pistone permeabile provoca onde di compressione all'interno della miscela combustibile che non ha reagito ed esse si propagano alla velocità del suono nel mezzo.

Se la velocità del fronte di fiamma è sufficientemente alta, onde di compressione successive si sovrappongono una sull'altra provocando un'onda d'urto. E' evidente che più è alta la velocità del fronte di fiamma tanto prima avverrà che questo diventi un'onda d'urto e più alta sarà la sovrappressione prodotta. Questa forma di esplosione è la deflagrazione. La velocità della deflagrazione è generalmente inferiore alle poche centinaia di metri al secondo. Per fissare le idee, per il propano la velocità del fronte di fiamma è 80 m/s.

Detonazione.

Un secondo meccanismo può portare una miscela combustibile aria-gas a reagire spontaneamente. Esso si basa sull'aumento di temperatura dovuto all'onda d'urto o per meglio dire all'aumento di pressione prodotto dall'onda d'urto che genera un fortissimo aumento di temperatura. Se il gas a monte dell'onda d'urto reagisce con sufficiente velocità ad elevate temperature, l'energia di combustione prodotta sosterrà e manterrà l'onda d'urto stessa. In altre parole una nuvola di gas che detona produce una sovrappressione che può essere calcolata per ciascun tipo di gas combustibile (circa 20 bar come ordine di grandezza) e che la velocità dell'onda di detonazione è di conseguenza anch'essa fissata, circa 2 km/s.

Il fenomeno dell'UVCE.

Come già detto l'UVCE è definito come "*esplosione di una nuvola di vapore non confinata*". I parametri che caratterizzano il manifestarsi del fenomeno verso una deflagrazione o verso una detonazione dipendono da diversi fattori. Innanzitutto dalla forma della nube che può essere emisferica, cilindrica o piatta. La forma però sebbene influisca sul processo di combustione influisce minimamente sul fenomeno della detonazione che ha una sua evoluzione ben definita. Secondo Chapman e Jouguet "*la detonazione è un processo di urto e di flusso di gas a velocità supersonica associati ad una trasformazione chimica che si oppone alle perdite di energia*". Siccome molte reazioni esplosive tra gas avvengono con diminuzione di volume esse risultano favorite dalla compressione generata dall'onda d'urto. Ai confini della nuvola di vapore che detona, il picco di sovrappressione potrà raggiungere anche 20 bar e diminuirà all'aumentare della distanza dalla nuvola.

Utilizzeremo in seguito il modello della forma emisferica che approssima bene il fenomeno nel senso della sicurezza anche perché ci consentirà di tracciare le

linee di uguale picco di pressione, (aree di danno) che sono semicerchi con centro nel punto zero.

Nel processo di deflagrazione dal quale solitamente si diparte il fenomeno dell'UVCE, la quantità di miscela esplosiva contenuta nella nuvola diventa invece un parametro importante. In altre parole il fronte di fiamma inizialmente a bassa velocità, accelera nel tempo percorrendo certe distanze all'interno della nuvola fino a produrre danni significativi.

Un altro parametro importante è la fase fisica in cui si presenta la nuvola. Si possono produrre infatti, secondo il punto di ebollizione del combustibile, "nuvole di goccioline" che influenzano il comportamento esplosivo. Ci riferiamo dunque in seguito ad una nuvola omogenea in fase gassosa.

Il manifestarsi dell'UVCE verso la deflagrazione o la detonazione, è influenzato dall'energia fornita alla miscela di gas-aria dalla sorgente di innesco per unità di tempo e di volume. L'energia necessaria per dar luogo ad una deflagrazione è dell'ordine dei millijoule mentre per dar luogo ad una detonazione è richiesta una energia molto più grande.

L'UVCE dipende anche dal tipo e dalla posizione delle sorgenti di innesco, sorgenti permanenti e sorgenti accidentali che la nuvola incontra nel suo percorso di diffusione. A seconda delle possibilità l'accelerazione del fronte di fiamma può avvenire dal contorno esterno verso in centro oppure il viceversa. Certamente dipenderà, caso per caso, dalle condizioni locali in esame.

In altre parole la posizione dell'innesco influenzerà la velocità della fiamma. Quest'ultima dipenderà sicuramente dalle condizioni ambientali e meteorologiche locali del sito in esame nel quale si muove la nuvola.

Nel caso della deflagrazione, l'accelerazione del fronte di fiamma è sicuramente favorita dalla presenza di ostacoli, edifici, tubi, condotte che determinano il fenomeno della turbolenza che ne amplifica l'effetto moltiplicativo.

Al contrario se non c'è ragione che si verifichi un'accelerazione del fronte di fiamma e si può assumere che la velocità della fiamma rimanga molto bassa, la nuvola di gas brucerà senza generare un'onda d'urto.

La probabilità che una nuvola di vapore infiammabile si inneschi vale fino a 0.5 per perdite consistenti maggiori di 10 ton e 0.001 per piccole perdite. Dato l'innesco è assai più probabile il flash-fire che non l'UVCE. La probabilità che si abbia una UVCE è circa 10% per nubi grandi (>10 ton) e scende a circa 1-0.1 % per nubi piccole, circa 1 ton. Inoltre una UVCE è più probabile per sostanze con elevate velocità di combustione e se la nube incontra un qualche tipo di sconfinamento o ostacolo alla libera dispersione. Inoltre non si ha UVCE con meno di 500-1'000 Kg di infiammabile. La conseguenza più grave per il flash-fire è la radiazione termica mentre per una UVCE è l'onda di pressione; una UVCE è una deflagrazione con sovrappressione di picco di 1 atm o meno e durata della fase positiva 20-100 ms. L'efficienza dell'esplosione è compresa tra 1 e 10%.

Nei paragrafi che seguono tratteremo il modello del TNT equivalente, anticipiamo qui il calcolo della massa equivalente, ovvero la quantità di esplosivo equivalente a quella del TNT.

La massa di TNT equivalente si calcola applicando la seguente relazione:

$$W = \frac{\eta \cdot M \cdot E_c}{E_{cTNT}} \quad (1)$$

dove

W = massa di TNT equivalente all'infiammabile (kg)

M = massa di materiale infiammabile rilasciata (kg)

η = efficienza dell'esplosione (compresa tra 0.01 e 0.1)

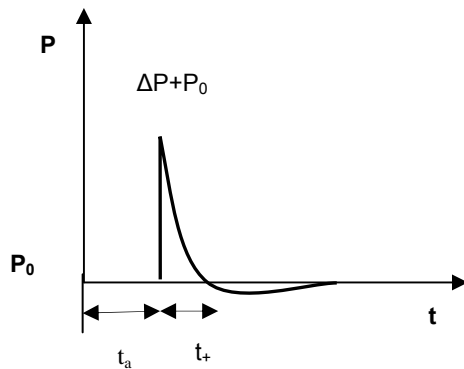
E_c = calore di combustione del gas infiammabile (kJ/kg)

E_{cTNT} = calore di combustione del TNT (circa 4'600 kJ/kg)

Il modello dell'onda d'urto (TNO, "shock wave model"-Wiekema).

Il modello di calcolo che segue permette di determinare le variabili caratteristiche dell'onda d'urto in funzione della distanza dalla nuvola stessa. Queste variabili caratteristiche sono il picco di sovrappressione ΔP , la fase della durata positiva t_+ ed il tempo di arrivo t_a nel punto di osservazione.

Prima di vedere come il modello risolve il calcolo nel caso che si supponga si



Modello dell'onda d'urto

produca una deflagrazione, è necessario richiamare brevemente le condizioni che descrivono l'evento. Una nuvola emisferica con volume V_0 consistente di una miscela combustibile gas/aria omogenea si espande dopo esser stata innescata al centro per raggiungere una successiva configurazione emisferica definita dal volume V_1 . Questo movimento di espansione è responsabile della formazione dell'onda d'urto che è ben descritto dal modello del pistone equivalente. Il movimento di

espansione può essere riferito al raggio r_1 corrispondente al volume V_1 della nuvola che si è espansa ed al tempo durante il quale avviene questa espansione che dà una misura della velocità media del fronte di fiamma u_{fl} . Il modello di calcolo fornisce una relazione tra il valor medio della velocità del fronte di fiamma appena definito ed il picco di sovrappressione dell'onda d'urto in funzione della distanza dal centro della nuvola r .

Si può definire la lunghezza di esplosione come

$$L_o = \left(\frac{V_o \cdot E_c}{P_o} \right)^{1/3} \quad (2)$$

nella quale E_c indica l'energia di combustione della miscela per unità di volume. I risultati dei calcoli possono essere espressi in termini di velocità del fronte di fiamma con la formula che segue:

$$\frac{\Delta P}{P} = n \cdot \left(\frac{r}{L_o} \right)^{-1} \quad (3)$$

dove n è un coefficiente numerico legato alla velocità del fronte di fiamma.

$n = 2 \cdot 10^{-2}$	per $u_{fl} = 40 \text{ m/s}$
$n = 6 \cdot 10^{-2}$	per $u_{fl} = 80 \text{ m/s}$
$n = 15 \cdot 10^{-2}$	per $u_{fl} = 160 \text{ m/s}$

La durata della fase positiva t_+ si calcola tenendo conto della quantità adimensionale T_s , definita come

$$T_s = \frac{c_0 \cdot t_+}{L_0} \quad (4)$$

che nel caso della deflagrazione si rappresenta nel seguente modo:

$$T_s = 0.456 \cdot \left(\frac{c_0}{u_{fl}} - 1 \right) + \frac{3}{7} n \cdot \ln \left[\frac{1 + \frac{3}{7} \cdot \frac{r}{L_0}}{1 + \frac{1.064}{n}} \right] \text{ per } \gamma = 1.4 \quad (5)$$

Volendo visualizzare il modello di espansione possiamo pensare ad una emisfera di raggio R_0 che al tempo t_0 assume il volume V_0 all'interno del quale la sostanza infiammabile si è innescata omogeneamente. La combustione si propaga nel volume V_0 ad una velocità del fronte di fiamma u_{fi} , provocando la

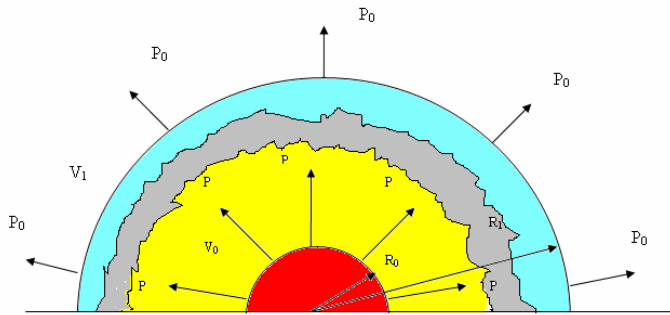


Figura 7 Modello d'espansione del fronte d'urto

compressione dell'aria. In realtà all'interno del volume di combustione si ha un Δu_{fi} per cui al bordo di V_0 si ha un'accelerazione del fronte di fiamma. Con la compressione si genera il fronte d'urto che si muove a velocità c_0 , (velocità del suono in aria) che è legata alla temperatura dalla relazione

$$c_0 = \sqrt{\frac{T \cdot \gamma \cdot R}{M}}$$

essendo

T = temperatura del gas in gradi Kelvin

γ = rapporto dei calori specifici

R = costante dei gas (pressione x volume/mole x grado)

M = peso molecolare

Ad esempio per il propano vale che

$$c_0 > u_{fi(C_3H_8)}$$

La pressione del fronte d'urto che inizialmente è P, decresce nel tempo con l'espansione radiale dell'aria, fino a raggiungere il valore

$$P_0 = P_{atm.}$$

Vale la relazione $P = P_0 + \Delta P$, il cui andamento nel tempo è riportato in figura (12). Il potere distruttivo dell'onda d'urto è proporzionale all'area racchiusa dalla funzione $P = f(t)$ con l'asse delle t, (fig. 11).

L'espansione dell'aria termina quando il fronte d'urto ha raggiunto il raggio R_1 di volume V_1 , valendo la relazione

$$\frac{R_0}{R_1} = \left(\frac{V_0}{V_1}\right)^{1/3}$$

Al tempo t generico, il fronte d'urto ha una velocità U che dipende solo dal rapporto $\Delta P/P$ come faremo vedere nel caso delle detonazioni.

Inoltre per grandi quantità di esplosivo in gioco di energia E, vale la proporzionalità, (il raggio di espansione è proporzionale al volume elevato ad un terzo che a sua volta è proporzionale alla potenza dell'esplosione anch'essa elevata ad un terzo)

$$R \propto V^{1/3} \propto E^{1/3}$$

come faremo vedere in seguito.

Il modello dell'onda d'urto per una UVCE

Consideriamo una nuvola non confinata di vapore, di volume V_0 . L'energia che una tale nuvola può rilasciare a seguito di una combustione completa è pari a $3.5 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$ per una miscela stechiometrica di gas. Il modello suddivide tra loro i gas in base al grado di reattività, (definita come *suscettibilità del gas a dare luogo a processi di accelerazione del fronte di fiamma*). I gradi di reattività che danno luogo ad una UVCE, sono tabellati per le diverse sostanze. Se il grado di reattività è medio o basso e se l'energia non supera $8 \cdot 10^8 \text{ J}$, non ci dobbiamo aspettare significativi effetti di pressione dall'esplosione di una nuvola di vapore non confinata. Al contrario se l'energia in gioco fosse maggiore di $8 \cdot 10^8 \text{ J}$ o se il gas combustibile fosse altamente reattivo, si potrebbero determinare i valori di Δp e di t_r in funzione della distanza. In altre parole parametro fondamentale del modello dell'onda d'urto è l'accelerazione del fronte di fiamma che va valutata caso per caso. Parametri fondamentali sono anche il grado di confinamento della nuvola (ad es. dovuto a costruzioni presenti in vicinanza) e di turbolenza.

Per ogni deflagrazione è possibile determinare una L_0 , definita dalla (2), a cui è possibile associare una velocità del fronte di fiamma che determina un effetto di sovrappressione osservato in funzione della distanza.

Facciamo un esempio. Supponiamo di avere una sfera di propano da 5'000 m³ a 7 °C e 8 bar. Vogliamo calcolare il volume che occupa la nube che si libera in aria e successivamente gli effetti della sovrappressione alle varie distanze.

$$\rho_{vap}(7^{\circ}C, 8bar) \approx \frac{44 \cdot 8}{0.0821 \cdot 280.15} = 15.304 \text{ kg/m}^3$$

$$\rho_{liq} = 528 \text{ kg/m}^3$$

la massa nel serbatoio a quella pressione e temperatura secondo la eq. $M = V \cdot \rho$, è $M_{vap+liq} = 5000 \cdot 0.8 \cdot 528 + 5000 \cdot 0.2 \cdot 15.304 = 2'112'000 + 15'304 = 2'127'304 \text{ kg}$.

Di tutta la massa nel serbatoio, il 50% della fase liquida passa allo stato gas, mentre tutta la fase gassosa a 8 bar, si porta a pressione atmosferica.

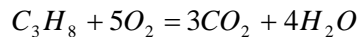
Analiticamente

$$M_{gas} = 2'112'000 \cdot 0.5 \text{ (LIQ} \rightarrow \text{GAS)} + 15'304 \text{ [GAS (8 bar)} \rightarrow \text{GAS (1 bar)]} = 1'056'000 + 15'304 = 1'071'304 \text{ kg}$$

Ricaviamo il volume di propano allo stato gas, conoscendo la massa e la densità, ($\rho_{GAS} = 1.81 \text{ kg/m}^3$).

$$V(\text{GAS}) = 1'056'000 / \rho_{GAS} + 15'304 / \rho_{GAS} = 583'425.4 + 8'455.25 = 591'880,65 \text{ m}^3$$

La reazione stechiometrica di combustione è



cioè per ogni m³ di propano occorrono 5 m³ di O₂. Siccome la quantità di O₂ in aria è il 20%, la miscela stechiometrica è composta da 14'797'016,25 m³ di aria ed 591'880,65 m³ di propano allo stato gas.

$$V = V_{aria} + V(C_3H_8) = 14'797'016,25 + 591502.7 = 15'388'518,95 \text{ m}^3$$

La lunghezza specifica di esplosione è $L_0 = (15'388'518,95 \cdot 3.5 \cdot 10^6 / p_0)^{1/3} = 814 \text{ m}$
Sono riportati in tab. 2 i raggi delle aree di danno, in corrispondenza dei picchi di sovrappressione. Utilizziamo la

$$\frac{\Delta P}{P} = 6 \cdot 10^{-2} \cdot \left(\frac{r}{L_0} \right)^{-1}$$

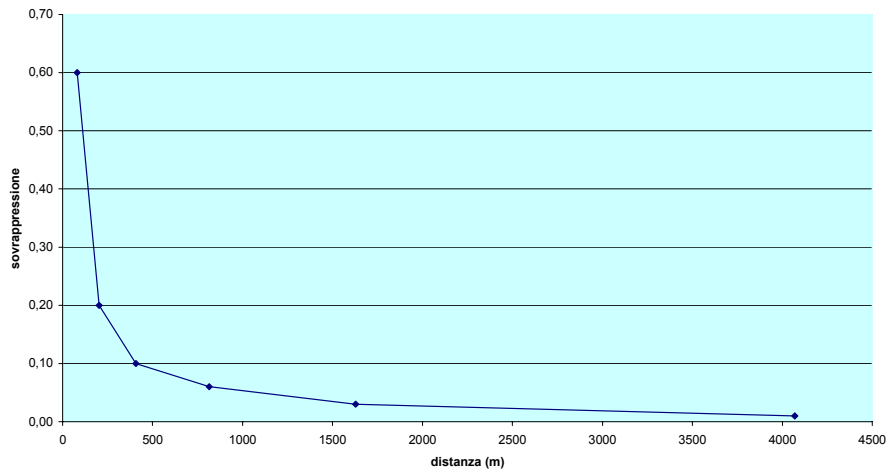
ponendo il fattore $n = 6 \cdot 10^{-2}$ a cui corrisponde una velocità del fronte di fiamma di 80 m/s.

