ATTI E RASSEGNA TECNICA

DELLA SOCIETÀ DEGLI INGEGNERI E DEGLI ARCHITETTI IN TORINO

RIVISTA FONDATA A TORINO NEL 1867



SOCIETÀ
PER AZIONI
UNIONE
CEMENTI

MARCHINO & C.

≡

C A S A L E MONFERRATO

NUOVA SERIE . ANNO XXIII . N. 10 . OTTOBRE 1969

SOMMARIO

RASSEGNA TECNICA

Sergio Rossetto - Analisi dinamica delle strutture di mac- chine utensili	pag.	235
Giannantonio Pezzoli - Influenza della forma del fondo sui moti ondosi))	244
Ernesto Vallerani - Un metodo semiempirico per la valutazione delle azioni aerotermodinamiche nei regimi di flusso inter-		
medi (Flusso di calore nel punto di ristagno di una sfera)	»	248
INFORMAZIONI Ugo Rossetti - Le giornate del precompresso 1969 a Palermo .	»	256
RECENSIONI	»	256
REGOLAMENTAZIONE TECNICA	»	257

COMITATO DI REDAZIONE

Direttore: Augusto Cavallari-Murat - Membri: Gaudenzio Bono, Cesare Codegone, Federico Filippi, Rinaldo Sartori, Vittorio Zignoli - Segretario: Piero Carmagnola.

COMITATO D'AMMINISTRAZIONE

Direttore: Alberto Russo-Frattasi - Membri: Carlo Bertolotti, Mario Catella, Luigi Richieri

REDAZIONE: Torino - Corso Duca degli Abruzzi, 24 - telefono 51.11.29. SEGRETERIA: Torino - Corso Siracusa, 37 - telefono 36.90.36/37/38. AMMINISTRAZIONE: Torino - Via Giolitti, 1 - telefono 53.74.12.

Pubblicazione mensile inviata gratuitamente ai Soci della Società degli Ingegneri e degli Architetti in Torino. — Per i non Soci; abbonamento annuo L. 6.000. - Estero L. 8.000.

Prezzo del presente fascicolo L. 600. - Arretrato L. 1.000.

La Rivista si trova in vendita: a Torino presso la Sede Sociale, via Giolitti, 1.

SPEDIZIONE IN ABBONAMENTO POSTALE — GRUPPO III

ATTI E RASSEGNA TECNICA

DELLA SOCIETÀ DEGLI INGEGNERI E DEGLI ARCHITETTI IN TORINO

RIVISTA FONDATA A TORINO NEL 1867



SOCIETÀ PER AZIONI UNIONE CEMENTI

MARCHINO & C.

=

C A S A L E MONFERRATO

NUOVA SERIE . ANNO XXIII . N. 10 . OTTOBRE 1969

SOMMARIO

RASSEGNA TECNICA

chine utensili	pag.	235
GIANNANTONIO PEZZOLI - Influenza della forma del fondo sui moti ondosi))	244
Ernesto Vallerani - Un metodo semiempirico per la valutazione delle azioni aerotermodinamiche nei regimi di flusso inter-		
medi (Flusso di calore nel punto di ristagno di una sfera)))	248
INFORMAZIONI		
Ugo Rossetti - Le giornate del precompresso 1969 a Palermo .))	256
RECENSIONI	»	256
REGOLAMENTAZIONE TECNICA	»	257

COMITATO DI REDAZIONE

Direttore: Augusto Cavallari-Murat - Membri: Gaudenzio Bono, Cesare Codegone, Federico Filippi, Rinaldo Sartori, Vittorio Zignoli - Segretario: Piero Carmagnola.

COMITATO D'AMMINISTRAZIONE

Direttore: Alberto Russo-Frattasi - Membri: Carlo Bertolotti, Mario Catella, Luigi Richieri

REDAZIONE: Torino - Corso Duca degli Abruzzi, 24 - telefono 51.11.29. SEGRETERIA: Torino - Corso Siracusa, 37 - telefono 36.90.36/37/38. AMMINISTRAZIONE: Torino - Via Giolitti, 1 - telefono 53.74.12.

Pubblicazione mensile inviata gratuitamente ai Soci della Società degli Ingegneri e degli Architetti in Torino. — Per i non Soci; abbonamento annuo L. 6.000. - Estero L. 8.000.

Prezzo del presente fascicolo L. 600. - Arretrato L. 1.000.

La Rivista si trova in vendita: a Torino presso la Sede Sociale, via Giolitti, 1.

