

SOMMARIO

LEZIONE 17	ATOMIZZAZIONE DI GOCCE, GETTI E LAMINE.....	223
	<i>MECCANISMI DI ROTTURA DI GOCCE.....</i>	<i>223</i>
	<i>WEBER CRITICO.....</i>	<i>225</i>
	<i>TEMPO DI ROTTURA DELLE GOCCE.....</i>	<i>229</i>
	<i>REGIMI DI ATOMIZZAZIONE DI UN GETTO LIQUIDO.....</i>	<i>232</i>
	<i>LAMINE CONICHE.....</i>	<i>240</i>
	<i>RIFERIMENTI E NOTE.....</i>	<i>242</i>
	<i>Appendice A 17</i> <i>Propagazione di un'onda all'interfaccia liquido-gas.....</i>	<i>243</i>
	<i>Appendice B 17</i> <i>Propagazione di perturbazioni su un getto liquido.....</i>	<i>246</i>

LEZIONE 17 ATOMIZZAZIONE DI GOCCE, GETTI E LAMINE

Introduzione

I processi di atomizzazione di un liquido presentano un notevole livello di complessità a causa, soprattutto, della notevole varietà e complessità dei dispositivi utilizzati nella pratica. Trattare in dettaglio le problematiche connesse al funzionamento di tali dispositivi è ben al là degli obiettivi di queste lezioni. Ci limiteremo qui a trattare i problemi connessi con i processi di frammentazione di geometrie semplici, quali sfere (gocce), cilindri (getti) e lamine piane e coniche. Questo studio non è solo un esercizio accademico, infatti tali geometrie forniscono alcuni dei principali modelli concettuali dei processi che avvengono nei sistemi pratici. In particolare, poi, la rottura di gocce sferiche rappresenta un importante processo, denominato atomizzazione secondaria, che estremamente importante nella determinazione della qualità finale del processo di atomizzazione in presenza di campi fluidodinamici che interagiscono con il getto liquido. La rottura di un getto cilindrico ha di per se una rilevanza pratica in molti sistemi di atomizzazione largamente impiegati (ad es. iniettori per motori a combustione interna e turbine). La rottura di lamine coniche è alla base del funzionamento degli iniettori a pressione utilizzati in molti impianti di combustione per produzione di energia termica o elettrica. Per tali motivi la conoscenza dei parametri principali che intervengono nella evoluzione di tali strutture consente di costruire una metodologia di approccio alla comprensione del funzionamento anche dei sistemi reali.

Meccanismi di Rottura di Gocce

Il primo problema da affrontare è la determinazione delle modalità di rottura delle gocce inseguito alla loro interazione con l'aria circostante. Alla base del meccanismo di rottura delle gocce c'è, infatti, la creazione di distribuzione disuniformi di pressioni sulla gocce, a causa della pressione dinamica dell'aria. Appare, dunque, almeno in prima istanza utile presentare i vari meccanismi di rottura utilizzando come variabile controllante il numero di Weber (We_g) delle gocce poiché esso rappresenta il rapporto tra forze aerodinamiche che provocano la rottura e la forza stabilizzante dovuta alla tensione superficiale.

In Fig. 5.6 sono illustrati i cinque principali meccanismi di rottura di gocce di liquido che sono stati osservati in ambiente gas, per mezzo di tecniche ottiche (fotografia ultraveloce,

“shadowgraph”). E' da notare che meccanismi simili sono stati osservati anche per sistemi liquido-liquido (olio in un altro olio, mercurio in acqua).

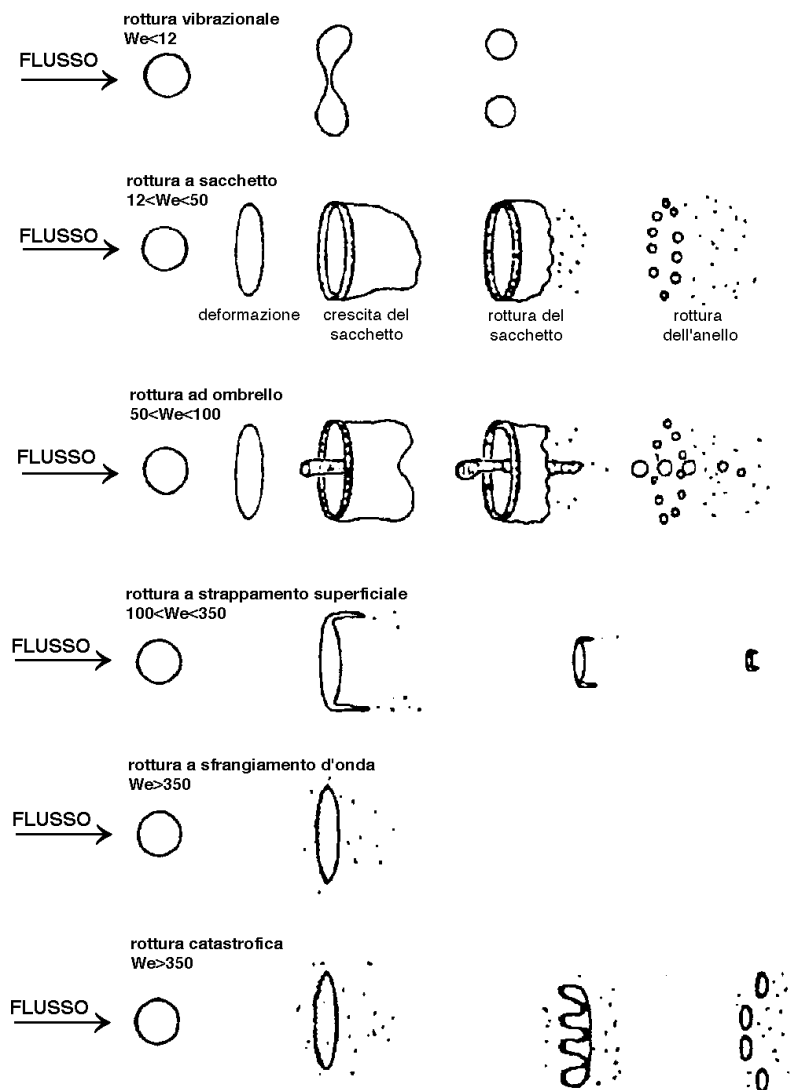


Fig. 5.6

Dalla Fig. 5.6 è possibile costruire un quadro generale della progressione dei vari meccanismi in funzione dell'incremento del numero di Weber, ovvero dello sforzo aerodinamico cui la goccia va soggetta:

1) Rottura vibrazionale

$$We_g < 12$$

Questa modalità di rottura di rottura si verifica quando il numero di Weber è molto basso: sotto certe condizioni il flusso esterno interagisce con la goccia provocandone la divisione in grossi frammenti. Questo tipo di rottura produce solo pochi frammenti

liquidi di grandi dimensioni, come si nota dalla Fig. 5.6. Per questo meccanismo il tempo di rottura è molto lungo in confronto agli altri meccanismi, per cui questo non viene preso in considerazione per lo studio della rottura delle gocce.

- 2) Rottura “a sacchetto” $12 < We_g < 50$

Il meccanismo della rottura a sacchetto è analogo alla rottura di una bolla di sapone. La parte interna della goccia diviene sottile e si rompe in un gran numero di frammenti piccoli, mentre la parte esterna, più pesante, si rompe poco dopo producendo un minor numero di frammenti più grandi.

- 3) Rottura “a ombrello” $50 < We_g < 100$

Questo tipo di rottura presenta molte caratteristiche in comune con il secondo meccanismo: Come in quest'ultimo, si forma una sorta di sacco ancorato ad un anello esterno, ma una colonna liquida è formata lungo l'asse della goccia. La rottura interessa dapprima la zona più sottile e poi la parte centrale.

- 4) Rottura a “strappamento superficiale” $100 < We_g < 350$

Il meccanismo è differente dai precedenti. Non si forma alcun sacchetto, ma si verifica un continuo consumo di un sottile strato esterno della goccia; questo strato sottile si rompe a poca distanza dietro la goccia, in piccoli frammenti. Una struttura residua di goccia permane durante l'intero processo di rottura.

- 5) Rottura a “sfrangiamento d'onda” o “catastrofica” $We_g > 350$

A numeri di Weber più alti, si formano sulla superficie della goccia delle onde molto piccole, le cui creste vengono continuamente erose dall'azione aerodinamica. Quando le onde di maggior ampiezza e lunghezza penetrano nella goccia, si verifica il fenomeno della “rottura catastrofica” che porta ad un processo multistadio in cui i primi frammenti sono soggetti ad ulteriore rottura.