Tabella 2

Effetti di sovrappressione calcolati mediante il modello dell'onda d'urto

$\left(\frac{r}{L_0} \right)$	$\frac{\Delta P}{P}$	r_i (m)
5	0.01	4070
2	0.03	1628
1	0.06	814
0.5	0.1	407
0.25	0.2	203
0.1	0.6	81

Andamento della sovrappressione in funzione della distanza calcolata con il modello dell'onda d'urto



Dal grafico si evince che gli effetti della sovrappressione crescono con il diminuire della distanza rispetto al p. z.

Il modello di correlazione (TNO, ref. 3).

Supponiamo di conoscere oltre all'ammontare totale del materiale combustibile che si trova nel campo esplosivo di una nuvola, il calore di combustione h_c rilasciato dalla combustione dell'unità di massa del materiale combustibile. Dal prodotto dei due dati avremo il quantitativo totale di energia contenuto nella parte esplosiva della nuvola (in Joule).

Se $E_0 < 5 \cdot 10^9$ J che corrisponde approssimativamente a 100 Kg di idrocarburi, allora la nuvola è così piccola che non ci si devono aspettare danni significativi.

Se però $E_1 > 5 \cdot 10^{12}$ J che corrisponde a circa 100 tonnellate di idrocarburi allora la nuvola è così grande che non sono noti sufficienti dati sperimentali per fare correlazioni tra l'andamento dei danni prodotti dall'esplosione e la distanza percorsa dall'onda d'urto. Solo all'interno dei limiti

$$E_0 < E < E_1$$

è possibile estrapolare il massimo effetto che un'esplosione può generare.

E' possibile suddividere le sostanze secondo il comportamento esplosivo. I parametri essenziali per l'esplosività sono:

- l'energia necessaria per dare inizio alla detonazione, che è spesso espressa in grammi di esplosivo
- Il periodo indotto di alta temperatura.

La classificazione può essere stabilita come segue

materiali altamente esplosivi	→	ad esempio idrogeno, acetilene, ossido di etilene
materiali ad esplosività intermedia	→	ad esempio etano, propano, butano, isobutano
materiali poco esplosivi	→	ad esempio ammoniaca, metano, gas naturale

E' opportuno ricordare che i materiali ad esplosività intermedia non detonano ed il modello di correlazione si applica correttamente proprio a materiali ad esplosività intermedia.

Per picchi di sovrappressione di 0.3 bar ai confini della nuvola espansa a seguito di esplosione, è necessaria una velocità del fronte di fiamma di circa 200 m/s.

In esperimenti con miscele aria-idrocarburi non sono mai stati raggiunti tali valori, sebbene i danneggiamenti alle cose o strutture dipendano anche dalla durata della fase esplosiva, come nel caso del TNT.

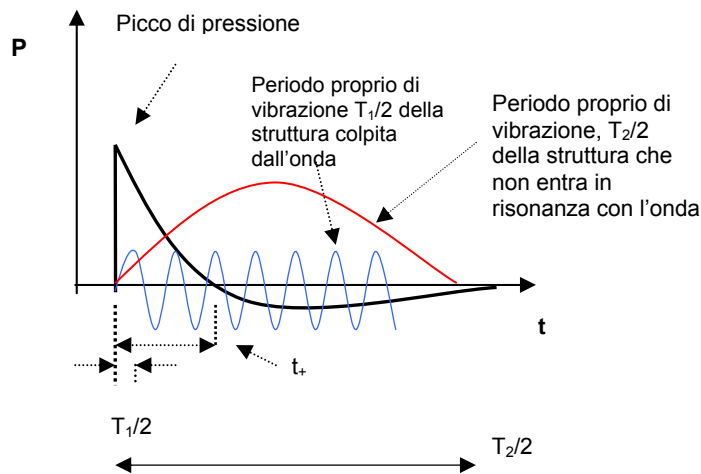


Figura 8 Rappresentazione del picco di pressione t_+ e del periodo proprio di vibrazione $T_1/2$ di una struttura colpita dall'onda d'urto. Viceversa la struttura che ha periodo di vibrazione $T_2/2$ non entra in risonanza con l'onda.

Il picco di sovrappressione è da solo responsabile del danneggiamento se la durata della fase esplosiva t_+ è relativamente lunga rispetto al periodo di vibrazione propria della struttura considerata. In fig. 8 è chiaramente visibile il caso di una struttura avente periodo $T_1/2$ che subisce l'azione dell'onda distruttrice, mentre la seconda struttura avente periodo di vibrazione $T_2/2$ non subisce l'azione dell'onda in quanto $T_2/2 > t_+$.

E' possibile interpretare i fenomeni esplosivi utilizzando leggi di scala, (ref. 4), che come vedremo meglio in seguito sono utilizzate per le grosse detonazioni. Secondo questa legge se R_1 è la distanza da un esplosivo di riferimento di peso W_1 al quale è assegnato un ben definito valore di sovrappressione statica, per qualsiasi peso dell'esplosivo W avremo

$$\frac{R}{R_1} = \left(\frac{W}{W_1} \right)^{1/3}$$

In linea con la legge di scala è possibile stabilire la relazione per alcuni tipi di danneggiamento (S)

$$R(S) = C(S) \cdot (\eta \cdot E)^{1/3} \quad (6)$$

dove

$R(S)$ è il raggio del circolo di danneggiamento espresso in metri,
 η esprime il rendimento complessivo della reazione. In altre parole solo una parte dell'energia totale disponibile nella parte esplosiva della nuvola è disponibile per la propagazione dell'onda d'urto. Il rendimento η dipende da un fattore η_c che tiene conto della non stechiometricità della reazione e da η_m che tiene conto del rendimento meccanico della combustione, $\eta = \eta_c \cdot \eta_m$

Poniamo $\eta = 0.10$. I $C(S)$ sono così fissati

C(S) valore limite espresso in $\text{mJ}^{1/3}$	Danneggiamento caratteristico
0.03	Pesanti danni a costruzioni ed impianti
0.06	Danni riparabili per palazzi e danneggiamenti alle facciate delle abitazioni
0.15	Rottura di vetrate con conseguenti danni collaterali alle persone
0.4	Rottura di vetri (circa il 10% dei pannelli)

E' noto che il GPL, così come l'etano, il butano, propano e l'isobutano, è una sostanza intermedia tra quella altamente esplosive e quelle poco esplosive.

Proponiamo un semplice esempio di calcolo dei raggi $R_i(S)$ con il modello di correlazione per una UVCE da propano. Determiniamo le aree di danno per un rilascio di 100 mc di propano in fase liquida.

La densità della fase liquida è $D_L(\text{C}_3\text{H}_8) = 528 \text{ Kg/mc}$, pertanto la massa di prodotto è

$$M(\text{C}_3\text{H}_8) = 52 \cdot 800 \text{ Kg}$$

Sapendo che il calore di combustione è $h_c(\text{C}_3\text{H}_8) = 49.520 \cdot 10^6 \text{ J/Kg}$, ricaviamo l'energia liberata

$$E = 49.520 \cdot 10^6 \text{ J/Kg} \times 52.8 \cdot 10^3 \text{ Kg} = 2.614 \cdot 10^{12} \text{ J}$$

Risulta rispettata la disuguaglianza $E_0 < E < E_1$, possiamo dunque applicare la legge di scala $R_i(S_i) = C(S_i) \cdot (\eta \cdot E)^{1/3}$ con $i = 1, \dots, 4$ ed $\eta = 0.10$.

C(S_i)	R_i(S_i)	Danneggiamento specifico
0.03	$R_1 = 0.03 \cdot (0.1 \cdot 2.614 \cdot 10^{12})^{1/3} = \mathbf{192 \text{ m}}$	Pesanti danni a costruzioni ed impianti
0.06	$R_2 = 0.06 \cdot (0.1 \cdot 2.614 \cdot 10^{12})^{1/3} = \mathbf{384 \text{ m}}$	Danni riparabili per palazzi e danneggiamenti alle facciate delle abitazioni
0.15	$R_3 = 0.15 \cdot (0.1 \cdot 2.614 \cdot 10^{12})^{1/3} = \mathbf{959 \text{ m}}$	Rottura di vetrate con conseguenti danni collaterali alle persone
0.4	$R_4 = 0.4 \cdot (0.1 \cdot 2.614 \cdot 10^{12})^{1/3} = \mathbf{2'558 \text{ m}}$	Rottura di vetri (circa il 10% dei pannelli)

Si ricava dunque che per 100 m³ di propano che danno luogo al fenomeno dell'UVCE, l'area circolare di danno rilevante a costruzioni e ad impianti ha raggio di 192 m dal p. z., quella relativa a danni riparabili per palazzi e facciate di abitazioni ha raggio di 384 m, quella relativa a rotture di vetrate con danni a persone ha raggio di 959 m mentre quella relativa solamente a rotture di vetri arriva fino ad un raggio di 2'558 m.

In altre parole entro un raggio di 1'000 metri circa si avrebbero seri danni a persone e cose. Gli effetti sono trascurabili oltre i 2.5 Km dal punto zero.

Il modello del TNT equivalente. Effetti dell'onda d'urto per esplosioni di notevole energia.

Il modello del TNT è quello da cui ha tratto origine la teoria delle detonazioni per esplosioni di notevole energia, es. le esplosioni militari. Pur tuttavia il modello è valido anche per le deflagrazioni, eccetto il primo transiente temporale ove gli effetti delle sovrappressioni sono notevolmente amplificati nel primo caso. Da un certo punto in poi il decremento del picco di sovrappressione per deflagrazione segue lo stesso andamento del primo, sebbene i due fenomeni siano praticamente differenti sia come potenziale e come caratteristiche.

L'onda di pressione che si genera in un'esplosione ad es. di gas infiammabili viene assimilata a quella che si produrrebbe in caso di esplosione di una certa quantità di TNT (TriNitroToluene). L'andamento dell'onda di pressione è simile a quello già indicato con un picco di sovrappressione ed un lento decremento sino a giungere ad una sovrappressione negativa che da luogo ai venti transienti. Per esplosioni di TNT esistono diagrammi, sia per esplosioni in aria che in superficie, che riportano le grandezze caratteristiche dell'onda di pressione, p , t_d , etc. in funzione della distanza scalata Z così definita:

$$Z = \frac{R}{W^{1/3}} \quad (7)$$

dove

R è la distanza dall'esplosione (m)

W è la massa del TNT equivalente (Kg).

In base al diagramma che segue conoscendo la pressione è possibile ricavare la distanza o conoscendo la distanza ricavare il picco di pressione.

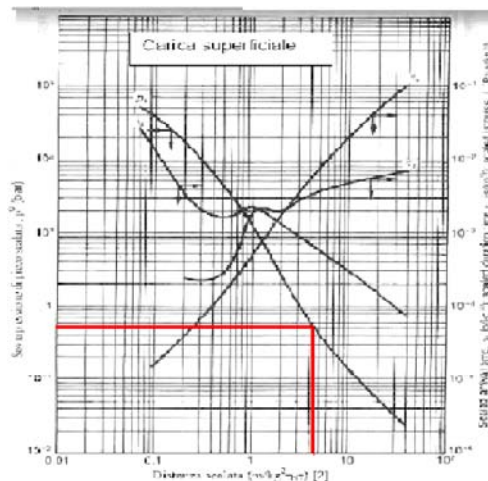


Figura 9 Diagramma caratteristico per esplosioni TNT in aria, in cui riportiamo ad es. in ordinate la sovrappressione di picco scalata in funzione di Z

Il modello TNT equivalente è ancora quello già adottato per studiare gli effetti di una UVCE anche se una esplosione di TNT è una detonazione mentre una UVCE è una deflagrazione.

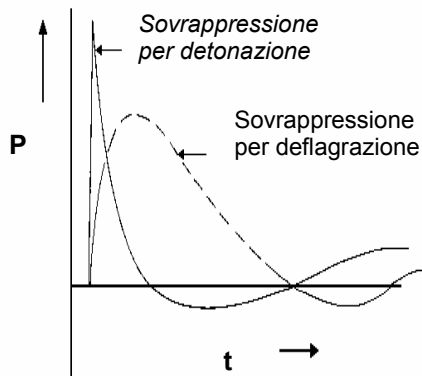


Figura 10 Confronto dell'andamento della sovrappressione in funzione del tempo sia per la deflagrazione e sia per la detonazione

Come già detto una deflagrazione è caratterizzata da una bassa velocità del fronte di fiamma e l'ampiezza del picco è proporzionale al calore che si sviluppa, mentre al contrario una detonazione ha ampiezza proporzionale all'aumento di pressione e di temperatura. Pur tuttavia ad una certa distanza dal centro dell'esplosione gli andamenti dei picchi di sovrappressione del TNT e dell'UVCE sono assai simili. Inoltre la durata della fase positiva per UVCE è maggiore di quella per TNT cosicché gli effetti per UVCE sono maggiori a parità di picco di sovrappressione.

Facciamo un semplice esempio. Consideriamo il propano e calcoliamo la massa di TNT equivalente per una quantità di infiammabile pari a 5'000 mc nel caso in cui tutta la massa liquida vaporizzi per dar luogo, con un'efficienza massima, al BLEVE. Sia

$$D_L(C_3H_8) = 528 \text{ kg/mc}$$

$$M(C_3H_8) = 2'640'000 \text{ kg}$$

$$h_c(C_3H_8) = 49.520 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$$

si ricava dalla eq. (1) che

$$W(C_3H_8) = 0.05 \cdot 2'640'000 \cdot 49520 / 4'600 = 1'421'009 \text{ kg}_{TNT}$$

avendo posto $\eta = 0.05$ (normalmente l'efficienza più alta, 0.1, si assegna alle sostanze più reattive, es. acetilene, per il propano generalmente si prende 0.05, per le sostanze meno reattive, benzina, etanolo, ecc. l'efficienza è 0.03). Siccome $1kT = 1000$ tonnellate di TNT, avremo che 2'640'000 kg di propano equivalgono a 1'421'009 kg_{TNT}, circa **1.4 kT** di potenza.

Ricaviamo ora il picco di sovrappressione ad una data distanza scalata

$$Z = \frac{R}{W^{1/3}}$$

dove

R è la distanza dall'esplosione (m)

W è la massa del TNT equivalente (Kg).

A 500 metri dal p. z. si ha

$$Z = 500 / (1'421'009)^{1/3} = 4.4 \text{ m/kg}^3_{TNT}$$

P (atm)	Effetto
0.001	rumore fastidioso (137 dB)
0.01	rottura dei vetri
0.03	lievi danni alle strutture
0.1	parziale demolizione delle abitazioni
0.2	collasso di strutture metalliche e in cemento
0.3	strutture di acciaio divelte dalle fondazioni
0.5	distruzione completa delle abitazioni
1.0	danni alle persone (emorragia polmonare)

Figura 11 Effetti di sovrappressione

Dall'esame del diagramma $P = f(Z)$ per l'esplosione a quota zero (fig. 9), si ricava che alla distanza di 500 metri dal p. z. avremo un picco di sovrappressione di $5 \cdot 10^{-1}$ bar. Come si può vedere dal grafico a lato, nelle ipotesi fatte una massa di esplosivo TNT equivalente pari a 5'000 mc di propano può distruggere tutte le abitazioni comprese in un'area avente raggio di 500 m dal p. z.