SPEDIZIONE IN ABBONAMENTO POSTALE — GRUPPO III



"La luce ha lo stile che si addice ad ogni ambiente"

OLTRE 2000 MODELLI DAL CLASSICO ALLO LAMPADARI OLTRE 2000 MODELLI DAL CLASSICO ALLO SVEDESE ATTENDONO UNA VOSTRA VISITA

ELETTRODOMESTICI, RADIO, TV (Sconti speciali ai Soci)

TORINO - Piazzetta Madonna degli Angeli, 2 - Tel. 553.979 - 531.477

ING. TURBIGLIO & GARI

TORINO - VIA GATTINARA 11 - TEL. 87.75.96-87.34.95

IMPIANTI A CONVEZIONE RADIAZIONE civile ed industriale ad acqua calda Acqua surriscaldata a vapore Centrali termiche Condizionamento dell'aria Essiccatoi IMPIANTI IDROSANITARI

Eredi Traschetti

INDUSTRIA SPECIALIZZATA GRANDI IMPIANTI Anno di fondazione 1898

IMPIANTI TERMICI - RADIAZIONE - AEROMECCANICI - CONDIZIONAMENTO IDRO-SANITARI - LAVANDERIE - CUCINE - GESTIONE IMPIANTI DI RISCALDAMENTO

Sede: TORINO - Via P. Baiardi, 31 - Telefono 67.54.44 (4 linee)

RILEVAMENTI AEROFOTOGRAMMETRICI, TOPOGRAFICI, GEODETICI, MOSAICATURE E AGGIORNAMENTI FOGLI DI MAPPA PER PIANI REGOLATORI, DETERMINAZIONI ANALITICHE PROFILI E SEZIONI, **FOTOINTERPRETAZIONI**

SOC. S.R.L. 10143 TORINO - CORSO TASSONI 4 - TEL, 75.33.62 - 77.31.70

RASSEGNA TECNICA

La « Rassegna tecnica » vuole essere una libera tribuna di idee e, se del caso, saranno graditi chiarimenti in contraddittorio; pertanto le opinioni ed i giudizi espressi negli articoli e nelle rubriche fisse non impegnano in alcun modo la Società degli Ingegneri e degli Architetti in Torino

Analisi dinamica delle strutture di macchine utensili

SERGIO ROSSETTO presenta un gruppo strumentale messo a punto presso l'Istituto di Tecnologia Meccanica del Politecnico di Torino per l'analisi del comportamento dinamico delle strutture di macchine utensili. mettendo in evidenza i vantaggi di un simile tipo di strumentazione che consente di pervenire rapidamente alla conoscenza dei dati di interesse. Nell'articolo sono riportati, inoltre, alcuni risultati sperimentali che servono a chiarire le caratteristiche stesse della strumentazione presentata.

ELENCO SIMBOLI

operatore di Laplace, s-1; rigidezza di taglio, kg mm-1; flessibilità dinamica della struttura, mm kg-1; spostamento relativo fra utensile e pezzo normalmente alla superficie lavorata; forza di taglio, kg; spessore istantaneo nominale del truciolo, mm; angolo di attrito, gradi; angolo reale di spoglia frontale dell'utensile, gradi; angolo di scorrimento, gradi: tensione media di scorrimento del materiale lavorato, kg larghezza di taglio, mm; fattore di ricoprimento; accelerazione, mm s-2;

Introduzione.

Produttori ed utilizzatori di macchine utensili sono concordi nel riconoscere l'influenza per lo più dannosa delle vibrazioni sul comportamento in lavoro di una macchina utensile.

frequenza, Hz;

ampiezza, mm.

Infatti, le vibrazioni forzate ed autoeccitate, influiscono insieme o separatamente sulla finitura superficiale del pezzo lavorato, sulla sua accuratezza dimensionale, sulla vita dell'utensile e sulla vita della macchina.

È peraltro riconosciuta [1, 2, 3, 4, 5] l'influenza delle caratteristiche della struttura di una macchina utensile sul comportamento dinamico di questa durante il tacaratteristiche di stabilità.

troduzione di nuove norme di massima « compliance ». collaudo capaci di fornire un indice delle caratteristiche dinamiche di una macchina, le norme di te, infatti, di risalire [6], per le collaudo sono rimaste quelle che erano negli anni passati. Infatti utensile in lavoro, al valore della a tutt'oggi il collaudo delle mac- massima profondità di passata amchine utensili si attiene a norme missibile in condizioni di stabilità concernenti, soprattutto, le pre- per qualsiasi velocità del mancisioni nei moti di traslazione e rotazione dei vari organi, sia in condizioni statiche (Schlesinger) sia in lavorazione (Salmon) ed è pertanto da considerarsi un'operazione fondamentalmente statica. incapace di fornire le indicazioni nominale del truciolo è data dal essenziali per caratterizzare la classe di una macchina in condi- Kc e della «compliance» dinazioni dinamiche.