Weber critico

Così come suggerito dall'osservazione dei meccanismi di rottura, è possibile individuare un numero critico di We_g al di sotto del quale la rottura della goccia non è osservabile su tempi

significativi per le applicazioni pratiche. Infatti se consideriamo la condizione di equilibrio tra le forze aerodinamiche e le forze capillari potremo scrivere:

$$C_d \frac{\pi D^2}{4} \frac{\rho_g v^2}{2} = \pi D \sigma \quad (5.28)$$

da cui si ricava che in tali condizioni di equilibrio si ha:

$$We_g^c = \frac{\rho_g v^2 D}{\sigma} = \frac{8}{C_d} \quad (5.29)$$

Questa relazione 5.29 è ovviamente valida allorquando sia possibile scrivere il bilancio tra le forze nella forma della 5.28.

Per valori del numero di Weber inferiori a quello critico, We_g^c , la rottura delle gocce non è impossibile ma, se si verifica, non è dovuta all'azione diretta della corrente d'aria bensì a fenomeni di instabilità della goccia eventualmente indotti dall'interazione con l'aria.

La determinazione del valore di We_g^c è stata oggetto di numerosi lavori sperimentali. In linea generale il valore di We_g^c è funzione delle caratteristiche del flusso gassoso e delle proprietà dei mezzi. In linea di massima per velocità nell'ordine delle decine di metri al secondo e mezzi poco viscosi il valore di We_g^c è un numero tra 10 e 20.

Dalla relazione 5.29 è possibile ricavare una espressione per il valore massimo del diametro delle gocce stabili in funzione della velocità e della tensione superficiale:

$$D_{max} = \frac{\sigma We_g^c}{\rho_g v^2} \quad (5.30)$$

In Fig. 5.7 è riportato un diagramma dei valori di D_{max} in funzione della velocità per due valori della tensione superficiale tipici dell'acqua e di una paraffina avendo assunto un valore di We_g^c pari a 12.

E' possibile osservare come il D_{max} , a parità di velocità relativa tra la goccia e l'aria, sia significativamente maggiore per l'acqua. Ciò da un'idea di come la tensione superficiale sia un parametro importante nella determinazione della efficienza del processo di atomizzazione.

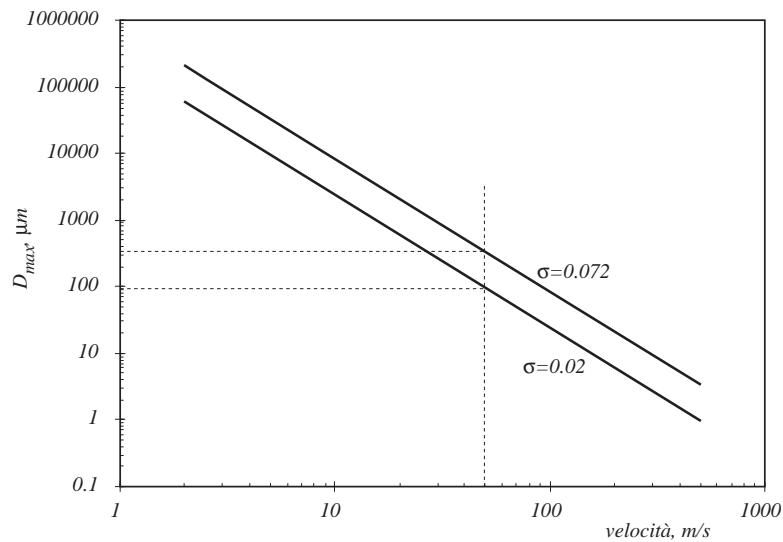


Fig. 5.7

In Fig. 5.8 è riportata una correlazione sperimentale per un sistema liquido-gas, dovuta a Brodkey, tra il valore del numero critico di Weber (We_g^c) ed il valore del numero Z di Ohnesorge

$$\left(Z = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma D}} \right).$$

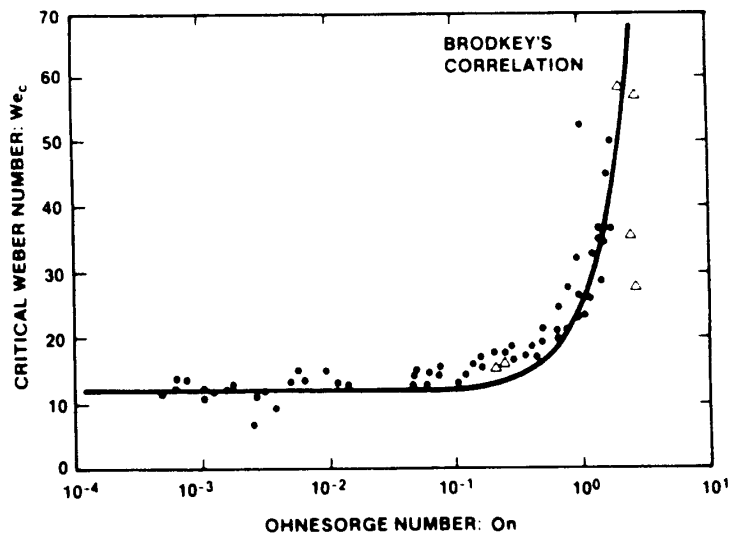


Fig. 5.8

Il numero di Weber critico, come risulta dal diagramma in Fig. 5.8, è circa 12 per numeri di Ohnesorge inferiori a 0.1. Per Z maggiori il numero di weber cresce in maniera molto rapida.

In altre parole se Z è alto, ovvero se la viscosità assume valori sempre più grandi, la rottura della goccia diviene sempre più difficile ed infine è praticamente impossibile.

La correlazione di Brodkey si può esprimere in forma analitica come:

$$We_g^c = 12(1 + 1.077 \cdot Oh^{1.6}) \quad (5.31)$$

Può essere utile avere una idea degli ordini di grandezza del diametro delle gocce e delle loro velocità in corrispondenza dei quali si raggiunge il numero di Weber critico. In Fig. 5.9 sono riportati gli andamenti di We ottenuti per 4 differenti velocità delle gocce in funzione del loro diametro. La tensione superficiale del liquido è assunta pari a circa 0.02.

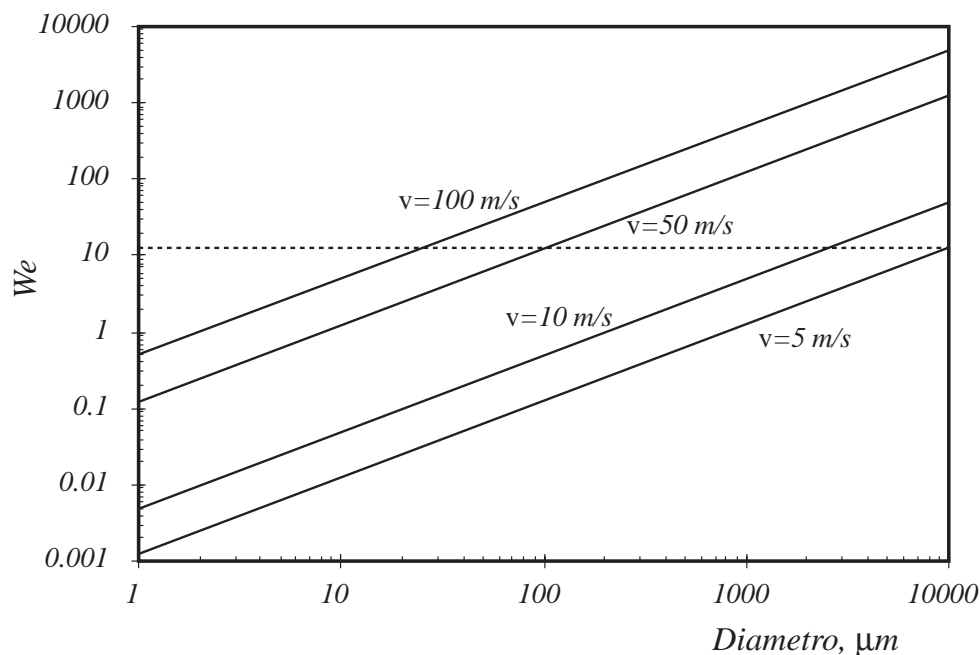


Fig. 5.9

E' possibile notare come per velocità maggiori di 50 m/s il numero di weber di gocce di dimensioni maggiori di 100 μm sia sempre superiore a quello critico (nell'ipotesi di viscosità trascurabile). In altre parole a tale velocità le gocce normalmente presenti all'uscita di un ugello sono sempre in condizioni instabili e hanno una alta probabilità di andare incontro ad una rottura. Viceversa per velocità di 10 m/s è necessario arrivare a diametri dell'ordine di qualche millimetro perché si superi il valore critico di We . Infine, per velocità dell'ordine di 5 m/s è necessario avere diametri di gocce maggiori di dieci millimetri perché si superi We_g^c .

Poiché le velocità tipiche all'uscita di un ugello sono dell'ordine delle decine di metri al secondo si vede come le dimensioni delle gocce prodotte sono generalmente comprese tra qualche decina e qualche centinaio di micron.