Utilizzando ora il modello del TNT equivalente, calcoliamo la massa di propano, di volume V, che da luogo ad un UVCE. Prendiamo il valore della massa di infiammabile già calcolato a pag. I-28, $W_{UVCE} = 1'071'304 \text{ kg}$ da cui ricaviamo la massa TNT equivalente

$$W_{TNT} = 576'641 \text{ kg}_{TNT}$$

Applicando la

$$R = Z \cdot W^{1/3}$$

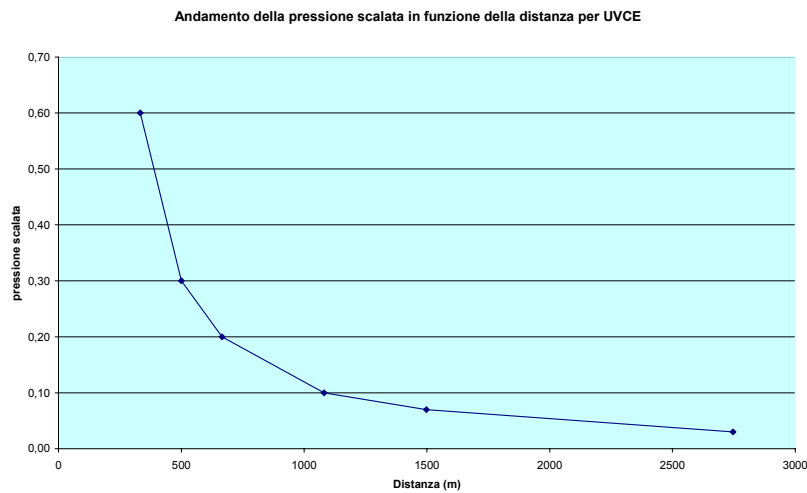
riportiamo nella tabella che segue l'andamento della sovrappressione scalata in funzione della distanza per UVCE da propano. Gli effetti di sovrappressione sono indicati in fig. 11.

Tabella 3

Andamento della pressione scalata in funzione della distanza per UVCE

ΔP_{scal} (bar)	Z ($\text{m}/\text{kg}^3_{TNT}$)	R (m)
0.6	4	333
0.3	6	500
0.2	8	666
0.1	13	1082
0.07	18	1498
0.03	33	2747

Si riporta in grafico l'andamento della pressione scalata di tab. 3.



Applichiamo le considerazioni di cui sopra ad un caso più generale. Nei paragrafi precedenti, per esplosioni convenzionali, abbiamo conosciuto il modello dell'onda d'urto e quello di correlazione con i suoi limiti di applicazione. Mentre la descrizione della deflagrazione è spiegata efficacemente, per le detonazioni i modelli di calcolo seguono relazioni empiriche. Tralasciando per un attimo il caso di esplosivi infiammabili e prendendo come massimo riferimento le esplosioni nucleari e gli studi ad esse collegate, si può far vedere che, per spiegare l'effetto dell'onda d'urto, è necessario fare riferimento unicamente alle leggi di scala, (ref. 4). Tralasciamo gli effetti più prettamente nucleari e limitiamoci a considerare solo gli effetti termici e di sovrappressione per la parte che riguardano il presente lavoro. L'energia termica rilasciata ad alta temperatura da una esplosione nucleare costituisce un gas sotto pressione. Per una esplosione di 1 kT la durata dell'impulso termico è 0.4 sec. e la radiazione

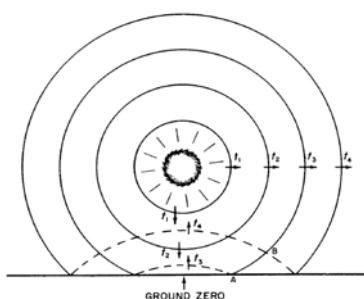


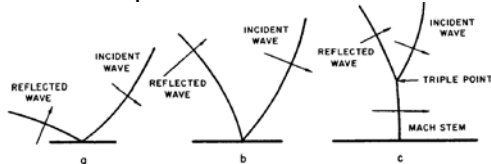
Figura 12 propagazione delle onde incidenti e riflesse di una esplosione in aria

costituisce circa il 35% dell'energia totale rilasciata. Ciò significa che per ogni kT di energia TNT equivalente rilasciata, circa 0.35 kT o $35 \cdot 10^{11}$ calorie (circa 410,000 kw/h) sono sotto la forma di energia termica. In base alla tipologia dell'esplosione l'energia termica si propaga radialmente nello spazio alla velocità della luce procurando danni da irraggiamento che si manifestano in base alla nota relazione di Stefan-Boltzmann (potere emissivo proporzionale alla temperatura elevata alla quarta potenza).

Successivamente alla fase di espansione termica, si propaga il fronte sferico di sovrappressione. A parità di potenza, gli effetti di sovrappressione dipendono dall'altezza dell'esplosione. Nel caso di esplosione in aria (fino ad alcune centinaia di metri dal suolo), in prossimità del terreno lungo le direzioni radiali superficiali si manifesta un effetto cumulativo tra l'onda incidente e quella riflessa per cui gli effetti complessivi si amplificano aumentando i danni.

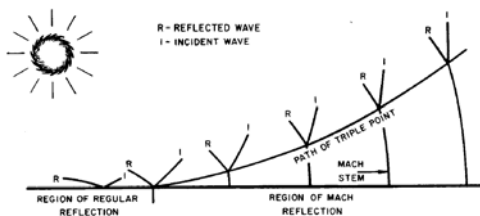
A partire dalla figura 12 che rappresenta una esplosione in aria, abbiamo rappresentato le onde che man mano arrivano sulla superficie, con effetti di riflessione a tempi successivi. Mentre le onde 1 e 2 partono in successione ai tempi t_1 e t_2 , le onde 3 e 4 ai tempi rispettivamente t_3 e t_4 già sono state riflesse dal terreno. L'effetto totale della sovrappressione con il contributo della riflessione è maggiore di quello relativo alla sola onda incidente lungo la superficie prossima a quota zero. L'esatto valore del picco di pressione riflesso dipende dall'energia dell'onda incidente e dall'angolo con il quale colpisce la superficie.

Le onde incidenti (I) e le onde riflesse (R) si sommano vettorialmente e all'aumentare della distanza dal p.z. danno luogo ad un effetto dannoso cumulativo noto come "fronte di Mach". Man mano che le onde incidenti e riflesse evolvono ai tempi t_a , t_b e t_c , si ha la formazione del fronte di Mach. E' ben nota, nel caso di esplosioni nucleari in aria, la propagazione del fronte di Mach a cerchi concentrici che dipartono dal p. z. come



onde d'acqua in uno stagno, procurando danni totali lungo il percorso di superficie.

La regione della riflessione di Mach è un fronte d'urto di notevole impatto con direzione e verso parallelo alla direzione radiale dal p. z. Al crescere della distanza dal punto zero il limite superiore diverge esponenzialmente rendendo nullo l'effetto a distanze considerevoli.



Lasciato libero di espandersi, il gas dell'esplosione genera una variazione della pressione che si propaga ad una velocità U . I parametri fondamentali sono la sovrappressione di picco p , la pressione dinamica q , ed il rapporto $\gamma = C_p / C_v$. Il sistema è descritto dalle

equazioni di Rankine-Hugoniot. La velocità del fronte d'urto U è definita come

$$U = C_0 \left(1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{p}{p_0} \right)^{1/2}$$

dove C_0 è la velocità del suono a temperatura ambiente (davanti al fronte d'onda), p è la sovrappressione di picco (dietro il fronte d'onda), p_0 è la pressione ambiente, γ è il rapporto dei calori specifici nel mezzo, nel caso in esame aria. Se γ è assunto pari a 1.4 che è il valore a temperature moderate, l'equazione per la velocità dell'onda d'urto diviene

$$U = C_0 \left(1 + \frac{6p}{7p_0} \right)^{1/2}$$

La densità ρ dell'aria alle spalle del fronte d'urto è legata alla densità ambiente ρ_0 dalla formula

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{2\gamma p_0 + (\gamma + 1)p}{2\gamma p_0 + (\gamma - 1)p}$$

La pressione dinamica, anche definita come "blast wind" è

$$q = \frac{1}{2} \rho \cdot u^2$$

che esprime l'energia cinetica per unità di volume di aria immediatamente alle spalle del fronte d'onda, (questa quantità ha le stesse dimensioni della pressione). Dalle relazioni per p ed u si giunge alla fine all'equazione

$$q = \frac{p^2}{2\gamma P_0 + (\gamma - 1)p}$$

che esprime una relazione tra il picco di pressione dinamica in aria q , il picco di sovrappressione p e la pressione ambiente p_0 .

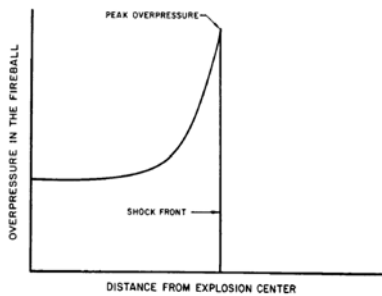


Figura 13 Variazione della pressione con la distanza dal centro del fireball ad un certo istante

Un semplice schema di propagazione (fig. 13) fa riferimento ad un fronte d'urto avente picco di sovrappressione P che si espande a partire dal punto zero con il bordo esterno del fireball. La pressione a valle del picco è la pressione atmosferica P_0 , a monte di P ovvero nel fireball, la pressione decresce fino ad un valore costante al centro. Inoltre i fronti di sovrappressione variano con il tempo e con la distanza.

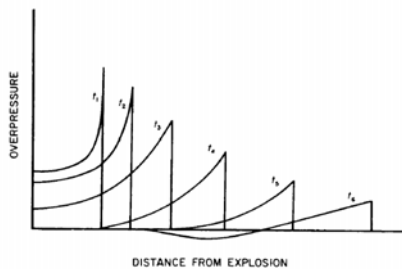


Figura 14 Variazione della sovrappressione in aria con la distanza a tempi successivi. Si noti l'effetto della sovrappressione negativa al tempo t_6

In particolare (fig. 14) l'ampiezza dei picchi decresce con la distanza e con il tempo. Il picco al tempo t_6 , a monte del fronte d'urto corrispondente, ha un andamento negativo, ciò significa che si genera una sottopressione e non una sovrappressione, (*fase dei venti transienti*).

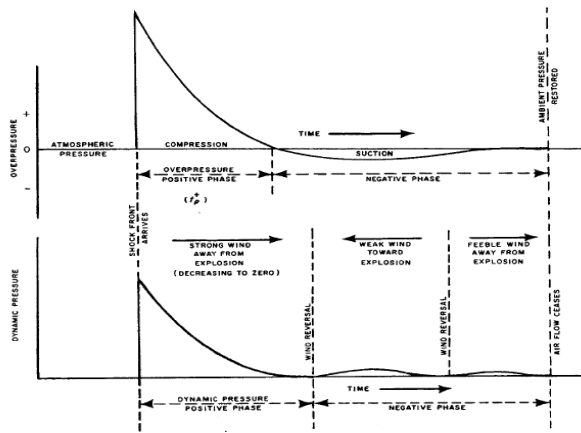


Figura 15 Variazione della sovrappressione p e della pressione dinamica q con il tempo in un punto fisso

fine ricambia verso smorzandosi sempre più e si dirige verso le distanze crescenti dal punto zero fino ad annullarsi per $q \rightarrow P_0$ a distanze considerevoli. La relazione che regola la dinamica del fenomeno è la già indicata equazione di Rankine-Hugoniot.

L'andamento dell'onda di pressione P in funzione della distanza d dipende da molti fattori. In genere si usano curve di calibrazione appropriate e le già indicate "leggi di scala". La principale legge di scala è la legge della radice cubica. In base a questa legge, per raddoppiare gli effetti di una esplosione, l'energia della bomba deve essere aumentata 8 volte

$$p \propto \sqrt[3]{W} \Rightarrow \frac{d}{d_{ref.}} = \left(\frac{W}{W_{ref.}} \right)^{\frac{1}{3}}$$

In un punto fissato, la pressione passa bruscamente da P_0 ad un valore di sovrappressione P . Nel giro di pochi secondi, P torna a zero e poi ha un andamento negativo di ampiezza molto più limitata ma di più lunga durata nel tempo rispetto alla prima fase positiva. D'altro canto la pressione dinamica q anche definita come "wind blast", inizialmente è diretta verso le distanze crescenti dal p. z., successivamente è rivolta verso il p. z. dell'esplosione (fase del vento transiente), alla

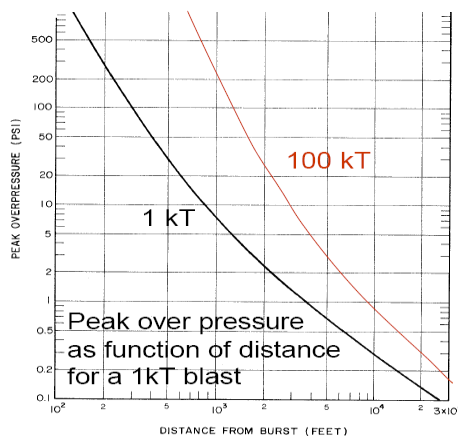


Figura 16 Sovrappressione di picco in funzione della distanza per una potenza di esplosione di 1KT e di 100 kT

esplosione di 1 kT, (curva in nero), ad una distanza di 100 metri circa dal p. z. il picco di sovrappressione è > 500 psi, mentre a 2'000 metri di distanza il picco di sovrappressione scende a 2 psi. Alla distanza di 10⁴ m, il picco è 0.3 psi a decrescere.

Come ordine di idee, ad Hiroshima e Nagasaki, ove la potenza delle esplosioni è stata rispettivamente di 13 kT e 22 kT, solo gli edifici rinforzati rimasero in piedi nel raggio di 2 km da ground zero

La legge di scaling per gli effetti di sovrappressione si può scrivere come

$$D = D_1 \cdot W^{1/3}$$

Ad esempio (fig. 16), gli effetti di sovrappressione di 2 psi che si manifestano ad una distanza $D_1 = 2 \cdot 10^3$ ft per una esplosione di 1kT, si manifestano ad una distanza $D \approx 6.5 \cdot 10^3$ ft per una esplosione di 100 kT.

In fig. 16 è riportata la sovrappressione di picco in funzione della distanza dal punto zero per un'esplosione nucleare sia da 1 kT e sia da 100 kT di TNT equivalente.

Ricordiamo che 1kT=1000 tonnellate di TNT che equivalgono a 10^{12} calorie, prodotte dalla fissione di 1.45×10^{23} nuclei, (generati dalla fissione completa di 57 grammi di uranio).

Dall'esame del grafico per una

P (kPa) Effetto osservato per le esplosioni di Hiroshima e Nagasaki

4	Rottura dei vetri delle finestre
7	Distacco dei pannelli di alluminio
12	Rottura di pannelli di legno
35	Rottura del timpano (soglia)
40	Crollo di muri (non rinforzati) di spessore di 20 cm
80	Danni al polmone (soglia)
170	Severi danni al polmone
340	Distruzione di bunker in alluminio
650	100% di mortalità
1500	Distruzione di bunker in cemento armato

Effetti distruttivi dell'onda d'urto sulle persone e sulle cose.

Confrontiamo ora in un ipotetico caso ideale, anche se poco realistico, i dati precedentemente ottenuti per GPL con casi specifici relativi al nucleare. In fig. 17 sono rappresentate le aree di danno (effetti termici e di sovrappressione) di una esplosione nucleare da 1.5 kT che si suppone avvenga sulla città di Washington (ref. 5). I dati della simulazione sono riferiti ad una esplosione a quota zero. Tali aree di danno sono indicate a partire dal punto zero rispettivamente con aree circolari di colore rosso, blu e giallo.

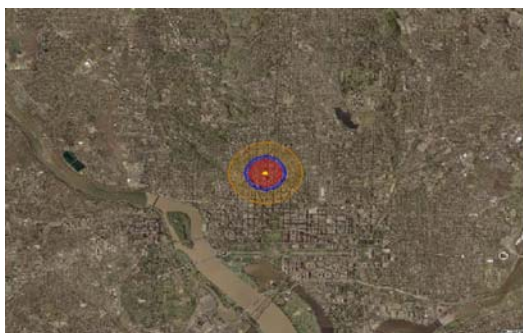


Figura 17 Aree di danno dovute al "blast wind" per una esplosione nucleare da 1.5 kT a quota zero, sulla città di Washington (fonte F.A.S.)