La ragione di ciò è forse da ricercarsi nelle difficoltà teoriche e sperimentali legate ai problemi dinamici ed alla difficoltà di estrarre dalle risposte di una struttura un numero, il più possibile ristretto, di indicazioni atte $\frac{y(s)}{F(s)} = \frac{G_m(s)}{K_m}$ sibile ristretto, di indicazioni atte a definire la classe della macchina in condizioni dinamiche.

In questo lavoro si forniscono alcune informazioni circa il gruppo strumentale che è stato messo a punto presso l'Istituto di Tecnologia Meccanica proprio con lo scopo specifico di approntare un gruppo analogico automatico atto all'analisi dinamica delle strut-

Analisi dinamica.

Il fine principale dell'analisi del comportamento dinamico di glio e conseguentemente sulle sue una struttura di macchina utensile è la ricerca delle sue condizioni

Tuttavia, pur auspicandosi l'in- di massima flessibilità dinamica o

La conoscenza di queste (misurate in modo opportuno) consenmacchine utensili con un solo drino.

In base allo studio di Merritt la relazione intercorrente fra lo spostamento relativo fra utensile e pezzo normalmente alla superficie lavorata e lo spessore istantaneo prodotto della rigidezza di taglio

mica della struttura $\frac{G_m(s)}{K_m}$:

$$\frac{y(s)}{u(s)} = \frac{K_c}{K_m} G_m(s) \qquad (1)$$

dove
$$\frac{y(s)}{F(s)} = \frac{G_m(s)}{K_m}$$

ed, inoltre, la condizione di assoluta stabilità della macchina utensile è ottenuta quando

$$\left|\frac{y}{u}\right| = \frac{K_c}{K_m} \left| G_m(j\omega) \right| < \frac{1}{2}$$
 (2)

La (2) vale nel caso in cui il fattore di ricoprimento u sia eguale ad 1 (condizione peggiore di chatter rigenerativo).

Se il fattore di ricoprimento u è uguale a zero (condizione di chatter primario), l'assoluta stabilità si ha per:

$$\left|\frac{y}{u}\right| = \frac{K_c}{K_m} \left| G_m(j\omega) \right| < 1 \quad (3)$$

dunque allorquando le disegua- deve essere misurata normalmente glianze (2) e (3) si trasformano in alla superficie di taglio istantanea due eguaglianze.

il quale si ha stabilità assoluta ciò è molto difficile. della macchina si ottiene in corrispondenza del massimo valore della flessibilità della struttura:

$$(K_c)_{max} = \frac{1}{2} \frac{1}{\left[\frac{|G_m(j\omega)|}{K_m} \right]_{max}}$$
(2')
$$(K_c)_{max} = \frac{1}{\left[\frac{|G_m(j\omega)|}{K_m} \right]_{max}}$$
(3')

Ricordando poi che Kc è data da [7]:

$$K_{c} = \frac{\tan(\tau - a)\cos a + \sin a}{\sin \varphi \cos \varphi - \tan(\tau - a)\sin^{2}\varphi} \tau_{s} t$$

dove il termine entro parentesi dipende dalla geometria del taglio e dal materiale dell'utensile e del pezzo lavorato, è immediato rilevare che le (2') e (3') forniscono anche il valore della massima larghezza di taglio t per la quale la macchina è in condizioni stabili per qualsiasi velocità del mandrino.

L'accettazione di queste considerazioni (le quali lasciano peraltro da risolvere i problemi di stabilità di una macchina alle basse velocità del mandrino e tutti i problemi relativi a macchine con più utensili in lavoro contemporaneamente) sembrerebbe semplificare notevolmente la ricerca delle condizioni di stabilità di una macchina riducendo il lavoro al rilevamento della flessibilità dinamica della struttura ed alla ricerca del valore massimo di quest'ultima.

Putroppo le cose non sono così semplici.

La forza di taglio risultante è un vettore spaziale, pertanto esiste di eccitazione e di risposta delle una differente « compliance » dinamica per ciascuna possibile orientazione del vettore forza di taglio ed, in più, per ogni possibile posizione degli elementi mo- produrli in altra sede per conbili della macchina.