Analogamente può essere interessante calcolare il numero di Ohnesorge per alcuni liquidi in funzione del diametro delle gocce. In Fig. 5.10 sono riportati gli andamenti dei valori di Z per acqua, eptano e olio combustibile leggero a 40 e 80 °C. La fascia grigia indica la zona di transizione tra il campo di piccoli valori di Z per i quali la viscosità può essere trascurata e quello, ad alti valori di Z , nel quale essa gioca un ruolo importante nel meccanismo di rottura della goccia.

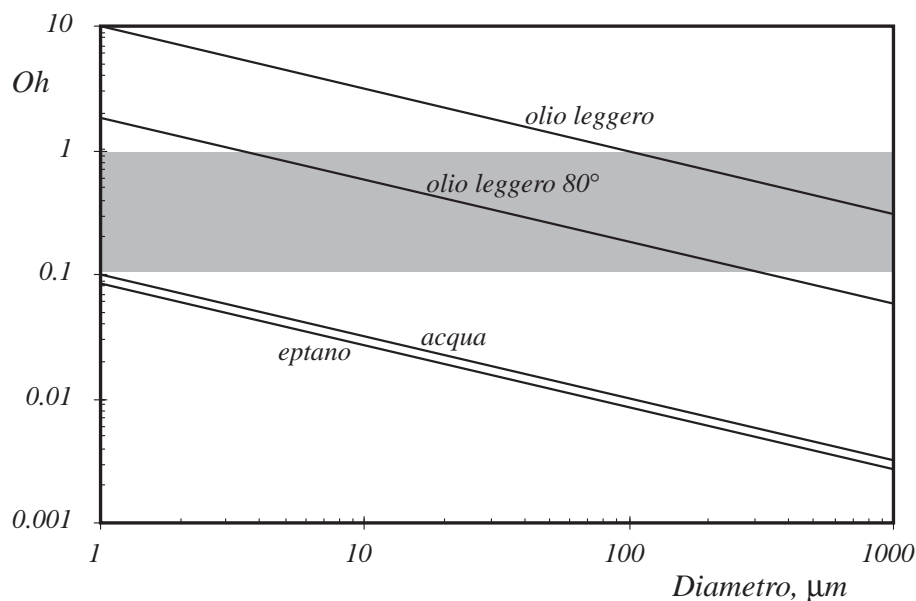


Fig. 5.10

Si può osservare che per gocce microniche di acqua ed eptano la viscosità si può considerare ininfluenza. Nel caso dell'olio combustibile, invece, anche un blando preriscaldamento del liquido prima dell'atomizzazione può avere un benefico influsso sul processo di atomizzazione. Tale effetto è ancora più pronunciato per oli combustibili pesanti che sono caratterizzati da viscosità maggiori di un ordine di grandezza rispetto all'olio leggero.

Tempo di Rottura delle gocce

Il tempo di rottura rappresenta una delle caratteristiche principali dei meccanismi di rottura della goccia. In letteratura esistono numerose definizioni di questo parametro, a causa della difficoltà di interpretazione dei dati sperimentali.

Si individuano tre tempi caratteristici di maggiore interesse: “tempo iniziale”, tempo “di rottura primaria” e tempo “di completa rottura”.

Per rappresentare tali istanti si utilizza, per comodità, un tempo adimensionalizzato definito come:

$$T = t \frac{V}{D} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (5.32)$$

dove V è la velocità della goccia, D il suo diametro, ρ_g e ρ_l rispettivamente la densità del gas e del liquido.

La definizione di istante di inizio della rottura è spesso arbitraria, variando a seconda del meccanismo di rottura considerato. Ad esempio l’inizio della formazione del “sacchetto” segna l’inizio della rottura in tale regime.

In Fig. 5.11 è riportato un esempio dell’andamento del tempo adimensionale di inizio della rottura in funzione del numero di Weber per diversi valori del numero Z di Ohnesorge. Da essa si può notare che a parità del numero di Weber il tempo di rottura aumenta all’aumentare di Z , dato che a questo corrisponde un aumento della viscosità del liquido e quindi della difficoltà di giungere alla rottura.

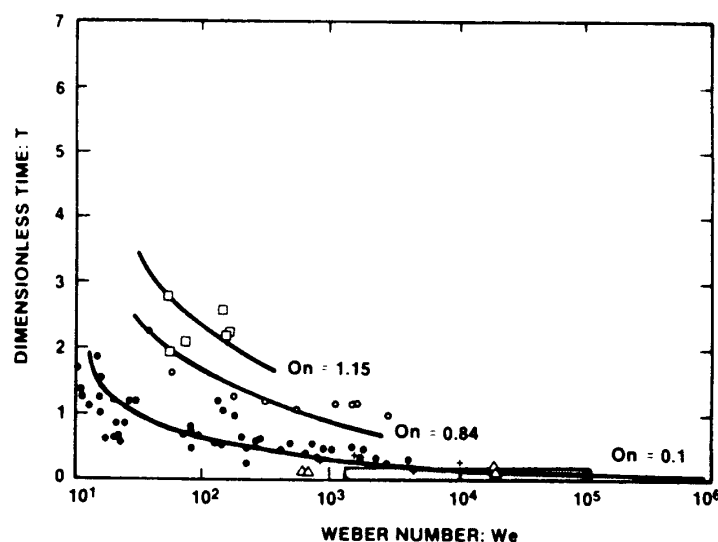


Fig. 5.11

Il tempo della rottura primaria è definito come quel tempo in corrispondenza del quale non appare più alcun frammento della goccia originaria. Ad esempio nel meccanismo di rottura a

sacchetto tale tempo e quello di completa rottura sono equivalenti perché la parte esterna intatta viene osservata anche quando la parte centrale della goccia si è rotta. Analogamente risulta difficile stabilire il tempo di prima rottura quando il numero di Weber comincia ad assumere valori elevati. comunque per valori di $We > 350$ è stato trovato un tempo di prima rottura pari a: $T = 1.25$.

Il tempo di completa rottura è il tempo al quale la goccia è stata ridotta in frammenti tali da non potere più essere ulteriormente frammentata ($We < We^c$).

Esistono, inoltre, relazioni tra il tempo di completa rottura ed il numero di Weber, come è possibile seguire dalla Fig.5.12, date da:

$$T = 6(We - 12)^{-0.25} \quad 12 < We < 18$$

$$T = 2.45(We - 12)^{0.25} \quad 18 < We < 45$$

$$T = 14.1(We - 12)^{-0.25} \quad 45 < We < 350$$

$$T = 0.766(We - 12)^{0.25} \quad 350 < We < 2670$$

$$T = 5.5 \quad We > 2670$$

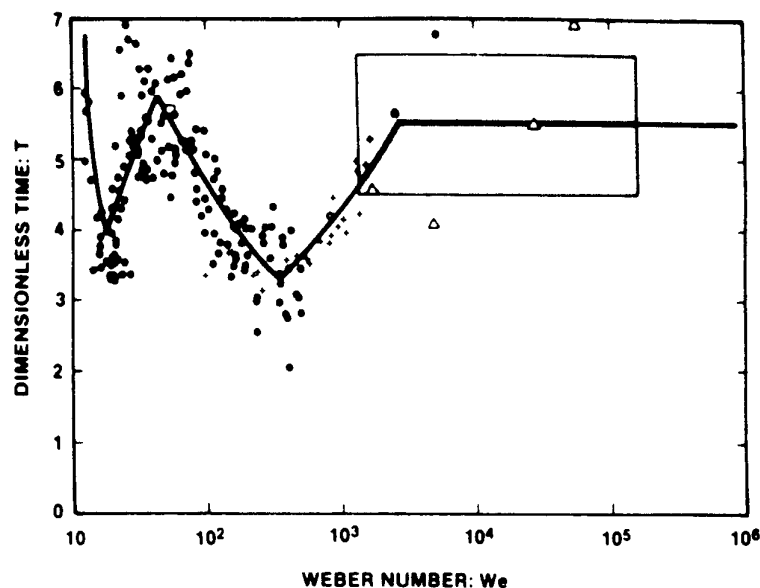


Fig. 5.12

Infine, è utile esaminare alcuni tempi di rottura dati in tempi reali e non adimensionali, come fatto sopra. La Fig. 5.13 mostra tempi di rottura calcolati per una goccia di 1 mm di UO_2 in acqua, in funzione del numero di Weber. Il tempo totale reale varia su tre ordini di

grandezza. I diversi picchi visti nei diagrammi relativi al tempo adimensionale appaiono poco marcati nel tempo reale; comunque, il tempo decresce in modo continuo con il numero di Weber.