L'area di colore rosso rappresenta l'area all'interno della quale si hanno incendi generalizzati (energia termica $\geq 15 \text{ cal/cm}^2$ che sono circa pari a 630 kJ/m^2); l'area di color blu rappresenta l'area all'interno della quale si ha la distruzione totale di case e fabbricati, causa l'alta pressione dell'onda d'urto, 5 psi (circa 0.34 bar); l'area circolare di color giallo indica l'area all'interno della quale si hanno danni modesti, con la proiezione di vetri a calcinacci, con pressioni dell'ordine 2 psi (circa 0.135 bar).

In base ai calcoli già eseguiti per calcolare la massa TNT eq., possiamo senz'altro affermare, in termini del tutto ipotetici, che un quantitativo di 5000 m^3 di propano, in particolari condizioni di pressione e temperatura supponendo che tutta la massa di infiammabile prenda parte all'esplosione (efficienza 100%), produce gli stessi effetti di una esplosione nucleare da circa 1.5 kT, trascurando gli effetti delle radiazioni e prendendo in considerazione gli effetti termici e di sovrappressione.



Figura 18 Aree di danno dovute al "blast wind" per una esplosione nucleare da 1.5 kT avvenuta in quota sulla città di Washington (fonte F.A.S.)

Riportiamo per completezza (fig. 18) gli effetti della stessa esplosione da 1.5 kT che supponiamo questa volta avvenga in quota sulla città di Washington, presa a riferimento. Possiamo notare come in questo caso le aree concentriche di danno abbiamo estensione maggiore rispetto al caso precedente.

In particolare l'area rossa è praticamente coincidente, ciò perché l'effetto termico è determinato dalla potenza dell'esplosione che è la stessa nei due casi, l'area blu e gialla invece hanno superficie maggiore in

questo secondo caso proprio per gli effetti di sovrappressione dovuti alla quota. Ciò è dovuto, come abbiamo visto, al "fronte di Mach" che amplifica gli effetti distruttivi. Vi è dunque una quota ottimale alla quale si hanno gli effetti di maggior danno.

Esplosione fisica

L'esplosione fisica si ha con lo scoppio di un recipiente che contiene un fluido in pressione, (ref 6). Il cedimento può aver origine da un valore di pressione superiore a quello di progetto, riduzione dello spessore del recipiente, attacco chimico particolare che induce una riduzione della resistenza del recipiente. In caso di cedimento, l'energia totale disponibile viene principalmente distribuita in energia di pressione ed energia cinetica dei frammenti.

La massa di TNT equivalente all'energia rilasciata si può valutare nell'ipotesi di gas ideale ed espansione isoterma dalla relazione

$$W = k \cdot V \frac{P_1 T_0}{P_0 T_1} R \cdot T_1 \cdot \ln \left(\frac{P_1}{P_2} \right) \quad (8)$$

dove

W = massa di TNT equivalente (kg)

V = volume di gas compresso (m³)

P₀ = pressione di riferimento, 1 atm

T₀ = temperatura di riferimento, 273 K

T₁ = temperatura assoluta del gas compresso (K)

P₁ = pressione iniziale del gas compresso (atm)

P₂ = pressione finale del gas compresso (atm)

R = costante dei gas, 8.314 J/g mol K

K = fattore di conversione, 9.7 x 10⁻⁶ (1 kg_{TNT} = 4600 J; 1 g mol = 22.414 litri a P₀ e T₀)

Per quanto attiene il lancio di frammenti possiamo utilizzare relazioni semplificate del tipo

$$R = 120 \cdot W^{1/3} \quad (9)$$

dove

R = distanza raggiunta dai frammenti (m)

W = massa di TNT equivalente (kg)

Facciamo alcuni esempi. Supponiamo di voler calcolare la sovrappressione a 100 m da una sfera fuori terra da 5000 m³ di GPL che da luogo ad una esplosione fisica. Le condizioni ambientali siano P₀ = 1 atm, T₀ = 20 °C. La sfera si trova ad una pressione P₁ = 8 atm ed ad una temperatura T₁ = 7 °C, tenendo conto che il volume iniziale è composto sia di fase liquida e sia di fase gas. Se il serbatoio è pieno (80% fase liquida) il volume di gas è V₀ = 1000 m³. Sostituendo si ha

$$W = 9.7 \cdot 10^{-6} \cdot 1000 \cdot (8 \cdot 20 + 273/1) \cdot 8.314 \cdot \ln(8/1) = 393.07 \text{ kg}_{\text{TNT}}$$

A 100 metri, corrisponde una distanza scalata $Z = R/W^{1/3} = 100/(393.07)^{1/3} = 16.38 \text{ kg}_{\text{TNT}}^{1/3}$. Dal grafico relativo alla carica superficiale si ottiene un valore di sovrappressione di $7 \cdot 10^{-2}$ bar.

Applicando la relazione $R = 120 W^{1/3}$, si ha $R = 120 \cdot (393.07)^{1/3} = 879.03$ m, cioè la distanza a cui giungono i frammenti è di circa 900 metri.

Alla luce di quanto già calcolato, si ricava che il contributo del solo effetto esplosione fisica, ovvero “scoppio”, del serbatoio se paragonato agli effetti derivanti dal Bleve o UVCE, non produce rilevanti effetti di distruzione, atteso che a 100 m dal punto zero l'effetto di sovrappressione è $7 \cdot 10^{-2}$ bar, (contributo distruttivo che varia tra lievi danni alle strutture e parziale demolizione delle abitazioni), (fig. 11). Viceversa in termini di danni derivanti dal lancio di frammenti, esiste una concreta possibilità che la proiezione produca danni anche a distanze rilevanti, (urto diretto o per crolli abitazioni, etc.), fino a circa 900 m dal punto zero.

Consideriamo ora, nelle stesse condizioni ambientali, un nuovo caso in cui la capacità del serbatoio fuori terra è 2000 m³, ma il serbatoio è sotto pressione a temperatura ambiente.

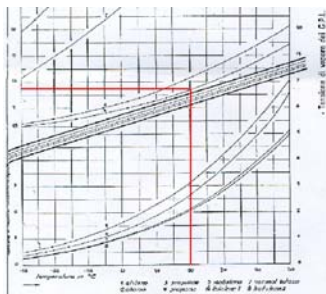


Figura 19 Tensione di vapore dei gpl in funzione della temperatura (fonte assogpl)

La sfera si trova ad una pressione P₁ = 8 atm ed a temperatura T₁ = 20°C, (fig.19), tenendo conto che il volume iniziale è composto sia di fase liquida e sia di fase gas. Se il serbatoio è pieno (80% fase liquida), il volume di gas è V₀ = 400 m³. Sostituendo si ha

$$W = 9.7 \cdot 10^{-6} \cdot 400 \cdot [8 \cdot (20 + 273)/1] \cdot 8.314 \cdot \ln(8/1) = 157.23 \text{ kg}_{\text{TNT}}$$

A 100 metri, corrisponde una distanza scalata $Z = R/W^{1/3} = 100/(157.23)^{1/3} = 18.53 \text{ kg}_{\text{TNT}}^{1/3}$. Dal grafico relativo alla carica superficiale si ottiene un valore di sovrappressione di circa $5 \cdot 10^{-2}$ bar.

Applicando la relazione $R = 120 W^{1/3}$, si ha $R = 120 \cdot (157.23)^{1/3} = 647.68$ m, cioè la distanza a cui giungono i frammenti è di circa 650 metri.

In altre parole con una capacità dei serbatoi più che dimezzata, la proiezione dei frammenti raggiunge anche in questo caso distanze considerevoli, con un leggero incremento dell'effetto di sovrappressione.

Effetti dell'irraggiamento: BLEVE e fireball.

Come è noto la trasmissione del calore avviene per conduzione, convezione ed irraggiamento. Mentre nei primi due casi la trasmissione del calore scambiato è proporzionale alla temperatura tra il corpo che cede e quello che riceve il calore, nell'irraggiamento il calore scambiato è proporzionale alla quarta potenza della temperatura.

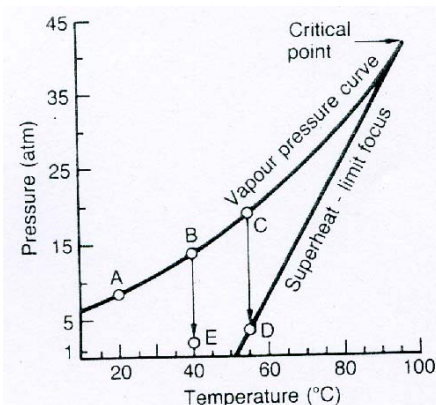


Il termine BLEVE (Boiling Liquid Expanding Vapour Explosion) sta a significare l'esplosione di vapori che si espandono per il bollire di un liquido. L'esplosione a cui può seguire un fireball è dovuta alla rapida vaporizzazione del GPL causata dalla rottura del recipiente che lo contiene.

Figura 20 Tipica situazione di "enucleazione" che da luogo al BLEVE

Affinché si abbia il BLEVE è necessario che si verifichino tre circostanze:

1. che il liquido a pressione atmosferica sia surriscaldato ovvero che la temperatura di ebollizione sia sufficientemente più bassa della temperatura alla quale si trova la massa del GPL
2. che si produca un immediato abbassamento della pressione all'interno del recipiente. Tale situazione può verificarsi per rottura della lamiera di cui è costituito il recipiente
3. che le condizioni di pressione e temperatura siano tali da determinare il fenomeno della "enucleazione spontanea" ovvero di un'evaporazione rapidissima che scateni l'esplosione del recipiente.

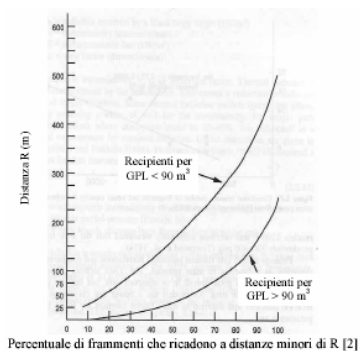


Il limite di surriscaldamento è il limite a cui il propano può essere riscaldato prima che possa avvenire la enucleazione spontanea, con una esplosione di vapori. In condizioni ordinarie il propano è ad una pressione assoluta di 8-9 atm a temperatura ambiente nel punto A (grafico a lato). In condizioni d'incidente il liquido è riscaldato dal fuoco sul mantello. Il comportamento del liquido allora dipende dalla sua temperatura quando avviene l'improvvisa depressurizzazione. Se avviene la

depressurizzazione quando la temperatura è quella corrispondente al punto B, la pressione cadrà verso la pressione atmosferica nel punto E. Ci sarà una ebollizione violenta ma non una esplosione di vapore, in quanto la linea limite di surriscaldamento non è stata raggiunta. Se la depressurizzazione avviene nel punto C con caduta di pressione verso il punto D, la linea limite di surriscaldamento è raggiunta a circa 3.3 atm ed avverrà una esplosione di

vapore. La temperatura limite di surriscaldamento a pressione atmosferica è dunque un limite sotto il quale una esplosione di liquido surriscaldato non può avvenire. Per il propano ciò accade a 53 °C.

Nella prassi, spesso s'intende per esplosione BLEVE l'evento costituito dal cedimento del recipiente e dall'espansione che la segue immediatamente. Il cedimento è tipicamente dovuto al raggiungimento locale, cioè in alcune zone del recipiente esposto al fuoco (solitamente, la zona occupata dal vapore al di sopra del liquido) di temperature che comportano una riduzione della resistenza del metallo che non è più in grado di resistere alla sollecitazione di pressione interna. A questo punto si ha lo "scoppio": l'energia a disposizione del sistema è proprio quella relativa al fenomeno del BLEVE: essa viene "dissipata" in piccola parte nella rottura del recipiente e attriti e, in misura assai maggiore come energia cinetica dei frammenti e in termini di onda d'urto. L'importanza relativa dei due termini può variare da caso a caso ma, solitamente, il maggiore effetto dell'insieme "scoppio+BLEVE" è quello di proiettare pezzi del recipiente a notevole distanza. Una volta che il liquido è uscito dal recipiente, è vaporizzato e si è espanso, se trova innesco (come è assai probabile) origina un fireball. In questo caso, la combustione, anche se rapida, del materiale infiammabile non causa onda d'urto, ma semplicemente radiazione termica, di tipo non stazionario, data la rapidità con cui si consuma il fenomeno e lo spostamento verso l'alto della palla di fuoco.



Percentuale di frammenti che ricadono a distanze minori di R [2]

Il BLEVE è dunque l'esplosione dovuta alla rottura catastrofica di un recipiente in pressione che contiene liquido surriscaldato o gas liquefatto. Le valvole di sicurezza non proteggono dal BLEVE in quanto la pressione all'interno rimane costante fintantoché la fase liquida è in equilibrio con la fase gassosa e quindi le valvole non entrano in funzione. Quando si verifica il BLEVE il liquido surriscaldato o il gas liquefatto subisce un flash ed aumenta di volume (più di 100 volte) generando un'onda di pressione. Nel caso del GPL il rapporto di compressione tra fase liquida sotto pressione e

fase gassosa a pressione e temperatura ambiente, è 1:270. Ciò significa che un volume unitario di GPL allo stato liquido, in ambiente assume un volume allo stato gassoso di 270 volte quello iniziale. Se il liquido è infiammabile e trova un innesco si può verificare un fireball: di fatto uno dei prodotti maggiormente coinvolto in esplosioni BLEVE è il GPL. Per valutare la distanza raggiunta dai frammenti si possono utilizzare relazioni valide per le esplosioni fisiche o utilizzare diagrammi come quello sopra che riguarda GPL. Dal grafico si ricava che il 100% dei frammenti di recipienti di GPL con capacità $> 90 \text{ m}^3$ ricade entro una distanza di 250 m dal punto zero

Prima di passare a descrivere il fireball, vediamo ora più nei dettagli gli aspetti fisici che determinano il BLEVE. In letteratura molte teorie sono state affrontate, basandosi principalmente sul fenomeno del surriscaldamento del liquido. Queste teorie suggeriscono (ref. 7), che durante l'improvvisa depressurizzazione il liquido sia momentaneamente in uno stato di surriscaldamento ed in qualche caso ciò può condurre ad una enucleazione omogenea della massa di liquido. Ciò provocherebbe la variazione di fase da liquido a vapore con intensità elevata, creando così quella che è chiamata esplosione liquido/vapore surriscaldata. In altre parole il liquido ad un data pressione non inizia a bollire quando ha raggiunto il punto di ebollizione. Vi è un ritardo nella formazione delle bolle di enucleazione che porta al surriscaldamento del liquido. Le bolle di vapore si formano in punti attivi o cosiddetti nuclei, (che possono essere inquinanti, cristalli o ioni presenti nella massa liquida). Se il fenomeno della enucleazione non accade, la temperatura del liquido continua ad aumentare fino a raggiungere la temperatura limite di surriscaldamento. Siamo ora in uno stadio non stazionario ed un singolo punto attivo è sufficiente a provocare una evaporazione esplosiva. In uno stato surriscaldato i nuclei sono di solito bolle fini.

Birk e Cunningham (ref. 8), hanno dimostrato che la possibilità di avere un BLEVE può essere ridotta abbassando la temperatura del liquido, e per un serbatoio senza protezione di insolazione termica o a muro d'acqua, ciò può essere raggiunto sia riducendo la pressione della PRV (*pressure relief valve*, valvola di sicurezza) o mantenendo la stratificazione di temperatura nella fase liquida. Mentre nel primo caso ci sono limiti dovuti a rilasci non desiderati, nel secondo caso non sussistono limitazioni. La stratificazione termica nella fase liquida è dovuta alla variazione di densità delle particelle a seguito del riscaldamento e quindi alla salita verso la parte alta del serbatoio.

Se un serbatoio è notevolmente indebolito allora ogni lesione strutturale nella parete si propaga rapidamente lungo il serbatoio e ciò porta ad una perdita di contenimento totale molto rapida ed al BLEVE. In questo caso la rottura si può propagare ad una velocità di 150-200 m/s lungo il serbatoio. Con questo effetto distruttivo molto veloce del serbatoio è improbabile che la fase liquida (*flashing liquido*) giochi un ruolo rilevante nella distruzione del serbatoio.