Il valore massimo della flessicondizione di taglio. In ogni caso, pi (fig. 1).

Il limite di stabilità si realizza poi, la deformazione relativa v perchè le variazioni in questa di-Conseguentemente, nei due ca- rezione influenzano lo spessore si, il valore massimo della K, per nominale del truciolo e, per lo più,

> Il lavoro necessario per l'analisi dinamica di una struttura di macchina utensile è dunque di notevole mole ed è assolutamente



Fig. 1 - Schema a blocchi della strumentazione necessaria per le operazioni di analisi dinamica delle strutture.

impensabile farlo se non per via completamente automatica, qualora si intenda passare da una fase di laboratorio ad una di analisi su serie di macchine. È peraltro impensabile lo spostamento in un ambiente di officina del blocco strumentale di analisi dei segnali strutture ed è quindi necessario prevedere l'inserimento di un elemento facilmente trasportabile, capace di prelevare i segnali e risentirne l'analisi.

In definitiva la strumentazione bilità dinamica deve pertanto es- necessaria per il collaudo dinasere ricavato per ogni possibile mico può suddividersi in tre grup-

Gruppo di eccitazione e di rile-

Questo gruppo deve consentire l'eccitazione della macchina fra pezzo ed utensile nella direzione desiderata ed il rilevamento dello spostamento relativo fra utensile e pezzo nella direzione normale alla superficie di taglio.

Il sottogruppo di eccitazione è costituito essenzialmente da un oscillatore a scansione automatica. da un amplificatore di potenza e da un eccitatore.

Quest'ultimo, che è l'elemento fondamentale ed al quale devono adattarsi gli altri strumenti costituenti questo sottogruppo, può essere di vari tipi (meccanico, elettroidraulico, elettromagnetico, elettrodinamico). In effetti i due tipi che più si sono affermati e che quindi più facilmente sono reperibili commercialmente sono quello elettroidraulico e quello elettrodinamico.

La fig. 2 fornisce un utile elemento di confronto fra i due tipi. Le ordinate (spostamenti) sono date in millimetri picco a picco. La frequenza di vibrazione corrispondente a ciascuno spostamento è riportata in ascissa. Le due curve mostrano le regioni utili di eccitatori correntemente impiegati. Il ramo superiore è imposto dagli spostamenti, eccelerazioni, velocità o dalle forze limiti dell'eccitatore. Il ramo inferiore è definito dalle caratteristiche dell'eccitatore stesso, cui corrisponde un adeguato rapporto fra segnale e rumore.

Nella fig. 2 quest'ultimo è definito arbitrariamente per un rapporto segnale-rumore pari a dieci. Come si può rilevare dalla figura gli eccitatori elettroidraulici sono più adatti ad operare alle basse frequenze ed a generare carichi oscillanti più elevati; quelli elettrodinamici, invece, possono produrre eccitazioni di frequenza anche superiore ai 10 kHz ma con carichi inferiori.

Tenuto comunque presente il fatto che in genere le forze che questi possono produrre sono più che sufficienti ad eccitare i modi principali di vibrare della maggior parte delle macchine di produzione normale e che essi operano in campi che vanno dall'ordine dell'1 Hz a quello dei 10

sto tipo di eccitatori; ciò anche lerazione di quest'ultima. perchè nel caso di un amplificauna sola fonte di energia (elettrica) mentre per quello elettroidraulico ne sono necessarie due (elettrica ed idraulica).

Al fine di automatizzare il processo di eccitazione della struttura è necessario che l'eccitatore elettrodinamico sia alimentato da un oscillatore a scansione automatica. Ben difficilmente però la impedenza di uscita di questo è adattabile direttamente a quella d'ingresso dell'eccitatore ed inoltre la potenza prodotta dall'oscillatore è per lo più insufficiente ad alimentare l'eccitatore.

Per questo motivo fra oscillatore ed eccitatore è necessario inserire un amplificatore di potenza (eventualmente ad impedenza di uscita variabile), che riceve la potenza elettrica dall'oscillatore e la converte in un segnale elettrico non distorto che alimenta l'eccitatore il quale, a propria volta, trasforma il segnale elettrico in una forza ed in una velocità applicata all'elemento in prova.

Poichè però il guadagno dell'eccitatore varia con la frequenza e con il carico quando l'eccitatore stesso è applicato al modello (questo anche se la risposta a vuoto dell'eccitatore è piatta nel campo nominale di frequenza in cui è utilizzabile), è necessario completare il sistema di eccitazione con un circuito retroattivo nel quale devono essere inseriti un dinamometro ed un elemento di controllo (compressor).