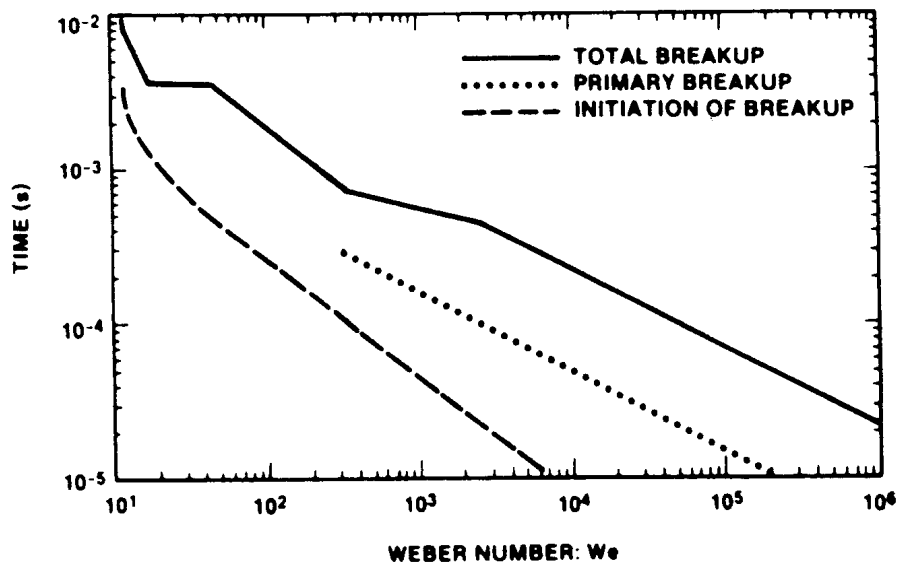


Fig. 5.13

Regimi di atomizzazione di un getto liquido

Un getto liquido iniettato in un ambiente gassoso è sempre soggetto a rottura, anche se non si può propriamente parlare di atomizzazione se i frammenti liquidi non sono molto più piccoli del diametro dell'ugello di iniezione.

Le forze che entrano in gioco nei meccanismi di rottura sono associate alla pressione capillare e statica del liquido, alla pressione statica del gas ed alle forze di trascinamento superficiale dovute alla resistenza aerodinamica di attrito. Questi sforzi superficiali sono legati alla fluidodinamica di entrambe le fasi e dipendono fortemente, oltre che dall'energia cinetica, anche dai regimi che si determinano all'interno dell'ugello. In particolare sono influenti la presenza dei campi turbolenti e di cavitazione che dipendono fortemente dalle geometrie interne dell'ugello.

La formulazione di modelli teorici che non prevedono la presenza di queste ultime componenti (turbolenza e cavitazione) permette una presentazione dei meccanismi in forma semplificata per avere dei punti di riferimento non dipendenti dalla specificità degli ugelli.

Questi modelli sono formulati sulle soluzioni dei campi fluidodinamici nel liquido e nel gas in termini di funzioni potenziali (campo irrotazionale) e di flusso (campi rotazionali) imponendo le condizioni al contorno in termini degli sforzi sopra citati.

Le soluzioni del campo sono di tipo oscillatorio e vengono date in termini di spostamento ondulatorio della superficie liquido-gas. Molte soluzioni linearizzate (e non) sono reperibili in letteratura. Quelle di maggiore interesse pratico sono le due condizioni limite (regime di Rayleigh e di Ranz-Taylor) in cui il parametro $\alpha = \pi D / \lambda$ (perimetro del getto diviso lunghezza d'onda delle oscillazioni) soddisfa una delle due condizioni:

- 1) $\alpha < 1$ Regime di Rayleigh
- 2) $\alpha \gg 1$ Regime di Ranz-Taylor o di atomizzazione

In ambedue i regimi le oscillazioni sono assialsimmetriche ma le lunghezze d'onda si riferiscono rispettivamente a soluzioni per bassi valori della velocità relativa nel regime di Rayleigh e per alti valori della velocità relativa nel regime di Ranz-Taylor (anche detto di atomizzazione).

Nel primo regime (di Rayleigh) solo onde con lunghezza d'onda maggiore del perimetro del getto si amplificano e tra queste le più instabili risultano essere quelle per cui $\alpha = 1/\sqrt{2}$.

La perturbazione che provoca l'innescò delle instabilità può essere anche molto debole (infatti la teoria linearizzata prevede questa ipotesi) come un'onda acustica o una piccola disuniformità del flusso.

L'azione aerodinamica sul valore di α per cui si ottiene la massima amplificazione α^* può essere tenuta in conto con una correzione di tipo esponenziale sul numero di Weber:

$$\alpha^* = \frac{\pi D}{\lambda} = \sqrt{\frac{e^{A \cdot We}}{2}} \quad \text{per } Z \ll 1 \quad (5.33)$$

L'oscillazione si amplifica fino a quando l'ampiezza d'onda è dell'ordine di grandezza del diametro del getto, con una legge di crescita che non dipende dalla velocità del getto.

Ovviamente l'onda si amplifica sulla superficie del getto in movimento, per cui la distanza L_{jb} dall'orifizio alla quale sull'asse si rileva la discontinuità (lunghezza di rottura del getto) è linearmente dipendente dalla velocità, com'è riportato nel tratto BC della Fig. 5.14 e vale

$$L_{jb} = 8,46V \sqrt{\frac{\rho_l D^3}{\sigma}} \Rightarrow \frac{L_{jb}}{D} \approx 8 \sqrt{We_l} \quad (5.34)$$

Le gocce che si vengono a formare in questo meccanismo sono prevalentemente di dimensioni maggiori del diametro del getto con alcune gocce satelliti generate da un meccanismo di rottura secondario.

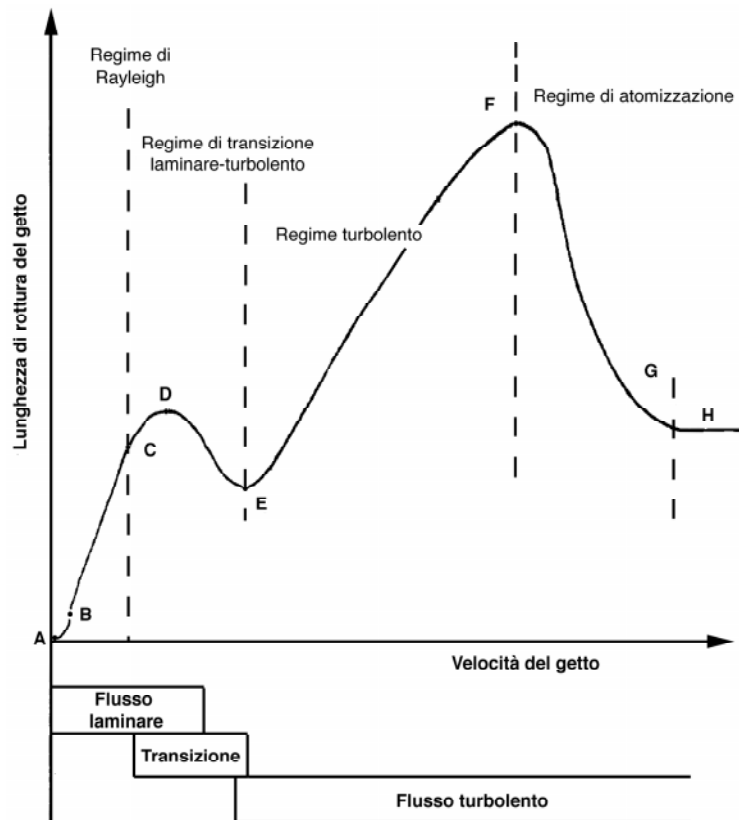


Fig. 5.14

Nelle condizioni limite opposte (per alte velocità del getto liquido) le onde hanno una legge di crescita così rapida per cui sono presenti a distanze minori del diametro dell'ugello (per

$$\alpha \leq \frac{We_l}{2} \text{ c'è sempre amplificazione, } \alpha_{max} = \frac{We_l}{3})$$

In questo modello non viene descritto il meccanismo per cui l'onda genera una rottura superficiale del getto; comunque l'accordo tra l'osservazione sperimentale e la previsione teorica (l'amplificazione dell'onda è proporzionale alla densità dell'aria con la stessa legge dello spray) indica che qualunque sia l'evoluzione dell'onda è appunto questa la causa primaria dell'atomizzazione.

In questo modello la lunghezza di rottura è il luogo nel piano perpendicolare all'asse geometrico dell'ugello dove per la prima volta il mezzo liquido non è connesso col liquido

fuoriuscente dall'ugello. Pertanto all'interno dello spray rimane un cuore liquido non atomizzato.

Dal punto di vista sperimentale questo cuore è stato con difficoltà rilevato per mezzo di tecniche intrusive, ma non è stato studiato in passato con mezzi ottici, perché si credeva che la densità delle nuvole di gocce periferica poteva impedire la "vista del cuore".

Solo negli ultimi tempi sono stati ripresi gli studi su spray densi anche se in condizioni troppo vicine a quelle utilizzate nei motori diesel, perché possano essere di validazione al modello teorico.