Comunque in alcuni casi quando il serbatoio non è stato indebolito così severamente, la lesione iniziale si arresta nella parete di maggiore spessore. Questa lesione ben delimitata provoca una improvvisa depressurizzazione ed una forte risposta *flashing/evaporazione* da parte del liquido. Con il *flashing* ha luogo l'aumento (recupero) di pressione nel serbatoio ed in alcuni casi è sufficiente per innescare la rottura e mandare in BLEVE il serbatoio. In questo caso l'energia della fase liquida gioca un ruolo molto importante nel processo di rottura del serbatoio.

In altri casi in cui la lesione si ferma, si osserva un rilascio jet temporaneo. Questi rilasci jet variano largamente in dipendenza della dimensione della apertura e dell'energia della fase liquida nel serbatoio. In quei casi in cui l'apertura è grande (dell'ordine del diametro del serbatoio) il rilascio finale ed il fireball sono virtualmente identici a un BLEVE.

La stratificazione della temperatura gioca un ruolo importante rispetto alla temperatura media della fase liquida. Fissata la pressione del serbatoio, la temperatura media della fase liquida diminuisce non appena il liquido diventa più

stratificato. Ciò accade poiché la pressione del serbatoio è determinata dallo strato di liquido più caldo nel serbatoio e non dalla temperatura media. Ciò dunque significa che per una assegnata pressione della valvola di sicurezza PRV, sarà disponibile meno energia della fase liquida se il liquido è stratificato.

L'evaporazione a seguito di improvvisa depressurizzazione è influenzata dalla temperatura media del liquido. Se il liquido è stratificato ed è poi improvvisamente depressurizzato gli strati superiori più caldi della fase liquida saranno più surriscaldati rispetto agli strati sottostanti più freddi. Ciò significa che l'evaporazione inizierà prima nel liquido più caldo e se questa evaporazione provoca un aumento di pressione nel serbatoio, esso può bloccare l'evaporazione del liquido più freddo nella parte bassa.

Si può far vedere che l'evaporazione è già bloccata nella parte bassa del serbatoio a causa della pressione idrostatica che incide su tutta l'altezza. Se il liquido fosse a temperatura uniforme allora il blocco dell'evaporazione non avrebbe luogo nella stessa maniera, ed il risultante aumento di pressione sarebbe più forte e perciò è più probabile la rottura del contenitore.

Nel momento in cui la PRV si apre, la temperatura del liquido tende ad omogeneizzarsi a seguito dell'azione di evaporazione. Il tempo di destratificazione dipende dalla dimensione del serbatoio e dall'azione della PRV che a sua volta dipende dal grado di esposizione al fuoco. Se un serbatoio è coinvolto in un incendio, l'elevata portata in massa della PRV tenderà a destratificare il liquido velocemente, mentre se il serbatoio è esposto ad un piccolo incendio, o torcia al di sopra della fase liquida non destratifica affatto. Il tempo di destratificazione è importante per come ha effetto sull'energia della fase liquida.

La severità della rottura di un serbatoio è legata all'energia della fase liquida. Quando la PRV si apre, il liquido inizia a destratificare e ciò significa che la temperatura media del liquido continua ad aumentare finché non è uniformemente riscaldata alla temperatura di saturazione per quel valore fissato di pressione della PRV. Mentre la PRV è aperta il liquido si disperde per vaporizzazione e dispersione.

Comunque prove sperimentali dimostrano che mentre il liquido si sta destratificando la portata media in massa attraverso la PRV è minore rispetto a quando il liquido è alla stessa temperatura. Ciò accade a causa dell'evaporazione a bassa temperatura (*subcooled*) che ha luogo quando alcune delle bolle di vapore generate alla parete collassano nel core del liquido, (parte del calore va nel riscaldamento del liquido mentre la parte rimanente va in generazione di vapore per dispersione).

Inoltre evidenza sperimentale dimostra che le pressioni della PRV non dovrebbero essere vicine al limite atmosferico di surriscaldamento in quanto in questo punto è massima la forza della risposta della fase liquida che bolle a seguito di improvvisa depressurizzazione. Per il propano la temperatura limite atmosferica di surriscaldamento (52°C) dovrebbe essere considerata il limite superiore dal momento che è una reale indicazione della severità della risposta della fase liquida all'evaporazione a seguito di improvvisa depressurizzazione. Per il propano dunque il limite superiore per le pressioni dovrebbe essere intorno 1.7 MPag (245 psig). Se questo limite è superato per ragioni pratiche allora lo

spessore del serbatoio (*tank strength*) dovrebbe essere aumentato per ridurre la possibilità di rottura termica.

Il funzionamento della PRV è legato all'energia della fase liquida attraverso la stratificazione della temperatura. Come già detto, la stratificazione della fase liquida è ridotta o eliminata a seguito dell'azione prolungata della PRV. Ciò perché quando la PRV si apre e lascia uscire i vapori, l'evaporazione nel liquido consuma energia negli strati di liquido più caldi e le bolle risultanti salgono a causa del mixing e questi effetti si combinano per ridurre la stratificazione. Passiamo ora al fireball. La geometria dei fireball varia da caso a caso.

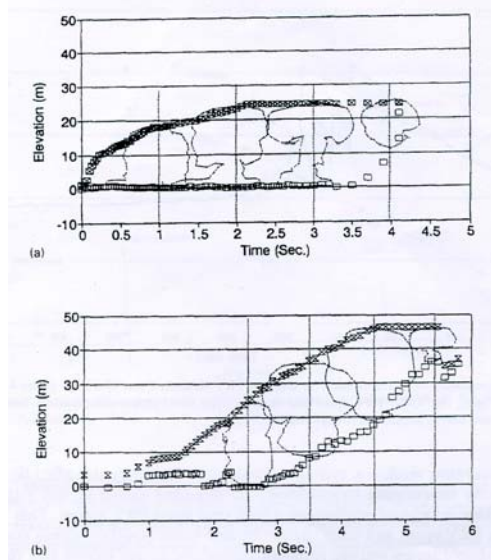


Figura 21 Andamento del fireball, a) con stratificazione della temperatura, b) senza.

Per ogni assegnata pressione del serbatoio, la stratificazione della fase liquida riguarderà il modo in cui il liquido va in flash e si espande. Se il grado di stratificazione è elevato allora una minore frazione di sostanza andrà in flash verso la fase vapore a seguito rottura del serbatoio provocando così un fireball di minore ampiezza. Osservazioni derivanti da test su serbatoi di 400 l di propano, suggeriscono che i BLEVE, quando il liquido è stratificato in maniera significativa, danno grandi incendi a quota zero e fireball ritardati o addirittura nessun fireball. La figura (21) mostra due differenti fireball da BLEVE, con serbatoi da 400 litri. Entrambi i serbatoi si sono fessurati ad una pressione di circa 2.2-2.6 MPa, con una capacità di riempimento vicino al 75%. Entrambi i serbatoi si sono lesionati sotto le stesse condizioni (torcia) nella parte alta. Nella prima fig. (21 a) il serbatoio ha uno spessore di 3 mm cosicché il serbatoio va in BLEVE più facilmente. In questo caso il BLEVE ha luogo con il liquido molto stratificato ad una temperatura media di circa 37°C. Nella figura sotto (21 b) il serbatoio ha uno spessore di 6 mm ed il serbatoio è andato in BLEVE con una temperatura uniforme di 56°C. I fireball sono molto differenti. Nel primo caso, il volume di fuoco è a quota zero e l'altezza non ha superato 20 m. Nel secondo caso con il liquido non stratificato il fireball è alto in aria con una quota di volume di fuoco fino a 40 m.

Si può notare che il serbatoio di spessore minore si è aperto molto velocemente (10 ms). Nel secondo caso l'apertura del serbatoio è iniziato con un rilascio jet e poi è seguita una rottura catastrofica. Il rilascio jet iniziale ha contribuito alla rapida crescita del fireball. Si può anche notare che nel caso di liquido stratificato non si avrebbe BLEVE se lo spessore del serbatoio fosse di 6 mm.

Rivediamo la sequenza di eventi che riguardano l'esplosione (BLEVE) di un serbatoio nelle seguenti fasi, (ref. 9):

- flash iniziale di espansione che dipende dall'energia interna immagazzinata e conduce alla formazione di un fine aerosol con considerevole turbolenza
- ingresso dell'aria ambiente dovuta all'azione di questa turbolenza, insieme all'evaporazione delle gocce mentre la turbolenza decade
- tracollo gravitazionale e riduzione della velocità di ingresso dell'aria in presenza di un gradiente stabilizzante di densità
- dispersione turbolenta dovuta al vento.

I principali passaggi nella formazione di una nube che contiene vapore, goccioline ed aria che fuori escono nell'esplosione di un serbatoio di sostanze volatili sono riportati in fig. 22. Non appena si perde il contenimento, la pressione sulla superficie del serbatoio aumenta rapidamente a causa dell'azione della

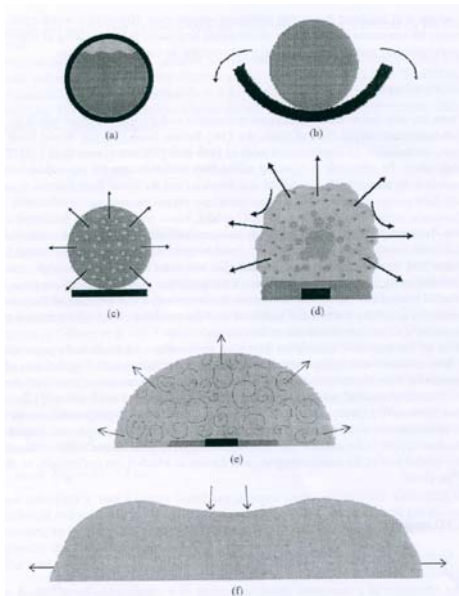


Figura 22 Fasi dell'espansione da BLEVE

pressione di stoccaggio (diversi bar) che tende verso la pressione atmosferica. Questa riduzione in pressione è trasmessa alla fase liquida e l'equilibrio termodinamico è alterato. Per riacquistare l'equilibrio un po' di liquido evapora e la parte rimanente del liquido è raffreddato al suo punto di evaporazione a pressione atmosferica. Ciò comporta la formazione di bolle di vapore entro il liquido, che si espande non appena la loro pressione è ridotta verso la pressione atmosferica. Queste bolle che si espandono rapidamente rompono il rimanente liquido in gocce che sono mandate fuori e insieme con il vapore che si espande formano la nube. Non appena le gocce di liquido sono espulse alcune impattano al suolo, possibilmente formando una pozza e la rimanente parte si rompe formando un aerosol. Le goccioline entro l'aerosol allora evaporano non appena l'aria

entra nella nube che si espande. Perciò il risultato di un tale evento comporta la formazione molto rapida (entro pochi secondi) di una nube densa grande e fredda fatta di aria, vapore e goccioline di liquido.

Se la nube è costituita da sostanza infiammabile, l'evento seguente è il fireball.

Fireball

Si ha formazione di una palla di fuoco, quando a seguito della rottura catastrofica di un recipiente in pressione viene rilasciato un liquido surriscaldato o un gas liquefatto che vaporizza immediatamente con un forte aumento di volume e trova una fonte di ignizione. Di fatto viene rilasciata in modo pressoché istantaneo una grossa quantità di combustibile che vaporizzando e trovando facile innesco assume la forma di una sfera di fuoco a pressione, che si espande in aria. Molto spesso un fireball è conseguenza di un BLEVE del recipiente. I parametri fondamentali del fireball si possono stimare dalle seguenti relazioni:

$$D_{\max} = 6.48 \cdot M^{0.325} \quad (10)$$

$$H = 0.75 \cdot D_{\max} \quad (11)$$

$$t = 0.825 \cdot M^{0.26} \quad (12)$$

dove

D_{\max} = massimo diametro del fireball (m)

M = massa di infiammabile coinvolta (kg)

t = durata del fireball (s)

H = altezza del centro del fireball rispetto al punto di rilascio (m).

La radiazione ricevuta da un bersaglio in un tempo pari alla durata del fireball, è data da:

$$Q_{\text{target}} = E \cdot F_{21} \cdot \tau \quad (13)$$

dove

Q_{target} = radiazione ricevuta dal corpo nero bersaglio (kw/m²)

E = flusso termico emesso dalla superficie del fireball (kw/m²)

F_{21} = fattore di vista geometrico tra la sfera e la superficie bersaglio

τ = trasmissività atmosferica (= 0.7-0.65), essendo $\tau = 2.02 \cdot (P_w \cdot d)^{-0.09}$

Il flusso termico emesso dalla superficie del fireball per il GPL ad es. si può calcolare dalla relazione:

$$E = \frac{F_{\text{rad}} \cdot M \cdot E_c}{\pi D_{\max}^2 \cdot t} \quad (14)$$

dove

F_{rad} = frazione di calore irraggiato (tipicamente 0.25 – 0.4)

E_c = calore di combustione (kJ/kg)

t = durata del fireball (s)

Tipici valori del flusso termico nel caso di fireball sono 200 - 350 kw/m², più alti di quelli del pool fire, data l'assenza di fumo.

Il fattore di vista tra superficie del fireball ed il bersaglio si valuta dalla:

$$F_{21} = \frac{D_{\max}^2}{4r^2} \quad (15)$$

dove

D = diametro del fireball (m)

r = distanza tra il centro della sfera ed il bersaglio (m)

Facciamo un semplice esempio. Consideriamo un quantitativo di 5'000 m³ di propano e calcoliamo il diametro, la durata e l'altezza del fireball nel caso in cui tutta la fase liquida ne partecipi alla costituzione. Teniamo conto che con il propano si realizza un flusso bifasico in quanto il liquido, pressurizzato a temperatura superiore al suo punto di ebollizione, viene rilasciato a pressione atmosferica, il liquido dunque subisce un flash ed in parte vaporizza. Se la temperatura interna T = 7°C, la frazione di flash è:

$$F_{\text{vap}} = c_{\text{pL}} \frac{T - T_{\text{b}}}{\lambda_{\text{v}}(T_{\text{b}})} = 2.45 \frac{7 - (-42)}{429} = 0.280$$

dove

F_{vap} = frazione in massa della corrente liquida che vaporizza

c_{pL} = calore specifico del liquido (J/kg °C)

T = temperatura iniziale del liquido (°C)

T_{b} = temperatura di ebollizione normale del liquido (°C)

$\lambda_{\text{v}}(T_{\text{b}})$ = calore latente di vaporizzazione alla temperatura di ebollizione normale (J/kg).

Questo valore tuttavia, va raddoppiato ($\approx 50\%$) per tenere conto del fenomeno della formazione di aerosol (goccioline liquide trascinate dal vapore): quindi su 2640 t che sono nel serbatoio, parteciperebbero al fireball circa 1'477.5 t.

Applichiamo la formula $D_{\text{max}} = 6.48 \cdot M^{0.325}$ per determinare il diametro del fireball.

Nel caso in esame si ha

$$D_{\text{max}} = 6.48 \cdot 1'477 \cdot 500^{0.325} = 655.65 \text{ m}$$

La durata del fireball è determinata dalla relazione $t = 0.825 M^{0.26}$ da cui si ha

$$t = 0.825 \cdot 1'477 \cdot 500^{0.26} = 33.15 \text{ s}$$

L'altezza del centro del fireball rispetto al punto di rilascio è $H = 0.75 D_{\text{max}}$ che nel caso in esame diventa

$$H = 0.75 \cdot 655.65 = 491.74 \text{ m}$$



Le dimensioni del fireball in termini di estensione dell'area di danno sono impressionanti: diametro di circa 650 m, altezza circa 500 m e durata oltre 30 s. Per quanto riguarda il BLEVE (esplosione che precede il fireball) tutta la massa all'interno del serbatoio partecipa al BLEVE e quindi non dipende dalla frazione di flash.

Figura 23 fireball di una autocisterna da 20'000 litri di gpl

Diffusione di gas. Parametri fondamentali sulla scala locale.

I modelli matematici sono uno strumento essenziale per studiare le conseguenze di un evento sorgente. Essi possono risultare determinanti nei seguenti aspetti:

- pianificazione delle emergenze connesse ad emissioni di contaminanti
- emanazione di leggi di controllo delle emissioni, ossia determinazione dei massimi ratei permessi per garantire gli standard sulla qualità dell'aria
- valutazione dell'impatto ambientale di un impianto a rischio che s'intende realizzare
- selezione di siti che possono risultare sedi di future installazioni al fine di minimizzare il loro impatto sull'ambiente
- determinazione delle responsabilità per i livelli di contaminazione esistenti.