La fig. 3 mostra lo schema a blocchi del circuito di eccitazione. Il dinamometro misura la forza applicata alla struttura dall'eccitatore e genera una tensione elettrica che attraverso un opportuno amplificatore passa al «compressor ». Questo confronta il livello di forza reale a quello desiderato e produce una tensione nello sta- no assicurate da un dinamometro con lo stelo dell'eccitatore, del dio a guadagno variabile dell'o- monocomponente a quarto piezo- trasduttore piezoelettrico, di un scillatore in modo da riportare il elettrico. La fig. 4 riporta l'in- alloggiamento per questo e di un valore della forza al livello desi- sieme smontato con i vari parti- sistema a diaframma per l'assor-

mercato oscillatori con « compres- so l'Istituto di Tecnologia Mecca- struttura in prova. Per quanto sor » incorporato ed eccitatori nica per questo scopo. L'utilizza- concerne l'oscillatore a scansione elettrodinamici con testa d'impe- zione, come elemento sensibile, di automatica, nella strumentazione

kHz, è evidente che è senz'altro di fornire il segnale della forza ler tipo 9203 da 50 kg con una più conveniente l'impiego di que- applicata alla struttura e l'acce- risoluzione dello 0.002 %, una ri-

gidezza di 4 × 10⁶ kg/m ed un In ogni caso il dinamometro, sia peso di 13 g, consente di sodditore elettrodinamico è necessaria esso incorporato o aggiunto, de- sfare adeguatamente le richieste

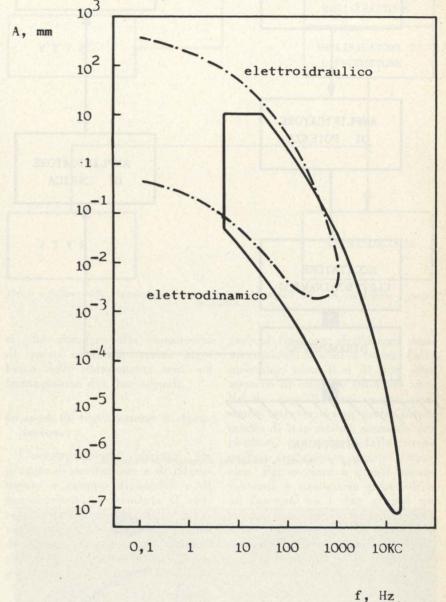


Fig. 2 - Campi d'impiego di eccitatori di tipo commerciale — eccitatore elettrodinamico. - · eccitatore elettroidraulico

ve essere notevolmente sensibile, di sensibilità, rigidezza e ingommolto rigido e di piccolo ingom- bro. Il dinamometro consta di un bro. Queste tre caratteristiche so- adattatore per l'accoppiamento colari in vista del dinamometro bimento dei carichi trasversali ri-Sono facilmente reperibili sul progettato e messo a punto pres- spetto al puntale di appoggio alla denza incorporata, capaci, cioè, un trasduttore piezoelettrico Kist- messa a punto presso l'Istituto di

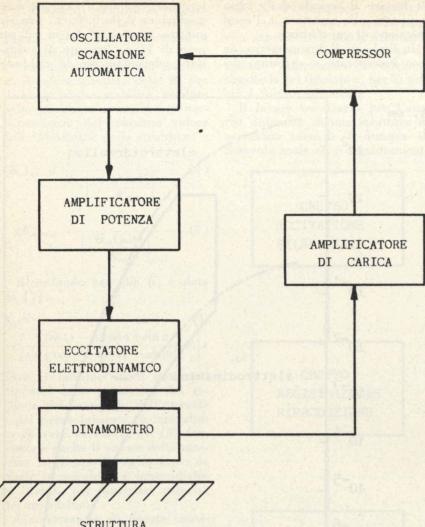




Fig. 3 - Schema a blocchi del sottogruppo di eccitazione.

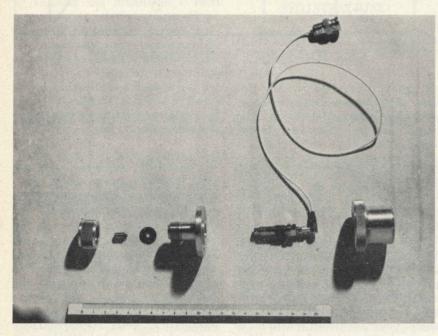


Fig. 4 - Vista esplosa del dinamometro piezoelettrico monocomponente.