In Fig. 5.14 questo regime di "atomizzazione" viene riportato sulla curva lunghezza di rottura - velocità con il tratto FG. In questo caso più alte velocità favoriscono una crescita delle onde più veloce per cui si osserva una diminuzione della lunghezza di rottura. Fino al regime H in cui $L_{jb} = \sqrt{\rho_l / \rho_g} \cdot D$ (per l'aria circa $30 D$).

In un campo di velocità intermedio l'analisi è complicata dal fatto che non è possibile pensare a degli esperimenti che aumentino la velocità del getto senza aumentare il numero di Reynolds e quindi senza passaggio dal laminare al turbolento. Infatti tentare di tenere il numero di Reynolds basso con la diminuzione del diametro dell'ugello (D) o della viscosità cinematica, comporta un'alterazione di tutta la curva di Fig. 5.14, spostando il regime di atomizzazione a più alta velocità.

In corrispondenza della transizione laminare - turbolento si rileva sempre un decremento della lunghezza di rottura (tratto DE) per la presenza di uno spettro di perturbazioni "forti" che non sono previste dalle teorie linearizzate.

Il campo di rottura descritto dal tratto EF in Fig. 5.14 è quello di maggiore difficoltà interpretativa perché oltre alle oscillazioni assialsimmetriche vengono eccitate anche quelle trasversali generando onde sinuose o elicoidali.

In questo regime intermedio il parametro quantizzabile è la lunghezza di rottura superficiale (L_b), cioè la distanza dell'ugello alla quale si può rilevare una rottura sulla superficie.

In Fig. 5.15 è riportata una rappresentazione schematica dei vari regimi realizzabili a partire da un getto laminare e della lunghezza di rottura superficiale contro la velocità media del getto liquido, u_o .

In questo caso non c'è l'indeterminazione rappresentata dalla transizione dal laminare al turbolento nel getto liquido per cui la curva di L_b contro u_o non presenta più di un massimo.

Questo si realizza quando, come detto in precedenza, l'azione aerodinamica esterna al getto si sovrappone alle fasi iniziali del liquido ed a quelle associate alla tensione superficiale. In questo caso la lunghezza di rottura del getto liquido (L_{jb}) e la rottura superficiale sono coincidenti.

Generalmente a partire dalle velocità in cui per la prima volta l'azione aerodinamica è significativamente presente (in corrispondenza del massimo di L_b) fino alle velocità in corrispondenza del regime di atomizzazione (o di Ranz-Taylor) descritto prima, viene individuato un regime definito come regime "aerodinamicamente indotto", che a sua volta viene suddiviso in due parti in cui l'interferenza aerodinamica è di diverso tipo.

Nella prima parte l'interferenza riguarda il getto nel suo complesso, con deformazioni che fanno ridurre più significativamente la lunghezza di rottura del getto rispetto alla riduzione della lunghezza di rottura superficiale. Nella seconda parte l'azione aerodinamica sulla superficie è più intensa per cui in questo caso è la riduzione della lunghezza della rottura superficiale ad essere più significativa.

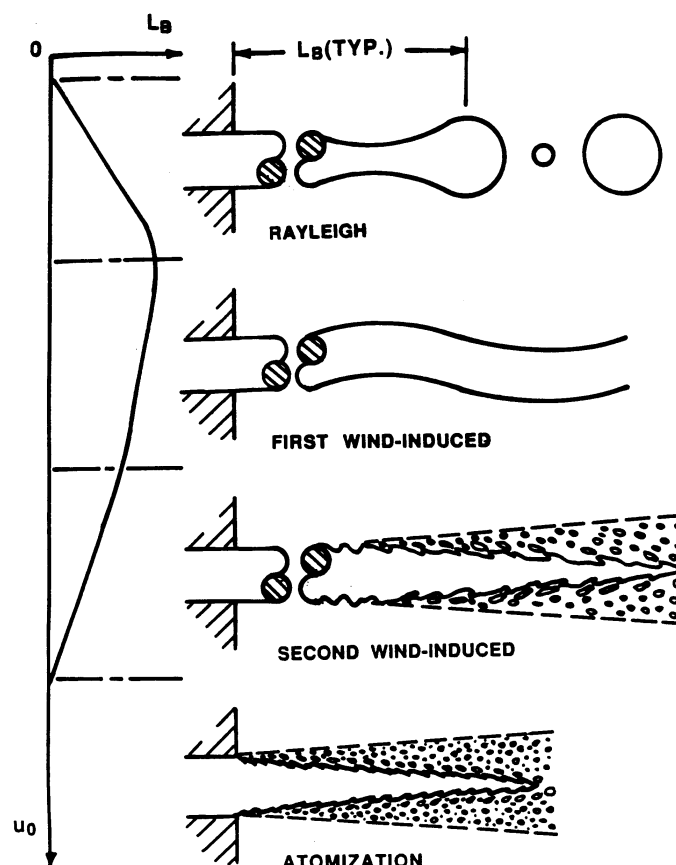


Fig. 5.15

In forma sinottica i campi in cui si realizzano i diversi regimi fin qui descritti per diversi valori dei numeri di Ohnesorge e di Weber sono riportati in Fig. 5.16 così come riportati da Faeth.

A bassi valori del numero di Ohnesorge i regimi sono identificati solo in termini del numero di Weber. In questo caso la transizione dal regime di Rayleigh a quello “aerodinamicamente indotto” è stata rilevata tra $We=0,4\div 1,2$, mentre la transizione dal regime “aerodinamicamente indotto” a quello di “atomizzazione” avviene, secondo i lavori citati da Faeth, tra 13 e 40.

Per valori molto bassi del numero di Weber si realizza un regime non descritto in precedenza che prende il nome “gocciolamento”. La transizione tra questo regime e quello di Rayleigh si realizza ad un numero di Weber pari a $We_g = 4 \rho_g / \rho_l$ per cui esso non è facilmente osservabile nel diagramma di Fig. 5.16. La zona di transizione tra i due regimi non avviene, dunque, per un ben determinato valore di We_g ma essa può variare in dipendenza del valore di ρ_l / ρ_g . Nella figura sono riportate le transizioni che si hanno per ρ_l / ρ_g pari a 10^2 e 10^3 .

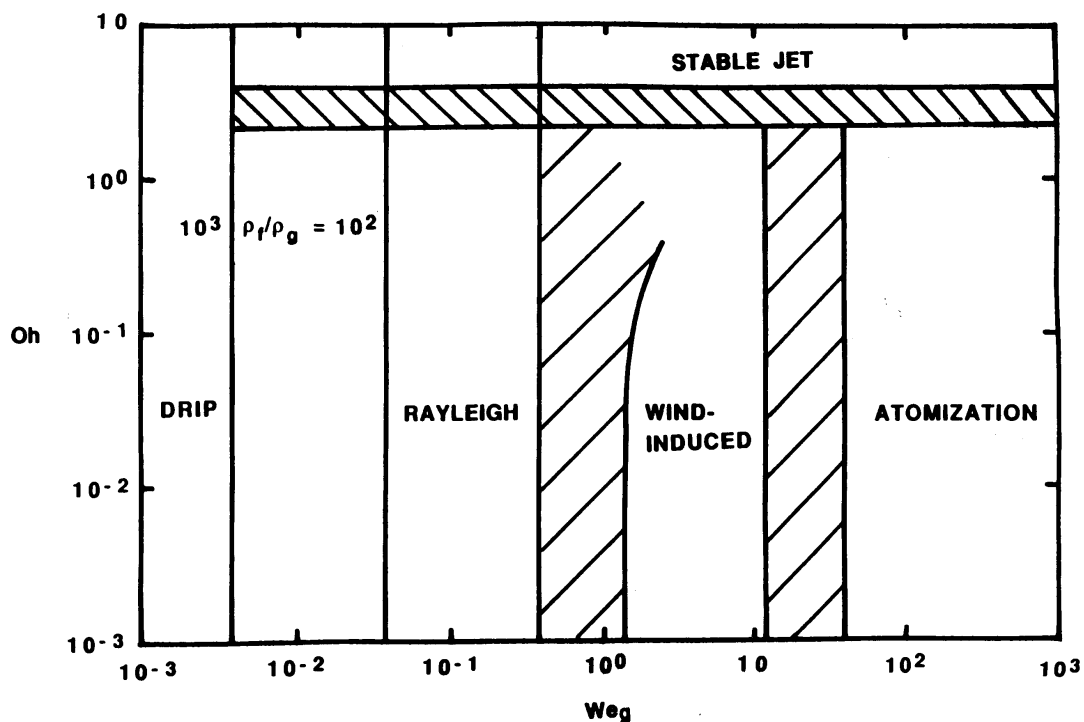


Fig. 5.16

Lamine Piane

Il problema della atomizzazione di una lamina piana non ha, di per se, una valenza tecnologica molto rilevante. Esso però consente di introdurre alcuni dei concetti che sono alla base del funzionamento dei più comuni ugelli a lamina conica di largo impiego nei bruciatori convenzionali.