E' bene comunque precisare che la modellistica così come il monitoraggio non sono la soluzione del problema ambientale. Essa costituisce la base di partenza per uno studio rigoroso dei fenomeni, ma non è di per sé, la soluzione. Ciò nonostante concorre a determinare scelte che hanno come obiettivo la qualità della vita. Nella tradizione del metodo galileiano di analisi dei fenomeni, la modellistica si pone come scopo di riprodurre in laboratorio, con l'ausilio del computer, i processi fisici che accadono in natura.

I modelli possono essere divisi in:

- modelli fisici: che su piccola scala consentono rappresentazioni in laboratorio dei fenomeni (es. prove in galleria del vento, emissione in vena idraulica,...)
- modelli matematici: che consistono in un insieme di algoritmi analitico/numerici per la descrizione degli aspetti fisici e chimici del problema.

I modelli matematici possono essere:

- modelli deterministici, basati su descrizioni matematiche fondamentali dei processi atmosferici, in cui gli effetti (qualità dell'aria) sono generate da causa, emissioni, oppure,
- modelli statistici basati su relazioni statistiche semiempiriche tra dati disponibili e misurazioni.

Lo studio sulla qualità dell'ambiente si presenta interessante, quando è presa in considerazione una singola sorgente (camino industriale) ma è indubbio che assume maggiore importanza quando viene esteso alle sorgenti multiple che possono comprendere la totalità dei camini industriali, le emissioni da edifici nei periodi invernali per il riscaldamento di ambienti, i gas di scarico delle automobili,...

In generale i contaminanti sono presenti sotto forma di:

- gas
- particolato di materia

Nelle simulazioni che seguono ci soffermeremo sulla diffusione di sostanze pericolose allo stato gassoso in quanto come già anticipato, nella seconda parte presenteremo i risultati di una simulazione con ammoniaca.

Micrometeorologia e diffusione in atmosfera.

I fenomeni atmosferici si riferiscono a scale spaziali che vanno dalla frazione del centimetro alla lunghezza del cerchio massimo terrestre e a scale temporali che vanno dalla frazione del secondo alle centinaia di anni, (ref. 10, 11). Di conseguenza si parla di micrometeorologia o meteorologia sulla scala locale in cui vengono studiati i fenomeni atmosferici aventi tempi dell'ordine di un'ora e distanze di una decina di chilometri, mesometeorologia a scala regionale in cui si arriva al centinaio di chilometri ed alla decina di ore, meteorologia sinottica, cioè alla scala di nazioni e continenti con tempi caratteristici dell'ordine di giorni e distanze dell'ordine di centinaia di chilometri.

Ci occuperemo in seguito della diffusione e trasporto sulla scala locale.

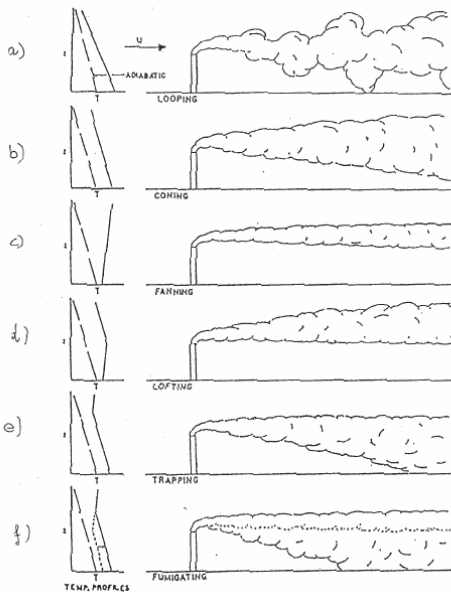
L'estensione verticale del campo di indagine comprenderà quella porzione di atmosfera adiacente la superficie terrestre che risente della presenza del terreno e del ciclo dì-notte, che viene detta "strato limite planetario" (P.B.L. planetary boundary layer). Il sistema fisico che prenderemo in esame è così schematizzato:

- a) contorno inferiore costituito da terreno piatto
- b) contorno superiore costituito dalla sommità del P.B.L. (quota variabile nel corso del giorno) cui sovrasta l'atmosfera libera (in cui il movimento dell'aria è libero dai vincoli imposti dal terreno sottostante)
- c) estensione laterale di 10-15 Km
- d) tempi caratteristici dell'ordine dell'ora.

In atmosfera il moto delle particelle non è praticamente mai laminare ma è turbolento (vortici turbolenti). Il termine vortice è da intendersi riferito a quella varietà infinita di moti turbolenti aventi scale diverse e che sono responsabili della diffusione in atmosfera di qualunque grandezza (quantità di moto, calore, materia, vapore d'acqua, ecc.) che non vi sia uniformemente distribuita.

Profilo verticale della temperatura dell'aria.

Il tipo di bilancio termico al suolo dell'energia proveniente dal sole influisce direttamente sul profilo verticale di temperatura e d'altronde il tipo di profilo verticale di temperatura influisce sul tipo di trasporto turbolento in atmosfera delle grandezze in gioco. Approfondiremo ora il discorso concernente la variazione di temperatura dell'aria con la quota nei bassi strati atmosferici, (fig. 24).



Tipi di emissioni per differenti stabilità termiche. I primi tre sono caratterizzati da una variazione uniforme della temperatura con l'altezza: instabile, adiabatico (neutro) e stabile. Gli ultimi 3 sono caratterizzati da discontinuità nella stabilità degli strati atmosferici.

Figura 24

a scendere a seconda che sia più caldo o più freddo dell'atmosfera in cui si muove. Ne segue che in un'atmosfera con un gradiente superadiabatico ossia in cui la diminuzione di temperatura con la quota è superiore ad 1 grado centigrado ogni 100 metri, un volume d'aria dotato di moto ascensionale incontrerà nel suo cammino aria circostante più fredda e quindi il suo moto verticale sarà rinforzato, (fig. 24 a). Poiché anche un suo moto verso il basso sarà amplificato a causa del minor riscaldamento del volume d'aria rispetto a quello dell'ambiente, un'atmosfera con gradiente superadiabatico è instabile. Quando si è in tali condizioni il rimescolamento dell'aria è favorito ragion per cui gli inquinanti eventualmente presenti saranno dispersi in volumi d'aria molto grandi. Se il gradiente atmosferico è inferiore a quello adiabatico, l'atmosfera è detta stabile poiché i moti verticali sono attenuati, (fig. 24 c). In questo casi la dispersione verticale degli inquinanti in sospensione è notevolmente ridotta.

Se un ipotetico volume di aria si muove verticalmente nell'atmosfera la sua temperatura varia a causa dell'espansione (o compressione) adiabatica che avviene nella fase di salita (o discesa). Tale variazione è di circa un grado centigrado ogni 100 metri, gradiente adiabatico secco (ref. 12, 13). In uno strato atmosferico in cui vi sia un buon rimescolamento verticale delle masse d'aria (questo è il caso per es. di venti di forte intensità che contribuiscono a spostare i fronti d'aria) l'aria tenderà ad essere caratterizzata da un gradiente verticale che è molto vicino a quello adiabatico secco. Tale tipo di profilo rappresenta per i moti verticali dell'atmosfera lo stato di equilibrio indifferente, (fig. 24 b). Se infatti un certo volume d'aria possiede una

temperatura diversa da quella circostante, esso tenderà a salire o

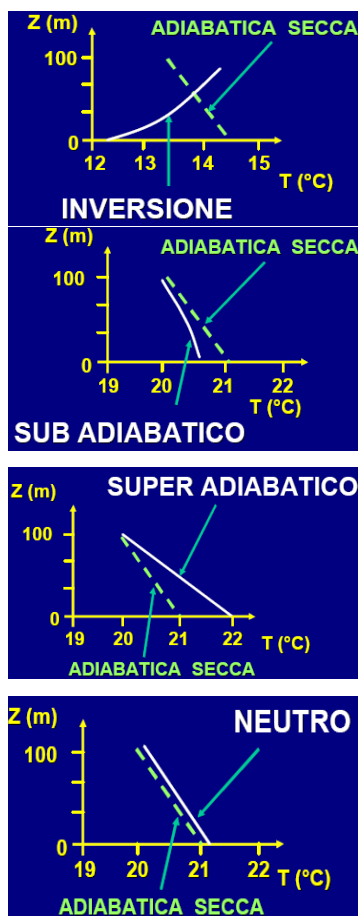


Figura 25 rappresentazione dei gradienti di temperatura in funzione della quota

Negli strati atmosferici che si estendono dal suolo fino ad alcune centinaia di metri si può osservare un vero e proprio ciclo giornaliero di profili di temperatura. La superficie terrestre perde energia per irraggiamento (essendo la sua temperatura media intorno ai 300 Kelvin, l'emissione radiante avviene nell'infrarosso). Durante il giorno, la perdita di energia sotto questa forma non è evidente dato che l'energia solare incidente è di intensità assai maggiore ma nelle notti specie quelle in cui il cielo è sereno, (le nuvole rappresentano una barriera per la radiazione infrarossa emessa dalla terra e agiscono quindi da specchio, riflettendole parzialmente verso il terreno), il suolo si raffredda causando un raffreddamento degli strati d'aria a contatto con esso. Se il vento non possiede un'intensità sufficiente (6-7 m/s) a rimescolare l'atmosfera, la diminuzione di temperatura nell'aria a contatto con il suolo dà origine a un profilo in cui la temperatura dell'aria aumenta con la quota, cioè da luogo ad un profilo di inversione, (fig. 24 d).

Nel corso della notte il raffreddamento interessa strati d'aria sempre più lontani dal suolo, cosicché la quota di inversione termica aumenta (secondo una relazione di proporzionalità con la radice quadrata del tempo), fino a raggiungere all'alba un massimo che risulta nei mesi invernali intorno ai 300 metri.

Lo strato d'aria sotto la sommità dell'inversione è fortemente stabile per cui la turbolenza atmosferica e quindi la diffusione sono molto attenuate. La sommità dell'inversione stessa funge perciò da superficie riflettente per gli inquinanti che vi rimangono intrappolati (a meno che posseggono una temperatura più elevata rispetto a quella ambiente perché in questo caso riescono a passare la barriera costituita dall'inversione). Con il sorgere del sole si verifica un fenomeno che può essere considerato l'opposto della situazione notturna. L'aria più a contatto del suolo si riscalda dando origine a un profilo superadiabatico in cui la spiccata turbolenza garantisce un rapido e ampio rimescolamento. Il riscaldamento interessa via via strati d'aria sempre più alti e quindi aumenta la profondità dello strato rimescolato che viene a sostituire (dopo averlo distrutto) a poco a poco lo strato di inversione notturna (è la cosiddetta "erosione della inversione"). Gli inquinanti che durante la notte si erano accumulati nello strato fortemente stabile, vengono rapidamente portati al suolo dai moti convettivi che si sviluppano entro lo strato rimescolato, (fig. 24 e, f).

Quest'ultimo fenomeno che viene detto "fumigazione" può causare concentrazioni al suolo elevate e dura fino a che il limite superiore dello strato rimescolato non ha superato la quota raggiunta dall'inversione notturna (il che avviene di regola 3 o 4 ore dopo l'alba). In realtà il ciclo diurno raramente si presenta in modo così schematico e semplificato, poiché la nuvolosità ed il vento ne influenzano l'evoluzione. La presenza delle nuvole riduce infatti sia il rimescolamento diurno sia il raffreddamento notturno, mentre il vento rimescolando l'atmosfera tende a riportare i gradienti di temperatura al valore adiabatico.

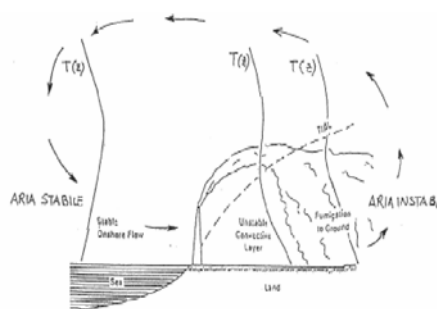


Figura 26 Condizioni di fumigazione in situazioni di brezza di mare

Durante i giorni nuvolosi e in presenza di vento di una certa intensità si hanno infatti gradienti di temperatura pressoché adiabatici sia di giorno che di notte. Anche le disomogeneità topografiche possono influenzare le caratteristiche dispersive dell'atmosfera. E' stato riscontrato infatti da vari autori che le inversioni notturne avvengono con minor frequenza sulle città che non nei loro dintorni, poiché la città si comporta come un'isola di calore sia a causa dell'energia liberata dalle attività umane, sia a causa dell'elevato potere assorbente dei materiali (asfalto, case,..) che liberano di notte l'energia immagazzinata durante il giorno. In presenza di venti deboli si possono osservare dei moti ascendenti sulla città (aria più calda) accompagnati per continuità dalla discesa dell'aria in periferia, (fig. 26).

Tale tipo di circolazione può essere assimilato ad una sorta di brezza (di campagna) analoga alle più note brezze di mare e di terra, di monte e di valle, che hanno anch'esse origine dalla disomogeneità orizzontale di temperatura. Sostanze che in periferia sono confinate in uno strato ristretto a causa della forte stabilità, quando giungono sulla città sono disperse sia a causa di un gradiente meno stabile, sia a causa della turbolenza indotta dalla superficie accidentata del tessuto urbano. Un effetto simile si può verificare nelle zone costiere durante le ore diurne quando il maggiore riscaldamento della superficie terrestre rispetto all'acqua dà origine al regime di brezza di mare (fenomeno come è noto avviene in senso inverso di notte). Durante la brezza di mare quando l'aria marina giunge sulla superficie terrestre che è più calda di quella di mare, si forma a contatto con il suolo uno strato instabile (caratterizzato da un gradiente superadiabatico) che diventa sempre più profondo man mano che ci si inoltra verso l'entroterra. Anche

in questo caso i fumi emessi nello strato stabile saranno dispersi verso il suolo quando saranno a contatto nell'entroterra con lo strato instabile.

Diffusione turbolenta

La diffusione di gas da un serbatoio/impianto è dovuta essenzialmente alla velocità del vento ed alla sua turbolenza (che viene detta meccanica) cui bisogna aggiungere gli effetti dovuti alla stratificazione termica verticale dell'aria. Queste grandezze non sono variabili indipendenti fra loro ma vi è più o meno esplicito un legame di interdipendenza. Il vento trasporta il gas o le particelle in sospensione appena lasciano la sorgente separandole in senso orizzontale. La turbolenza meccanica (che consiste in un insieme di fluttuazioni di velocità del vento casuali aperiodiche e scorrelate che si sovrappongono al moto medio dell'aria supposto quasi regolare) contribuisce invece alla diluizione laterale e verticale rimescolando il pennacchio con l'aria circostante. La stratificazione termica infine può contribuire ad amplificare a smorzare e in alcuni casi anche a bloccare la dispersione della nuvola inquinante.

Introduzione ai modelli di diffusione.

I primi approcci teorici al problema della diffusione atmosferica sono stati caratterizzati dal tentativo di applicarvi gli schemi ed i concetti (quali il coefficiente di diffusione, il cammino libero medio, l'equazione di diffusione) che si erano rivelati adatti a trattare la diffusione molecolare sia di sostanze in sospensione sia del trasporto del calore, ecc. L'applicazione di tale modello all'atmosfera implica un'analogia tra i processi di agitazione molecolare e quelli di turbolenza dell'aria. Tale ipotesi fisicamente discutibile è stata nel tempo abbandonata per dare spazio a nuovi canali di ricerca.

Mentre infatti nel caso molecolare gli effetti della diffusione si misurano su distanze che sono molto grandi rispetto alle scale tipiche del moto (libero cammino medio) ciò non avviene sempre in atmosfera (il continuo serpeggiamento di un pennacchio di fumo è un esempio evidente dell'azione di moti dispersivi che agiscono su scale maggiori della sezione del pennacchio).