Tecnologia Meccanica è stato utilizzato un oscillatore Bruel & Kjoer mod. 1040 con «compressor » incorporato atto a fornire segnali sinusoidali con frequenze variabili fra 5 Hz e 10 kHz. Su questo strumento è stata apportata una leggera modifica in modo da poter prelevare da quest'ultimo un segnale-tensione proporzionale al logaritmo della frequenza di lavoro. Questa tensione è stata utilizzata per pilotare automaticamente l'asse X di un registratore X-Y. Questa modifica è stata realizzata molto semplicemente sfruttando la caratteristica « angoli-frequenze » logaritmica dell'oscillatore. È stato montato, in corrispondenza dell'estremo posteriore dell'alberino di comando scansione frequenza, un potenziometro Helipot a caratteristica lineare (rotazione 360°), realizzando il partitore di tensione regolabile indicato nello schema di fig. 5. Il sistema alimentato dal circuito di alta tensione dell'oscillatore, nel cui chassis è stato montato, assorbe corrente solo quando è effettivamente adoperato, ciò grazie ad un collegamento inserito nel connettore di uscita.

A completamento del quadro relativo al sottogruppo di eccitazione si osserva che presso l'Istituto di Tecnologia Meccanica sono utilizzati tre tipi di eccitatori elettrodinamici, di cui due di tipo convenzionale (Philips mod. PR 9270 e MB mod. EA 1500) ed uno con testa d'impedenza incorporata (Wilcoxon F4/Z820). L'aspetto nuovo di questo dispositivo è che esso consente l'eccitazione diretta di un organo di macchina, senza necessità di applicare una reazione corrispondente ad un'altra parte della struttura eccitata.

Il sottogruppo di rilevamento del segnale della struttura in esame è costituito essenzialmente da trasduttori capaci di fornire segnali elettrici proporzionali agli spostamenti, alle velocità o alle accelerazioni della struttura nel punto di applicazione.

Per la ricerca delle flessibilità dinamiche di una struttura i trasduttori che risultano essere più convenienti sono certamente quelli di spostamento. Di questi ne esistono numerosi tipi [8]. Nel

caso particolare della strumentazione messa a punto presso l'Istituto di Tecnologia Meccanica sono stati scelti trasduttori induttivi di prossimità della Bently-Nevada.

Questi trasduttori forniscono una tensione elettrica c.c. proporzionale ad uno spostamento As assoluto dell'elemento cui sono affacciati o ad uno spostamento relativo fra due elementi e possono rilevare spostamenti da statici a dinamici con una frequenza massima pari a 4 kHz.

Un loro pregio è quello di presentare un alto valore del rapporto $\frac{\Delta V_u}{\Delta s}$ fra tensione di uscita e spostamenti.

Non sempre però risulta comodo l'impiego di questi trasduttori di spostamento date le difficoltà di un loro preciso posizionamento, tale da consentire il rilevamento dello spostamento fra utensile e pezzo nella direzione normale alla superficie di taglio.

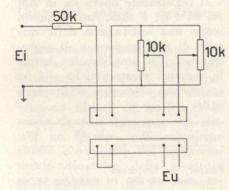


Fig. 5 - Gruppo asservimento asse frequenze.

In molti casi pertanto si preferisce operare con accelerometri a quarzo. Questi trasduttori sono di tipo « assoluto » e forniscono una carica elettrica che passando attraverso un amplificatore di carica si trasforma in una tensione elettrica c.c. proporzionale all'accelerazione.

Il segnale dell'accelerometro può essere filtrato attraverso un filtro ad inseguimento ed eventualmente integrato in modo da ottenere il corrispondente spostamento assoluto dell'elemento sul quale è montato. È evidente che montando due accelerometri sui due elementi dei quali si vogliono studiare gli spostamenti relativi

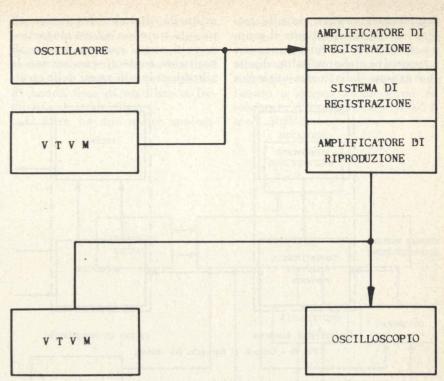


Fig. 6 - Schema della strumentazione per l'alimento dei canali AM, con registratore a nastro magnetico.

di questi mediante somma algebrica delle componenti reali ed immaginarie dei due segnali.