Anche nel caso della lamina, così come nel caso di un getto liquido è possibile distinguere differenti regimi di atomizzazione in funzione delle velocità relative tra la lamina e l'aria dell'ambiente.

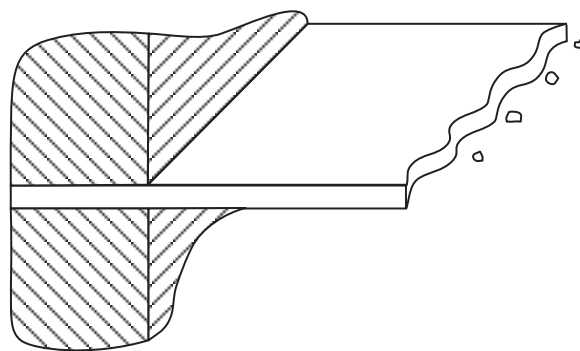


Fig. 5.17

Per basse velocità del getto la rottura della lamina avviene per un meccanismo molto simile a quello della rottura del getto nel regime di Rayleigh. Con la formazione di gocce con dimensioni paragonabili allo spessore della lamina all'estremità della stessa a causa di instabilità che si propagano sulla sua superficie (Fig. 5.17).

Nel caso di viscosità elevata all'estremità della lamina si possono formare dei filamenti che si atomizzano secondo il meccanismo di Rayleigh. (Fig. 5.18)

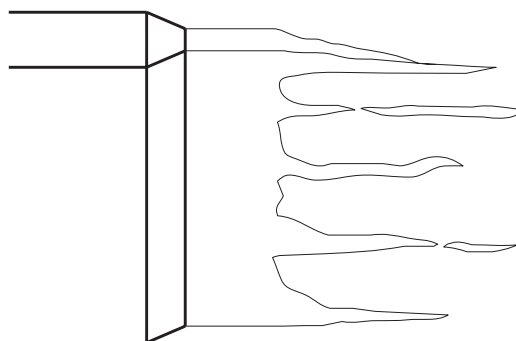


Fig. 5.18

In realtà una lamina piana non è stabile a meno che essa non sia guidata da due setti laterali. In fatti nel caso di una lamina senza guide laterali la pressione capillare dovuta alla tensione superficiali tenderà a richiudere la lamina verso il centro per cui essa apparirà verosimilmente come in Fig. 5.19.

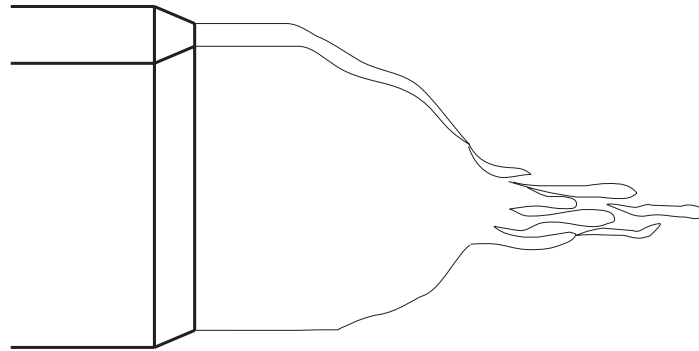


Fig. 5.19

Tali comportamenti hanno luogo per basse velocità della lamina. A velocità più alte si generano sulla lamina delle onde semicircolari originanti al centro della sezione di immissione del liquido che, propagandosi sulla superficie della lamina, possono determinare la formazione di cuspidi e la rottura della stessa a partire dalla zona centrale (Fig. 5.20).

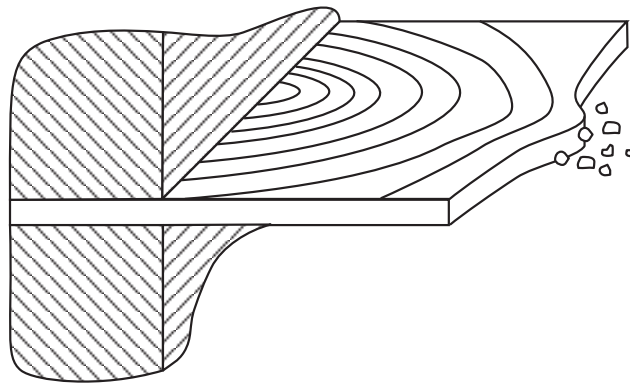


fig. 5.20

Per più alte velocità del getto (maggiori di 10÷50 m/s) possono comparire sulla lamina delle oscillazioni (simmetriche o antisimmetriche) (Fig. 5.21) amplificate dalle interazioni aerodinamiche della lamina con il campo di moto dell'aria. Le lunghezze d'onda tipiche di queste oscillazioni sono proporzionali a $We^{0.5}$.

Per velocità ancora più alte le forze dominanti diventano quelle aerodinamiche. In tal caso oscillazioni con più piccola lunghezza d'onda di quelle eccitate sulla superficie ondulata della lamina, e che viaggiano con velocità maggiore di quest'ultime (vedi appendice), possono essere rotte sulla sommità dell'onda dalle forze di trascinamento dovute al moto dell'aria. Infatti sulla cresta dell'onda portante si verifica un effetto di suzione da parte della corrente d'aria a causa della contrazione dei filetti fluidi che vi si verifica. Quando la pressione di suzione diventa predominante sulla pressione capillare, generata all'interfaccia dalla tensione superficiale, le piccole strutture presenti su quest'ultima possono essere asportate (eventualmente sotto forma di filamenti liquidi che vengono successivamente frammentati) dall'aria. Questo comportamento è, per certi versi, simile allo spumeggiamento delle onde marine.

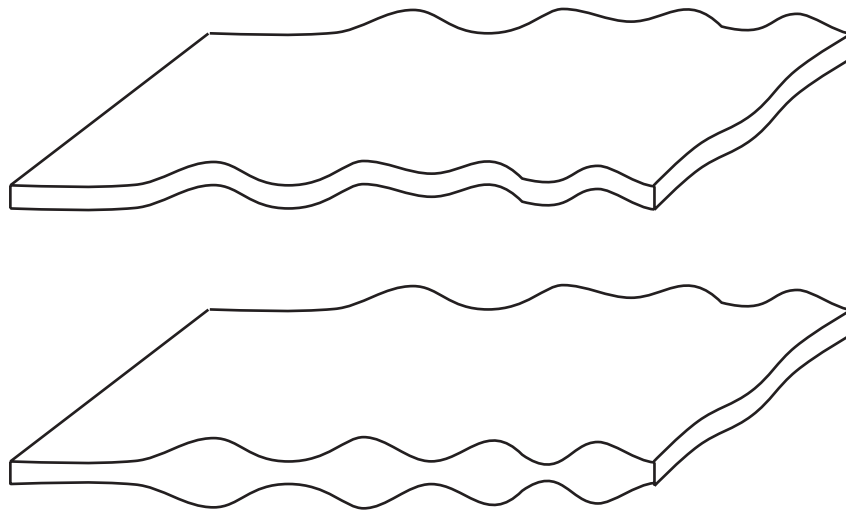


Fig. 5.21

Lamine coniche

Le lamine coniche possono essere facilmente ottenute per mezzo di ugelli con opportuna geometria che imprimono al flusso di liquido, oltre a quella assiale, anche una componente radiale di velocità. Una lamina conica presenta la peculiarità di andare soggetta, anche in assenza di interazioni aerodinamiche significative e/o di perturbazioni superficiali ad un progressivo assottigliamento dovuto alla sua stessa geometria. Per tale motivo oltre una certa sezione il suo spessore diviene talmente piccolo da essere sensibile ad ogni più piccola instabilità presente sulla sua superficie e di andare quindi, incontro ad una rottura in filamenti

e frammenti che presentano dimensioni caratteristiche paragonabili a quelle della lamina prima della rottura. Per tale motivo può essere paradossalmente utile in tal caso mantenere la lamina il più possibile integra al fine di ottenere frammenti liquidi più piccoli al momento della sua rottura (Fig. 5.22). Un altro vantaggio che si ottiene attraverso l'uso di una lamina conica è rappresentato dalla notevole dispersione spaziale del liquido che con esse è possibile realizzare.