Il primo modello per l'analisi della diffusione fu dovuto ad A. Fick nel 1855 (ref. 14). L'equazione basilare di tale modello è

$$\frac{dc}{dt} = K_d \nabla^2 C$$

dove C è la concentrazione dell'inquinante e t è il tempo. Per lo stato stazionario ($dC/dt = 0$), assumendo la direzione media del vento lungo l'asse X, in assenza di variazioni delle direzione media con l'altezza, imponendo che

$K_x \neq K_y \neq K_z$ e che $K_d \neq f(x, y, z, t)$

L'equazione prende la forma

$$U \left(\frac{dC}{dx} \right) = K_x \cdot \left(\frac{d^2 C}{dx^2} \right) + K_y \cdot \left(\frac{d^2 C}{dy^2} \right) + K_z \cdot \left(\frac{d^2 C}{dz^2} \right)$$

dove U rappresenta la velocità del vento nella direzione del moto. Se sono imposte le seguenti condizioni al contorno

$C \rightarrow \infty$ per $x \rightarrow 0$

(C infinita alla sorgente)

$C \rightarrow 0$ per $x, y, z \rightarrow \infty$

(C a zero a grandi distanze)

$K_z (dC/dz) \rightarrow 0$ per $z \rightarrow 0$

(escluso il trasporto nel sottosuolo)

$$\int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U \cdot C(x, y, z) dy dz = Q$$

(rateo di trasporto del contaminante attraverso ogni piano verticale sottovento costante ed uguale al rateo di emissione della sorgente Q)

per $x > 0$

la soluzione approssimata alla equazione di Fick per una sorgente puntiforme continua è:

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{4\pi r} (K_y K_z)^{1/2} \exp \left\{ \left[\left(\frac{-U}{4x} \right) \right] \cdot \left[\left(\frac{y^2}{K_y} \right) + \left(\frac{z^2}{K_z} \right) \right] \right\}$$

dove

$$r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$$

La linea centrale del pennacchio giace lungo l'asse x che è per definizione la direzione del vento medio; la velocità media del vento è U; la direzione

trasversale è y, quella verticale z. Come già precedentemente accennato questo è stato il primo modello di diffusione ad essere applicato al caso atmosferico. In atmosfera il trasporto e la diffusione degli inquinanti è prodotto principalmente da movimenti collettivi correlati di particelle che hanno una dipendenza complessa con i parametri atmosferici.

Ne risulta che la diffusione atmosferica non può essere spiegata con le argomentazioni che riguardano la diffusione molecolare. Un altro metodo molecolare ad essere stato applicato all'atmosfera è stato quello del moto browniano. Secondo questo modello il cammino delle molecole è considerato come un insieme di passi di uguale lunghezza distribuiti casualmente in ogni direzione (ref. 14) e la distanza media percorsa da una molecola è proporzionale alla radice quadrata del tempo trascorso dall'inizio del moto.

L'applicazione di tale metodo all'atmosfera non può prescindere dal fatto che in essa agiscono vortici di scala diversa e con diversa frequenza statistica. Il moto browniano ha comunque messo in evidenza per analogia di comportamento con i processi fisici in atmosfera la natura statistica dei fenomeni di trasporto e diffusione. Questo aspetto ha suscitato vivo interesse nella comunità scientifica e sono stati prodotti lavori teorici di notevole interesse su questo argomento, quali il random walk, (ref.15). Nel random walk una particella subisce una serie di spostamenti $R_1, R_2, \dots, R_i, \dots$ essendo indipendenti sia l'ampiezza e sia la direzione di ogni spostamento rispetto a quelli precedenti.

Modelli gaussiani per sorgenti continue.

Esistono in letteratura numerose applicazioni dei modelli gaussiani (ref.16,17,18,19,20). Essi si basano principalmente sulla seguente formula (ref. 21)

$$C = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \left\{ \exp\left[-\frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+h)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad (16)$$

dove la concentrazione C è espressa in funzione del rateo di emissione continua Q, della deviazione standard σ_y e verticale σ_z , dell'altezza della nube dal suolo e della distanza trasversale y; inoltre h è l'altezza del camino ed u è la velocità del vento.

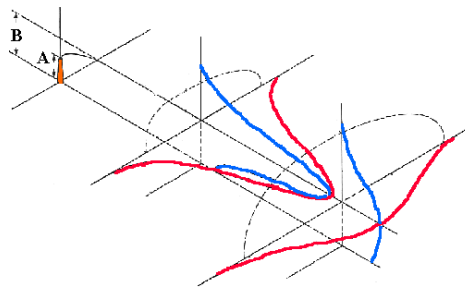


Figura 27 Profili tridimensionali di concentrazione ottenuti con modello gaussiano

L'equazione soddisfa ai principi di continuità; ne consegue che risulta difficile da applicare in situazioni che prevedono la presenza di sorgenti od assorbimenti di inquinanti lungo la traiettoria del pennacchio (es. trasformazioni chimiche, deposizione umida). Le differenze tra modelli che utilizzano l'eq. di cui sopra sono generalmente dovute a metodi diversi per specificare i parametri σ_y , σ_z ed u.

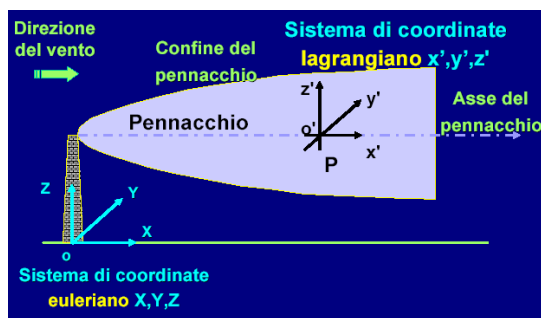


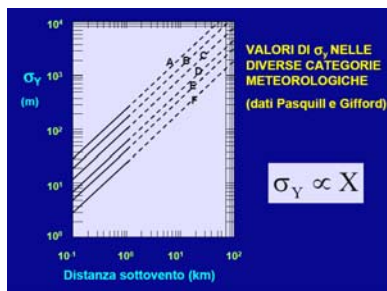
Figura 28 Schematizzazione di un pennacchio di inquinanti

La diffusione descritta dalla equazione precedente può essere separata in una componente laterale (termini in y) ed in una verticale (termine in z). E' dimostrato che la componente laterale approssima meglio la distribuzione gaussiana che quella verticale e che la distribuzione laterale può mantenere la sua forma gaussiana per distanze sottovento dell'ordine delle decine di chilometri (ref. 22). La distribuzione verticale di

concentrazione diviene praticamente uniforme a distanze sottovento di una decina di chilometri a causa dei limiti imposti dalla superficie terrestre e dal P.B.L. Inoltre c'è da aggiungere che vicino al suolo la distribuzione verticale si

discosta dalla forma gaussiana. Per le sue applicazioni di solito ciò non è importante ed il modello gaussiano è preferito dalla U.S. Environmental Protection Agency (US E.P.A.) rispetto ai modelli euleriani o simili.

$\sigma_y(x)$ e $\sigma_z(x)$ sono le deviazioni standard delle distribuzioni di concentrazione lungo le direzioni trasverse y e z e sono funzione della distanza sottovento e della stabilità. E' possibile stimare questi parametri direttamente dalle osservazioni dell'intensità di turbolenza all'altezza del pennacchio ma di solito non si hanno misure precise disponibili per il singolo sito. Di conseguenza si ricorre a schemi empirici di classificazione per la stabilità dell'atmosfera da cui vengono ricavate le equazioni che esprimono σ_y e σ_z in funzione di x.



In generale si determinano 5 o 6 classi di stabilità che si differenziano in base a variabili facili da misurare quali la nuvolosità del cielo, velocità del vento, etc. Lo schema più utilizzato è quello di Pasquill, Gifford, Turner che è suddiviso in sei classi di stabilità definite da parametri misurati presso stazioni meteorologiche, aeroporti, come mostrato nella tavola seguente.

Figura 29 Rappresentazione di σ_y α x nelle diverse categorie di Pasquill

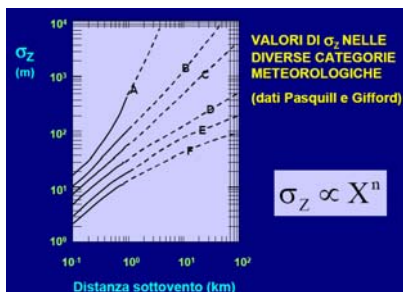


Figura 30 Rappresentazione di σ_z α x^n nelle diverse categorie di Pasquill

Così la classe A è la più instabile (vento leggero, pomeriggi assolati) e la classe F è la più stabile (vento leggero, notte pulita). Nella maggior parte delle applicazioni il calcolo del livello di concentrazione al suolo è uno dei risultati più importanti di un modello di diffusione. In generale le massime concentrazioni provenienti da alte ciminiere ($h > 100$ m) si presentano durante condizioni di vento leggero mentre nel caso di bassi camini, le massime concentrazioni si riscontrano in condizioni neutre di stabilità, con vento forte. In quest'ultimo caso la salita del pennacchio verso l'alto è limitata dal forte vento. La massima concentrazione al suolo

prevista dal modello gaussiano è ottenuta differenziando la eq. precedente rispetto a x, dal momento che $\sigma_i = \sigma_i(x)$ ponendo il risultato uguale a zero e risolvendo rispetto a C.

Si ottiene così

$$C_m = \frac{2Q\sigma_z}{\pi H^2 e \cdot u \sigma_y} \quad (17)$$

dove

H è l'altezza del camino,
e = 2.71828

FORMULE DI BRIGGS (1973)
Calcolo dei parametri di dispersione atmosferica zone aperte e pianeggianti

Classe di Pasquill	σ_y (m)	σ_z (m)
A	$0.22 \cdot x \cdot (1+10^{-4} \cdot x)^{-0.5}$	$0.20 \cdot x$
B	$0.16 \cdot x \cdot (1+10^{-4} \cdot x)^{-0.5}$	$0.12 \cdot x$
C	$0.11 \cdot x \cdot (1+10^{-4} \cdot x)^{-0.5}$	$0.08 \cdot x \cdot (1+0.0002 \cdot x)^{-0.5}$
D	$0.08 \cdot x \cdot (1+10^{-4} \cdot x)^{-0.5}$	$0.06 \cdot x \cdot (1+0.0015 \cdot x)^{-0.5}$
E	$0.06 \cdot x \cdot (1+10^{-4} \cdot x)^{-0.5}$	$0.03 \cdot x \cdot (1+0.0003 \cdot x)^{-1}$
F	$0.04 \cdot x \cdot (1+10^{-4} \cdot x)^{-0.5}$	$0.016 \cdot x \cdot (1+0.0003 \cdot x)^{-1}$

La teoria e gli esperimenti dimostrano che x_m generalmente varia da 10 a 20 volte l'altezza del camino, H, per tipiche condizioni ambientali diurne. Notiamo che C_m è inversamente proporzionale al quadrato della altezza effettiva del camino, H. In virtù di questa proprietà dei modelli gaussiani nel decennio passato molte industrie hanno costruito ciminiere di notevole altezza, 200÷300 m. Ciò da un lato ha ridotto

nelle vicinanze degli impianti la massima concentrazione al suolo di inquinanti ma dall'altro ha contribuito ad aumentare il range di trasporto degli inquinanti pari ai livelli della media troposfera.

FORMULE DI BRIGGS (1973)
Calcolo dei parametri di dispersione atmosferica zone urbane

Classe di Pasquill	σ_y (m)	σ_z (m)
A - B	$0.32 \cdot x \cdot (1+4 \cdot 10^{-4} \cdot x)^{-0.5}$	$0.24 \cdot x \cdot (1+10^{-4} \cdot x)^{-0.5}$
C	$0.22 \cdot x \cdot (1+4 \cdot 10^{-4} \cdot x)^{-0.5}$	$0.20 \cdot x$
D	$0.16 \cdot x \cdot (1+4 \cdot 10^{-4} \cdot x)^{-0.5}$	$0.14 \cdot x \cdot (1+3 \cdot 10^{-4} \cdot x)^{-0.5}$
E - F	$0.11 \cdot x \cdot (1+4 \cdot 10^{-4} \cdot x)^{-0.5}$	$0.08 \cdot x \cdot (1+15 \cdot 10^{-4} \cdot x)^{-0.5}$

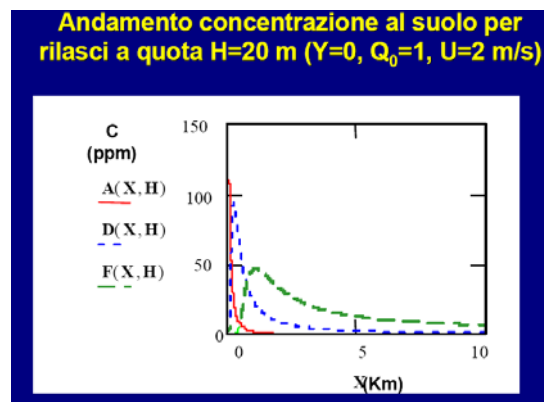


Figura 31 andamento delle concentrazioni al suolo al crescere della distanza nelle diverse cat. di Pasquill (A, D, F)

Classi di stabilità atmosferica secondo Pasquill

Velocità del vento a 10 m. dal suolo (m/s)	Giorno			Notte(2)	
	Insolazione			Nuvolosità < 3/8 ¹	Copertura sottile o > 4/8 ¹
	forte	moderata	leggera		
< 2	A	A-B	B	-	-
2	A-B	B	C	E	F
4	B	B-C	C	D	E
6	C	C-D	D	D	D
> 6	C	D	D	D	D

- La condizione D vale per qualsiasi vento quando il cielo è coperto da un notevole spessore di nubi e nell'ora che precede e che segue la notte.
- La notte è intesa come il periodo che va da un ora prima del tramonto a un ora dopo il sorgere del sole.
- Frazione di cielo sopra l'orizzonte coperto da nuvole

Per rilasci istantanei la concentrazione in un punto di coordinate x, y, z, si calcola con la

$$C = \frac{M}{(2\pi)^{1.5} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-ut}{\sigma_x}\right)^2\right] \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2\right] \cdot \left\{ \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{z-h}{\sigma_z}\right)^2\right] + \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{z+h}{\sigma_z}\right)^2\right] \right\} \quad (18)$$

dove

M = prodotto rilasciato (kg)

t = tempo (s)

I valori di σ_x , σ_y , σ_z si ricavano dalla tabella che segue.

Classe di stabilità atmosferica	σ_y (m)	σ_z (m)
A	$0.18 x^{0.92}$	$0.60 x^{0.75}$
B	$0.14 x^{0.92}$	$0.53 x^{0.73}$
C	$0.10 x^{0.92}$	$0.34 x^{0.71}$
D	$0.06 x^{0.92}$	$0.15 x^{0.70}$
E	$0.04 x^{0.92}$	$0.10 x^{0.65}$
F	$0.02 x^{0.89}$	$0.05 x^{0.61}$

Modelli a particelle.

La modellistica a particelle è il più recente e anche più potente metodo di calcolo per la quantizzazione numerica di un sistema fisico, (ref. 23). I termini di trasporto la cui trattazione numerica corretta è molto difficile con i modelli euleriani, trovano soddisfacente parametrizzazione con i modelli a particelle. Le particelle infatti presentano una natura lagrangiana in quanto si muovono seguendo il flusso principale. Per questa ragione esse sono spesso chiamate particelle lagrangiane. I modelli a particelle possono essere deterministici od avere caratteristiche statistiche, "random". Nel primo caso il moto della particella è calcolato a partire dalle forze originate da interazioni tra particelle e/o campi di potenziale. Questa analisi è prettamente deterministica e le traiettorie delle particelle sono calcolate in modo univoco. Nel secondo caso sono generate velocità semi random utilizzando tecniche di calcolo *montecarlo*.

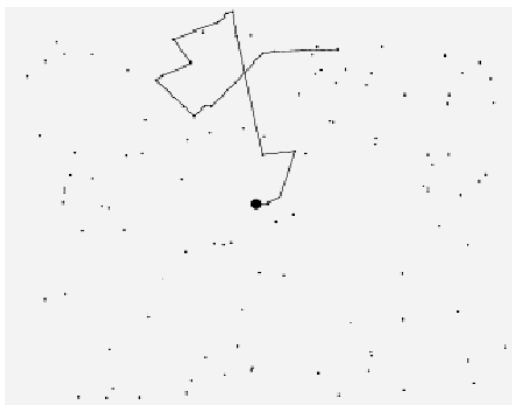


Figura 32 Esempio di random walk

Nei modelli non deterministici la particella è fatta muovere indipendentemente dalle altre così si ottiene un algoritmo di calcolo che è generalmente più veloce rispetto ai corrispondenti calcoli deterministici dove le interazioni tra particelle vicine devono essere prese in considerazione volta per volta. In generale possiamo definire 3 tipi di modelli:

- "particle particle (pp) models", in cui tutte le forze di interazione tra particelle sono calcolate ad ogni step temporale
- "particle mesh (pm) models", in cui le forze sono calcolate utilizzando un'equazione per il campo del potenziale
- "pp.pm models", che risulta una via di mezzo rispetto a quelli precedenti in cui le forze tra particelle sono divise in una componente calcolata utilizzando il metodo pp ed una componente lentamente variabile rappresentata dall'utilizzo del metodo pm.