Gruppo di registrazione e riproduzione.

L'accoppiamento diretto fra gruppo di eccitazione e di rilevamento e gruppo di analisi e di registrazione, se presenta il vantaggio di consentire una valutazione immediata in forma grafica di alcune caratteristiche dinamiche delle macchine utensili, ha,

si può giungere alla conoscenza gare al trasporto dell'intera strumentazione di analisi accanto alle macchine utensili e di non permettere di eseguire ulteriori analisi dei segnali stessi se non passando attraverso uno stadio intermedio di trascrizione manuale dei risultati, per ridurli dalla forma grafica analogica a quella numerica. Per ovviare a questi inconvenienti è necessario provvedere ad inserire fra i due gruppi un gruppo analogico a nastro magnetico, trasportabile, in grado di consentire la registrazione, l'immagazzinamento e la successiva peraltro, lo svantaggio di obbli- riproduzione dei segnali sotto for-

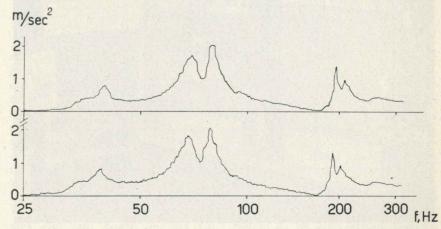


Fig. 7 - Andamento della risposta in frequenza di un sistema elastico, registrato direttamento (traccia inferiore) e riprodotto dopo la registrazione su nastro magnetico (traccia superiore).

ma elettrica, adatta sia alla tra- a quella digitale. L'impiego di tura e quindi di procedere ad scrizione diretta mediante il grup- un registratore a nastro magnetico po di analisi e registrazione sia a molti canali consente inoltre di a successive elaborazioni mediante registrare contemporaneamente le

conversione dalla forma analogica vibrazioni in più punti della strut-

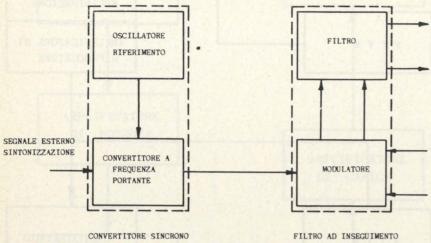


Fig. 8 - Gruppo di filtraggio dei segnali.



Fig. 9 - Vista del complesso strumentale.

un'analisi delle sue deformate...

Il gruppo di registrazione e riproduzione, messo in funzione presso l'Istituto di Tecnologia Meccanica, comprende un'unità di base AMPEX FR 1300 con trasporto nastro da 1 in, predisposto per l'impiego sino a 14 canali di registrazione e riproduzione indipendenti e munito di un quindicesimo canale-voce ausiliario. Il sistema elettronico in dotazione. adatto per segnali analogici, può essere sostituito con sistemi numerici su alcuni canali, senza interferenze con i rimanenti.

Le caratteristiche principali del sistema base sono:

- velocità del nastro: 1,875 -3,75 - 7,5 - 15 - 30 - 60 ps;
- max deviazione di velocità: $\pm 0.25 \%$;
- numero massimo di canali: 14;
 - massimo flutter: 1.5 %

Il registratore opera sia in AM sia in FM; è sufficiente a questo scopo una sostituzione delle cartelle di registrazione e di riproduzione. Gli amplificatori hanno le seguenti caratteristiche che ne specificano il campo di impiego utile:

attire paratitude	AM	FM
campo di frequenza massimo (K Hz)	0,05300	020
distorsione armonica (% a 60 ips)	1,2	1,5
rapporto S/R a 60 ips (db)	28	44
livello medio d'ingresso (V)	1	1
livello d'uscita (V)	1	1
impedenza d'ingr. $(k\Omega)$	20	20
impedenza d'uscita (Q)	50	1000

Oltre all'allineamento dei canali AM, che è stato eseguito utilizzando il sistema di strumentazione indicato in fig. 6, si è provveduto all'allineamento dei canali FM ed alle necessarie regolazioni, in modo da ottenere una risposta in frequenza piatta entro i limiti prestabiliti per tutto il

riore di 0,6...20 k Hz. di ottenere quenza centrale fissa. un rapporto « segnale/rumore » sensibilmente superiore a quello ottenibile in condizioni paragonabili operando in AM.