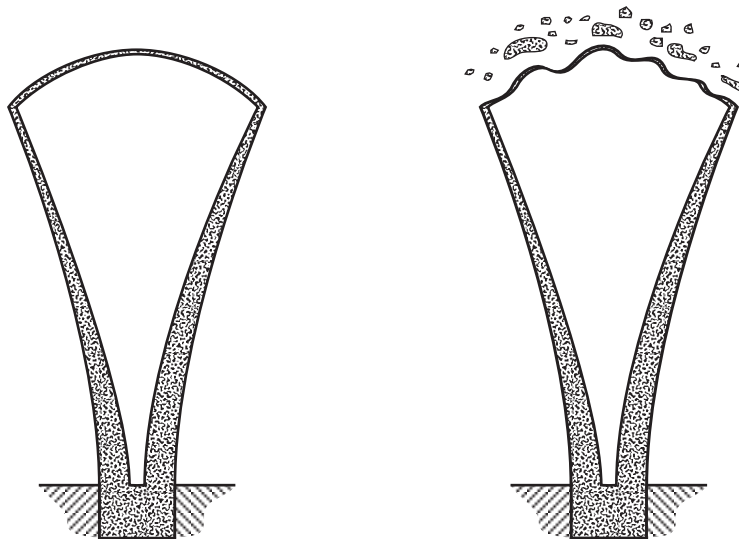


Fig. 5.22

Per tali motivi e per la relativa semplicità di realizzazione l'atomizzazione realizzata a partire da un getto sagomato come una lamina conica è molto comune: essa è alla base del funzionamento dei comuni ugelli denominati a pressione e che trovano largo impiego in bruciatori di piccola e media dimensione. In queste applicazioni le velocità di uscita del liquido dall'ugello sono però tali che la rottura della lamina avviene non solo attraverso il meccanismo appena descritto ma anche a causa della generazione sulla superficie della lamina di perturbazioni ondose eccitate dall'interazione con l'aria e che accelerano il processo di disgregazione. Ciò comporta un limite essenziale degli atomizzatori a pressione: essi generano dispersioni di frammenti liquidi di dimensioni relativamente grandi. Come si può facilmente concludere sulla base di quanto detto l'effetto di pressioni di iniezione più grandi (compatibilmente con le applicazioni in cui tali ugelli trovano impiego) ottiene effetti modesti nella riduzione di tali dimensioni.

Una maniera comunemente impiegata per promuovere una atomizzazione delle lamine in frammenti più piccoli è quella di farle interagire con correnti d'aria opportunamente orientate

rispetto al flusso liquido al fine di instabilizzare maggiormente la struttura liquida e forzare la sua rottura in frammenti di minori dimensioni. Si parla in tal caso di atomizzatori assistiti ad aria o a getto di aria. A tale scopo si impiegano molteplici configurazioni dei condotti di adduzione del liquido e dell'aria che saranno illustrati nel paragrafo seguente.

Essenzialmente in tal caso si cerca di ottenere la rottura della lamina appena uscita dall'ugello in piccoli filamenti che vengono fortemente accelerati dalla corrente d'aria e che vanno soggetti a fenomeni di atomizzazione simili a quelli descritti in precedenza per i getti liquidi e per le gocce. Con tali atomizzatori è inoltre possibile disperdere i frammenti liquidi con molta efficacia e imprimere ad essi componenti di velocità non solo assiali e radiali ma anche tangenziali che possono essere utili nella stabilizzazione delle fiamme da essi generate.

Riferimenti e note

Una presentazione dei diversi regimi di rottura di getti liquidi è reperibile nei due articoli:

Bower G., Chang S.K., Corradini M.L., El-beshbeeshy M., Martin J.K., Krueger J., *Physical mechanism for atomization of jet spray: comparison of models and experiments*, SAE paper 881318, 1988.

Faeth G.M., *Structure and atomization properties of dense turbulent sprays*, 23rd Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1990.

La formulazione analitica dei fenomeni di propagazione di onde superficiali nel caso piano e nel caso cilindrico, riportata in appendice, è tratta dal volume:

Probstein R.F., *Physicochemical Hydrodynamics: an Introduction*, Butterworth-Heinemann, Boston, 1989.

Una trattazione degli aspetti fondamentali ed applicati dell'atomizzazione può essere trovata nei due libri:

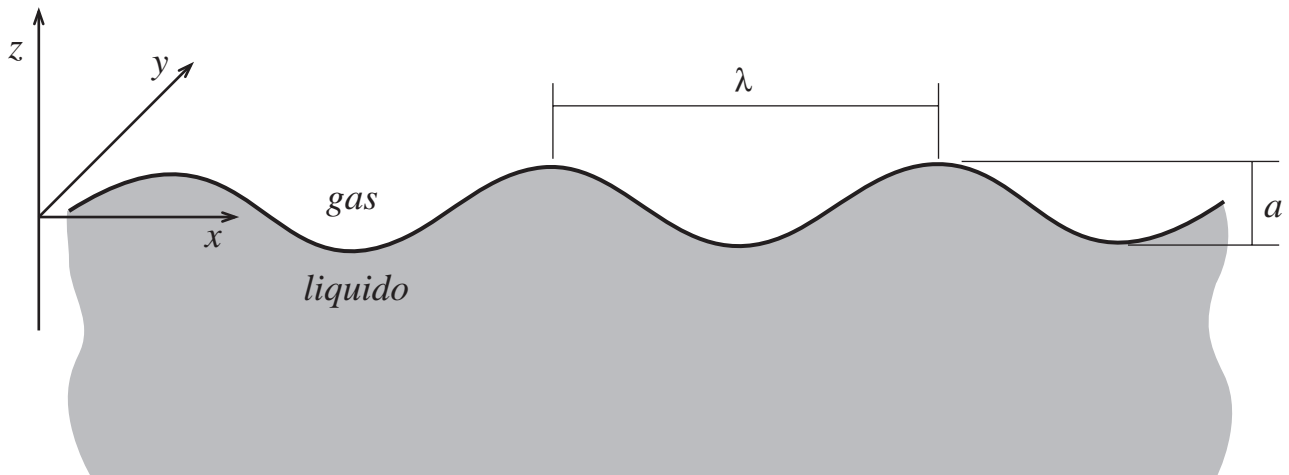
Lefebvre A.H., *Atomization and Sprays*, Hemisphere Publishing Co., New York, 1989.

Bayvel L., Orzechowski Z., *Liquid Atomization*, Taylor & Francis, Washington D.C., 1993.

Appendice A 17 Propagazione di un'onda all'interfaccia liquido-gas

Consideriamo un'interfaccia tra un liquido ed un gas (ad esempio acqua ed aria). Supponiamo che essa sia infinitamente estesa nel piano x - y e che lo spessore delle due fasi sia molto grande (infinito).

Consideriamo, inoltre, che all'istante t si propaghi sull'interfaccia in direzione x una perturbazione sinusoidale (longitudinale) con lunghezza d'onda λ e ampiezza a .



La posizione verticale di un generico punto dell'interfaccia al tempo t sarà data da:

$$\zeta(x, t) = a \sin(\omega t - kx) \quad (\text{A1})$$

dove ω è la pulsazione angolare dell'onda e k il numero d'onda che sono legati alla lunghezza d'onda λ ed al periodo di oscillazione τ dalle relazioni:

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{2\pi}{\tau} \\ k &= \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \end{aligned} \quad (\text{A2})$$

dove c è la velocità di propagazione dell'onda.

Le forze che si oppongono alla propagazione dell'onda sono (nell'ipotesi di dissipazione trascurabile, ovvero basse viscosità) quelle legate all'azione della tensione superficiale e della forza di gravità. Trascuriamo in prima approssimazione l'effetto delle forze di gravità.

La pressione idrostatica presente all'interfaccia sarà uguale a:

$$P = P_a - P_e \quad (\text{A3})$$

dove P_a è la pressione ambiente e P_e la variazione di pressione dovuta alla pressione capillare generata dalla tensione superficiale. Tale pressione vale $P_e = \sigma/R$ dove R è il raggio di curvatura locale dell'interfaccia. Per piccole oscillazioni si può assumere $R = \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2}\right)^{-1}$ per cui:

$$P_e = -\sigma \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} \quad (\text{A4})$$

che per l'onda sinusoidale (A1) diventa:

$$P_e = \sigma k^2 \zeta \quad (\text{A5})$$

L'equazione di conservazione della quantità di moto si può scrivere, nell'ipotesi di piccole oscillazioni (trascurando quindi termini del secondo ordine):

$$\rho \frac{\partial \underline{u}}{\partial t} = -\underline{\nabla} P_e \quad (\text{A6})$$

dove \underline{u} è la velocità di propagazione dell'onda.

L'equazione di continuità per la incompressibilità del liquido è:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{u} = 0 \quad (\text{A7})$$

e a causa della irrotazionalità del fluido ($\underline{\nabla} \times \underline{u} = 0$) segue che la velocità può essere derivata da una potenziale:

$$\underline{u} = \underline{\nabla} \Phi \quad (\text{A8})$$

Ne consegue (dalla (A7)) che il potenziale soddisfa l'equazione di Laplace:

$$\underline{\nabla}^2 \Phi = 0 \quad (\text{A9})$$

Da Φ è possibile ricavare la pressione dovuta alle forze capillari integrando l'equazione di conservazione della quantità di moto (A6) ottenendo:

$$P_e = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (\text{A10})$$

da cui si ricava, per mezzo della (A5) la condizione al contorno sull'interfaccia per la Φ :

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right)_{z=0} = -\frac{\sigma k^2}{\rho} \zeta \quad (\text{A11})$$

$\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ è valutato a $z = 0$, e non a $z = \zeta$, tenendo conto della ipotesi di piccole oscillazioni.