La scala temporale utilizzata ha notevole importanza nei modelli a particelle. In particolare la relazione tra le reali particelle fisiche (od elementi) e le particelle utilizzate nei modelli al computer è un fattore importante per l'interpretazione dei risultati di simulazione. In generale si possono presentare tre possibili casi:

- si stabilisce una corrispondenza biunivoca tra particelle reali e quelle simulate come per es. nella simulazione di dinamica molecolare

- si descrivono gli elementi del fluido (posizione, vorticosità) come particelle. Valga per es. il caso delle simulazioni dei fluidi vorticosi dove la corrispondenza con le particelle fisiche (molecole) è totalmente persa

- si utilizzano “**pseudoparticelle**” ovvero le particelle nella simulazione rappresentano una parte di nube di particelle reali aventi caratteristiche simili.

La diffusione di inquinanti atmosferici mediante l'utilizzo dei metodi a particelle è in fase di studio da qualche anno (ref. 24), ciò nonostante si ritiene possano fornire notevole contributo alla comprensione dei fenomeni diffusivi. Utilizzando i metodi lagrangiani a particelle la nube gassosa emessa è caratterizzata da particelle. Ognuna di esse si sposta rispetto alla posizione precedente attraverso l'azione di “pseudo-velocità” le quali tengono conto di tre componenti basilari di diffusione:

- trasporto dovuto alla velocità media del fluido

- fluttuazioni (pseudo) turbolente random delle componenti del vento sia orizzontali che verticali

- diffusione molecolare (se non trascurabile).

Mediante utilizzo dei computer possono essere trattate un numero sufficiente di particelle (qualche migliaio) per descrivere accuratamente le caratteristiche di un singolo pennacchio o meglio di un rilascio istantaneo a puff. *Ad esempio una simulazione della durata di un'ora da parte di un camino industriale con rateo di emissione pari a 1 kg/s di SO₂ rispetto alla quantità totale di 20 m³/s di gas emessi, richiederà per es. 3'600 pseudoparticelle ognuna rappresentante in realtà un puff avente un volume iniziale di 20 m³ e contenente 1 kg di SO₂, (ref.25).* Il comportamento di queste pseudoparticelle è certamente differente da quello di una singola molecola di SO₂ ma costituisce un modo per aggirare i problemi dovuti alla diffusione reale. Tuttavia ricordiamo che nella modellistica di inquinanti atmosferici non è necessario seguire precisamente ogni molecola nel flusso turbolento ma soltanto definire un algoritmo per il calcolo dello spostamento che fornisce un'accurata distribuzione di densità di particelle.

Se una particella è posizionata nel punto $x(t_1)$ al tempo t_1 la sua posizione al tempo t_2 sarà

$$X(t_2) = X(t_1) + \int_{t_1}^{t_2} u[x(t), t] \cdot dt$$

dove u è il vettore velocità del vento in ogni punto $x(t)$ della traiettoria della particella tra t_1 e t_2 . Le proprietà turbolente dell'atmosfera rendono u praticamente impossibile da conoscere, ciò è dovuto in particolar modo all'azione dei vortici atmosferici turbolenti. Il vettore velocità del vento u_e può essere considerato uguale a

$$u_e = \int_{t_1}^{t_2} u[x(t), t] \cdot dt / (t_2 - t_1)$$

che descrive lo spostamento della particella da $x(t_1)$ ad $x(t_2)$ a velocità costante nell'intervallo (t_1, t_2) . Il problema è allora di stimare u_e dalle misure di u (mediante l'utilizzo di sonde, anemometri,..). Per es. possiamo definire

$$\vec{u}_e = \vec{u}_{eM} + \vec{u}_e'$$

dove

u_{eM} è la nostra migliore stima del vettore vento medio (misurato rispetto ad una terna fissa, mod. euleriano) nel punto $x(t_1)$ ed u_e' è definita come velocità di diffusione.

In altre parole u_{eM} rappresenta il valore deterministico del processo medio di trasporto mentre u_e' rappresenta una perturbazione numerica che è legata all'intensità di turbolenza dei vortici che non sono inclusi nel campo di u_{eM} . Dal momento che u_{eM} si suppone noto, il calcolo di u_e' è il problema basilare della modellistica lagrangiana di particelle. Due strade possono essere seguite per risolvere il problema: quella deterministica e quella statistica.

I metodi a particelle per la simulazione della dispersione di inquinanti in atmosfera sono stati spesso chiamati "natural modeling". Essi non necessitano in input né di parametri empirici variabili in funzione di classi di stabilità, né di coefficienti di diffusione che sono impossibili praticamente da misurare. Invece le caratteristiche di diffusione sono simulate attribuendo un certo grado di libertà ad ogni particella utilizzando la capacità dei computers di generare numeri random. I vantaggi dei modelli a particelle possono essere evidenziati nei seguenti punti:

- paragonato ai modelli euleriani (che utilizzano l'eq. di diffusione) quello a particelle evita di considerare una diffusione artificiale all'interno della griglia di calcolo

- ogni particella può essere identificata dalle sue coordinate, attività, specie e dimensione. Ciò ci permette di calcolare la deposizione secca, umida, il decadimento e la concentrazione al suolo

- possiamo inoltre considerare le trasformazioni chimiche, introducendo uno schema di reazione ad ogni step temporale

- l'input meteorologico necessario può essere ricavato dai dati di misura. L'informazione primaria necessaria consiste nel conoscere la varianza delle fluttuazioni della velocità del vento e la funzione di autocorrelazione lagrangiana. Potenzialmente il metodo è superiore ad altri sia nella accuratezza numerica che nella corretta interpretazione dei fenomeni fisici. Ciò nonostante il problema non è ancora risolto.

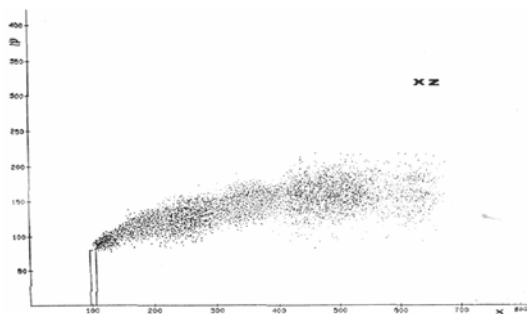


Figura 33 Modello a particelle (ref. 26)

Esistono numerose applicazioni di simulazioni mediante pseudoparticelle, più o meno complesse. Si riporta di seguito (fig. 33) una semplice applicazione con un modello a particelle che simula il rilascio di inquinanti gassosi in aria da camino industriale, (ref. 26).

Come già detto in precedenza le leggi della diffusività molecolare da sole non bastano a fornire una descrizione completa dei fenomeni

atmosferici. Applicando la legge di Fick al caso atmosferico troveremo che l'effetto del riscaldamento della superficie terrestre ad opera del sole si risentirebbe solo sino ad una quota di 4 metri, mentre in realtà lo si osserva ben oltre i 1'000 metri, (ref. 10).

L'inadeguatezza della legge di Fick e nel contempo l'attuale possibilità di disporre di un'elevata velocità per il calcolo delle equazioni del moto di un gran numero di particelle hanno indotto a studiare la diffusione atmosferica di inquinanti mediante simulazioni al computer. Per fondare la simulazione su basi fisiche è stato preso come riferimento il random walk classico di particelle. Come già detto nel random walk una particella subisce una serie di spostamenti $r_1, r_2, \dots, r_i, \dots$ essendo indipendenti sia l'ampiezza che la direzione di ogni spostamento rispetto a quelli precedenti. La probabilità che lo spostamento r_i stia tra r_i ed $r_i + dr_i$ è governata da una funzione di distribuzione $T_i(r_i)$ assegnata "a priori".

Tenendo valido il modello del random walk si può considerare il moto delle particelle in atmosfera in modo analogo a quello "browniano" (ref.12) oppure si può fare riferimento ai "processi markoviani", (ref.27). Nel primo caso per particelle microscopiche in sospensione in un fluido è noto che il valor medio del quadrato dello spostamento lungo un'asse, è proporzionale alla radice quadrata del tempo

$$\langle x^2 \rangle = \propto \sqrt{t}$$

Nel caso atmosferico ciò è riduttivo ove troppi parametri su piccola e grande scala spaziale entrano in gioco nel determinare i fenomeni fisici. Almeno due processi legati tra loro che avvengono in atmosfera inducono ad abbandonare la precedente impostazione:

- la fluttuazione del vettore vento
- la turbolenza atmosferica.

Entrambi i fattori sono caratterizzati dalla proprietà di essere correlati nel tempo e di essere difficilmente prevedibili facendo ricorso a relazioni strettamente deterministiche. In questo contesto inoltre risulta necessario stabilire una legge di correlazione tra spostamenti successivi di una particella in atmosfera tenendo conto della natura statistica dei processi fisici. I processi markoviani sono "processi stocastici in cui la distribuzione di probabilità relativa ad un certo stato di moto in un qualsiasi istante futuro, tenendo conto della realtà presente, non viene alterata dalla conoscenza della storia passata del sistema". Come già detto è stato dimostrato da S. Hanna (1979), (ref.27) che le particelle in atmosfera seguono i processi markoviani. Un modello che tenga conto di questa proprietà soddisfa ad almeno due principi generali molto importanti:

1. ogni particella si muove indipendentemente dalle altre (trascuriamo sia le interazioni tra pseudoparticelle che quelle tra particelle e molecole atmosferiche). Dal punto di vista della statistica la traiettoria di ogni particella rappresenta una singola realizzazione tra un insieme infinito di soluzioni possibili. Se il numero di particelle utilizzato nella simulazione è elevato, le proprietà medie (decadimento, densità, concentrazione al suolo, ...) del sistema forniscono una buona stima dei valori attesi
2. esiste una relazione di ricorrenza che lega nel moto le posizioni successive di una particella ma ciò solo per le posizioni a due a due. Ossia la particella "ricorda" solo la sua posizione precedente (tempo $t-1$) mentre quella al tempo t seguente viene determinata annullando quella vecchia e fissando la nuova facendo ricorso alla estrazione di numeri casuali.

Il modello proposto soddisfa alle due proprietà precedenti. La proprietà 1) è soddisfatta dal momento che la simulazione del moto è stata realizzata facendo riferimento alle tecniche random walk, in essa le particelle fluiscono liberamente nello spazio simulando eventi di interazione casuali. Come si vedrà in seguito nel modello ciascuna particella si muove nello spazio indipendentemente dalle altre. La 2) è soddisfatta in quanto il modello ha come riferimento i “modelli a particelle” che utilizzano le tecniche montecarlo, (ref. 28, 29). Come già detto secondo questo modello la fluttuazione u_e' del vento, intorno al valor medio u , è dato dalla eq.

$$u_e'(t_2) = R_e(\Delta t) \cdot u_e'(t_1) + u_e''(t_2)$$

Come si vedrà in seguito verranno determinate per ciascuna particella le eq. del moto

$$\begin{aligned} x_i &= x_i(t) \\ y_i &= y_i(t) \\ z_i &= z_i(t) \end{aligned}$$

anziché considerare equazioni per le componenti del vettore vento $u_e'(t)$, trascurando il contributo dovuto al fattore $R_e(\Delta t)$, (posto = 1). Inoltre l'utilizzo nel modello di relazioni di selezione di angoli casuali per la simulazione della turbolenza ci consentirà di dare una forma specifica alla funzione di distribuzione. Il modello è valido entro un range spaziale di 10 km e per rilasci della durata di qualche ora.

La dispersione atmosferica su scala locale degli inquinanti è caratterizzata, a) dal vento che trasporta il gas in sospensione appena lascia la sorgente separandolo in senso orizzontale, b) dalla turbolenza meccanica che contribuisce alla diluizione laterale e verticale delle particelle, rimescolando gli inquinanti con l'aria circostante, c) dalla stratificazione termica verticale dell'aria che può contribuire ad amplificare, a smorzare e in alcuni casi anche a bloccare la dispersione della nuvola inquinante. All'uscita dal camino i fumi possiedono una certa velocità

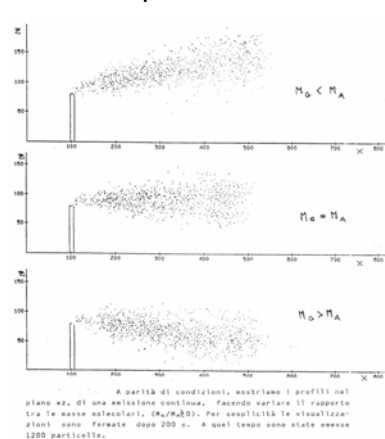


Figura 34 Andamento della diffusione dei gas avente peso molecolare M_G in funzione del peso molecolare di riferimento M_A

verticale e sono spesso a una temperatura più elevata di quella ambiente. Questi due fattori fanno sì che il fumo tende inizialmente a salire nell'atmosfera, per poi piegarsi nella direzione del vento man mano che il suo rimescolarsi con l'aria circostante ne diminuisce la temperatura. Nella fase di innalzamento a questo processo contribuisce in maniera preponderante il regime altamente vorticoso proprio dei fumi all'uscita della bocca del camino (turbolenza autoindotta). Quando la sua temperatura uguaglierà quella circostante, il pennacchio si troverà ad essere completamente livellato; da questo punto in poi gli inquinanti seguiranno abbastanza fedelmente i moti dell'aria.

Entro i primi 1'000 metri all'interno del P.B.L. sono schematizzate determinati gradienti di temperatura secondo la classificazione di Pasquill-Gifford (ref. 30). Questa

schematizzazione che sarà utilizzata aiuta a comprendere i fenomeni che accadono negli strati bassi ed è determinante a spiegare la diffusione di inquinanti provenienti da sorgenti industriali.

Preso z come asse verticale, la diffusione di una particella di gas è stata schematizzata supponendo che il moto lungo la direzione x ed y può essere considerato come la somma di un termine che tiene conto del moto collettivo dell'aria e in un altro che tiene conto del moto casuale dovuto alla turbolenza; lungo la direzione z è stata trascurata la componente verticale del vettore vento ed il moto è stato considerato come dovuto dalla somma dei seguenti contributi; uno dovuto alla turbolenza, uno dipendente dalle diverse temperature del gas e dell'aria e un termine che tiene conto delle masse molecolari degli interagenti (molecole del gas generico e dell'aria).

Le equazioni del moto di una molecola lungo i tre assi coordinati sono:

$$\begin{aligned} x(t) &= x(t-1) + v_x \cdot t + x_r \\ y(t) &= y(t-1) + v_y \cdot t + y_r \\ z(t) &= z(t-1) + z_v + z_r + z_m \end{aligned} \quad (19)$$

dove

v_x e v_y sono le componenti della velocità del vento lungo le direzioni x e y ;
 x_r , y_r , z_r , indicano i contributi dovuti al moto turbolento, in altre parole ogni particella si muove nello spazio in direzioni casuali con modulo R variabile con l'altezza a cui è giunta la particella;

z_v è il termine che tiene conto dell'innalzamento del pennacchio dovuto alla differenza di temperatura tra gas e aria;

z_m è il termine che tiene conto del contributo dovuto alle masse degli interagenti.

Le equazioni soddisfano alle proprietà 1) e 2) precedentemente indicate.

Inoltre come si evince dalle equazioni, lo spostamento di una particella lungo un'asse è proporzionale al tempo t e non a \sqrt{t} come accade nel moto browniano.

La velocità del vento all'altezza z , è corretta utilizzando la relazione

$$V(z) = V(z_0) \cdot \left(\frac{z}{z_0} \right)^p$$

dove

$V(z_0)$ è la velocità iniziale misurata all'altezza z_0 ;

l'esponente p assume valori differenti a seconda delle condizioni esterne (classificazione di Pasquill-Gifford).

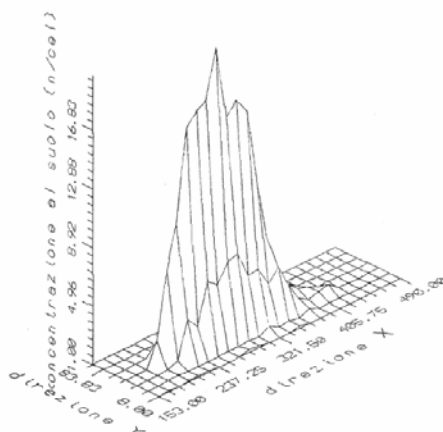


Figura 35 I modelli a particelle forniscono una valutazione immediata degli effetti di ricaduta di inquinanti al suolo. In ordinate è riportato il numero di pseudoparticelle ricadenti per cella. Dal numero delle pseudoparticelle che si deposita al suolo è possibile risalire alla concentrazione di inquinanti.