L'altra condizione al contorno che viene imposta è che i punti dell'interfaccia non si spostino se non verticalmente:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (\text{A12})$$

dove, come in precedenza, $\frac{\partial \Phi}{\partial z}$ viene valutata per $z = 0$

L'ultima condizione che imponiamo è che molto lontano dall'interfaccia l'oscillazione sia di trascurabile:

$$\Phi = \text{cost} \quad \text{per } z \rightarrow -\infty \quad (\text{A13})$$

Una soluzione dell'equazione di Laplace che possa soddisfare le condizioni A11, A12 e A13 può essere scritta come:

$$\Phi = A e^{kz} \sin(\omega t - kx) \quad (\text{A14})$$

dove A è una costante generica.

Dalla (A11) e dalla (A5), si ricava che perché la (A14) possa soddisfare le condizioni al contorno (A11) e (A12) deve essere:

$$c^2 = \frac{\omega^2}{k^2} = \frac{\sigma k}{\rho} \Rightarrow c = \left[\frac{2\pi\sigma}{\lambda\rho} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A15})$$

che permette di esprimere la velocità di propagazione in funzione della lunghezza d'onda della oscillazione.

Dalla (A15) si può osservare come la velocità con cui la perturbazione si propaga cresce al decrescere della sua lunghezza d'onda.

Se si considera l'effetto della gravità la (A15) viene modificata in:

$$c^2 = \frac{2\pi\sigma}{\lambda\rho} + \frac{g\lambda}{2\pi} \quad (\text{A16})$$

In tal caso la velocità di propagazione non è una funzione monotona di λ ma presenta un minimo per:

$$\lambda = \lambda_c = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}} \quad (\text{A17})$$

per $\lambda < \lambda_c$ le onde sono essenzialmente controllate dagli effetti della tensione superficiale, mentre per $\lambda > \lambda_c$ gli effetti gravitazionali divengono predominanti.

La perturbazione ondulatoria di cui si è trattato si propaga senza amplificazioni o attenuazioni (nel caso in cui gli effetti dissipativi siano trascurabili). Ciò è, però, vero solo nel caso di una propagazione su uno strato indefinito di liquido (ad esempio per onde in mare aperto) nel caso di uno spessore finito di liquido si dovranno tenere in conto gli effetti dell'attrito sul fondo del recipiente.

Appendice B 17 Propagazione di perturbazioni su un getto liquido

Il caso di una perturbazione che si propaga su di un getto cilindrico non differisce molto da quello ora visto. In tal caso, però, l'interazione della perturbazione ondosa con l'azione della tensione superficiale, che tende a minimizzare l'area superficiale del getto, può condurre alla rottura del getto liquido. Infatti nel caso di un getto cilindrico la presenza di una situazione di assialsimmetria, a differenza del caso piano visto in precedenza, fa sì che la rottura del getto con la formazione di gocce sufficientemente grandi (con un raggio maggiore di 1,5 volte il diametro del getto) porti ad una riduzione della superficie, con un conseguente rilascio di energia libera.

Tale fenomeno è stato descritto analiticamente per la prima volta da Rayleigh nel 1894 e viene, per tale motivo, comunemente indicato come regime di atomizzazione di Rayleigh.

Tale descrizione analitica si basa, essenzialmente, sulla determinazione delle condizioni per cui un piccolo disturbo, innescato in maniera casuale sulla superficie del getto cilindrico, può amplificarsi in ampiezza. In tali condizioni tale perturbazione può portare alla rottura del getto.

In generale il disturbo può essere considerato una sovrapposizione lineare di onde propagantesi sulla interfaccia (ovvero come una espansione in serie di Fourier della perturbazione). Per semplicità consideriamo un'onda che si propaghi in direzione assiale del tipo:

$$\phi(x, z, t) = \Phi(z)e^{i(\omega t - kx)} \quad (\text{B1})$$

dove, in generale, Φ e ω sono quantità complesse e k è reale. Il fatto che la pulsazione ω sia complessa ($\omega = \omega_r + i \omega_i$) introduce la possibilità che la perturbazione possa variare di ampiezza nel tempo: se $\omega_i > 0$ allora la perturbazione è stabile e la sua ampiezza decresce nel tempo; viceversa, se $\omega_i < 0$ la perturbazione è instabile e la sua ampiezza cresce nel tempo.

La trattazione matematica è molto simile a quella riportata in appendice A per la propagazione di onde su di una interfaccia piana.

In tal caso, però la pressione capillare presente all'interfaccia del getto sarà pari a:

$$P_e = \frac{\sigma}{a} \quad (\text{B2})$$

dove a è il raggio del getto.

L'equazione di continuità è uguale a quella del caso precedente (A8) ma viene, in tal caso, scritta in coordinate cilindriche:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{B3})$$

Detta ζ lo spostamento della superficie dovuto al disturbo, la condizione al contorno, ricavata dalla (B2), sarà:

$$P_e = -\sigma \left(\frac{\zeta}{a^2} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} \right)_{r=a} \quad (\text{B4})$$

cui si associa la condizione cinematica che ogni particella rimanga sulla superficie:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)_{r=a} \quad (\text{B5})$$

La generica componente della perturbazione (B1) può essere scritta come:

$$\phi(r, \theta, z, t) = \Phi(r) e^{\beta t} \cos(kz + n\theta) \quad (\text{B6})$$

dove k è il numero d'onda della componente, n è un numero intero, e β è il coefficiente di amplificazione.

L'equazione (B3) per una ϕ della forma (B6) diventa una equazione di Bessel modificata di ordine n in $\Phi(r)$:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} - \left(\frac{n^2}{r^2} + k^2 \right) \Phi = 0 \quad (\text{B7})$$

la cui soluzione generale è: $\Phi = A I_n(kr) + B K_n(kr)$ dove A e B sono costanti arbitrarie e $I_n(kr)$ e $K_n(kr)$ sono funzioni di Bessel modificate di prima e seconda specie di ordine n poiché $K_n \rightarrow 0$ per $r \rightarrow 0$, imponendo che la Φ sia finita, si ottiene:

$$\Phi = A I_n(kr) \quad (\text{B8})$$

Dalla condizione (B5) si ottiene per lo spostamento ζ l'espressione:

$$\zeta = \frac{Ak I_n'(ka)}{\beta} e^{\beta t} \cos(kz + n\theta) \quad (\text{B9})$$

Sostituendo tale espressione nella (B4) si ottiene una espressione per β :

$$\beta^2 = \left(\frac{\sigma}{\rho a^3} \right) \frac{\alpha I_n'(\alpha)}{I_n(\alpha)} (1 - \alpha^2 - n^2) \quad (\text{B10})$$

dove: $\alpha = ak = \frac{2\pi a}{\lambda}$

Poiché $\frac{\alpha I_n'(\alpha)}{I_n(\alpha)}$ è positivo per tutti i valori reali non nulli di α , si ricava che $\beta^2 < 0$ per tutti i valori di n diversi da zero oppure, per $n = 0$, per $|\alpha| > 1$. In questi casi β è un numero immaginario e la perturbazione si propaga senza attenuazione o amplificazione sulla superficie del getto. Se $n \neq 0$ la perturbazione è non-assisimmetrica mentre per $n = 0$ essa è assisimmetrica: se ne deduce che nelle nostre ipotesi perturbazioni non-assisimmetriche non danno luogo a fenomeni di instabilità e che le perturbazioni instabili sono assisimmetriche. Quindi, una perturbazione potrà andare soggetta a fenomeni di amplificazione e di instabilità, essendo $\beta^2 > 0$, se:

$$-1 < \alpha < 1 \quad \text{e} \quad n = 0 \quad (\text{B11})$$

ciò implica che una perturbazione può essere instabile se la sua lunghezza d'onda, $\lambda = \frac{2\pi}{k}$, è maggiore della circonferenza del getto indisturbato ($2\pi a$).

Differenziando la (B10) rispetto ad α per $n = 0$ si ottiene il valore di α cui corrisponde la massima amplificazione; esso è pari a:

$$\alpha = 0,697 \quad \text{o} \quad \lambda_{max} = 9,02a \quad (\text{B12})$$

che è la lunghezza d'onda del modo che si amplifica più rapidamente degli altri e che dà luogo alla rottura del getto.

Se supponiamo che la distanza tra le gocce formatesi sia pari a λ_{max} e che, quindi, il loro volume sia pari a quello di una sezione del getto cilindrico di lunghezza λ_{max} , si ottiene per il diametro delle gocce, d , un valore:

$$d = \sqrt[3]{6a^2\lambda_{max}} = 3,78 a \quad (\text{B13})$$