A titolo di esempio si riporta nella fig. 7 l'aspetto di due curve di risposta in frequenza di un sistema elastico, eccitato da un segnale di ampiezza costante e frequenza variabile. Si può osservare come la differenza fra le due curve, registrate l'una direttamente durante la prova e l'altra inizialmente su nastro magnetico e poi riprodotta, sia assai ridotta, tanto da non consentire di valutare quantitativamente, dato il loro basso valore, l'entità delle distorsioni del segnale introdotte dalla registrazione su nastro e dalla successiva riproduzione.

Gruppo di analisi e di registrazione.

Attraverso questo gruppo i segnali analogici di eccitazione della struttura e quelli corrispondenti alla risposta di quest'ultima vengono filtrati ed analizzati in modo da realizzare per via grafica un quadro sufficientemente chiaro e completo del comportamento dinamico della struttura stessa. Anche in questo caso, ragioni di tempo e di costo, spingono verso soluzioni di tipo completamente automatico.

Nelle righe seguenti è descritto il gruppo di analisi e di registrazione messo in funzione presso l'Istituto di Tecnologia Meccanica. L'elemento centrale di questo gruppo è costituito da un filtro che: una c.c. e l'altra a.c. La ad inseguimento AD-YU model- prima proporzionale all'ampiezza lo 1034 a due canali ed a larghez- del segnale filtrato, può essere za di banda costante, pilotato inviata direttamente su un regilungo l'asse frequenze attraverso stratore X-Y; la seconda, di freun convertitore sincrono AD-YU quenza costante pari a 20,5 kHz 1036 dal segnale sinusoidale, va- e proporzionale in ampiezza al riabile in frequenza, prelevato di- segnale filtrato, consente (opporrettamente dall'oscillatore Brüel tunamente demodulata ed even-& Kjoer mod. 1040. Lo schema a tualmente amplificata) ulteriori blocchi di fig. 8 dà un'idea del elaborazioni dei segnali stessi. principio di funzionamento di Una prima elaborazione analoquesto sottogruppo di filtraggio. gica che può essere operata sui

Con questo sistema, che solo due segnali filtrati, è la scompo-

campo di lavoro alle varie velo- impropriamente si è definito « fil- sizione di uno dei due nelle comcità. I canali FM consentono, en- tro ad inseguimento», i segnali tro un campo di frequenza che sporchi in ingresso sono selettivaparte da zero e raggiunge (a se- mente traslati in frequenza così conda della velocità di trascina- da passare attraverso la larghezza mento del nastro), un limite supe- di banda fissa di un filtro a fre- lizzato a questo scopo è un ri-

Il filtro ha due uscite analogi- mod. 308R2.

ponenti in quadratura e fase (componenti I ed R) con riferimento all'altro, supposto completamente reale. Lo strumento utisolvitore di componenti AD-YU

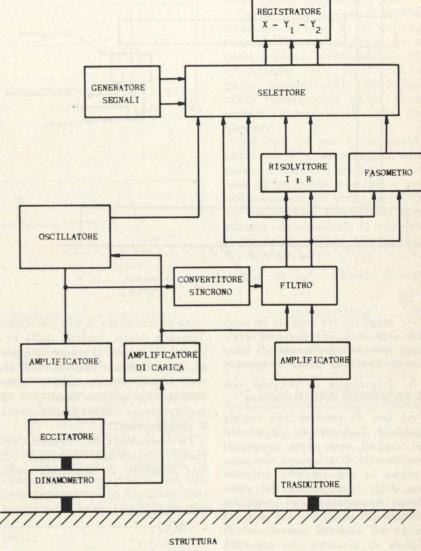


Fig. 10 - Schema a blocchi dell'intera strumentazione

Mediante un fasometro AD-YU mod. 406 è inoltre possibile determinare per via analogica l'angolo di fase P fra i due segnali in uscita dal filtro, assumendone uno come vettore di riferimento.

Sia il fasometro sia il risolvitore hanno uscite analogiche c.c. proporzionali ai valori della fase e delle componenti vettoriali.

Con un gruppo strumentale di questo tipo, opportunamente corredato da un convertitore logaritmico e da un registratore X-Y a

mento automatico di:

- segnali di eccitazione e di risposta della struttura in funzione della frequenza;

due penne, è possibile il traccia- strutture di macchine utensili, sile può servire, in generale, ad messo a punto presso l'Istituto di Tecnologia Meccanica del Politecnico di Torino. Al fine di ridurre i tempi necessari per una tale analisi il blocco strumentale è

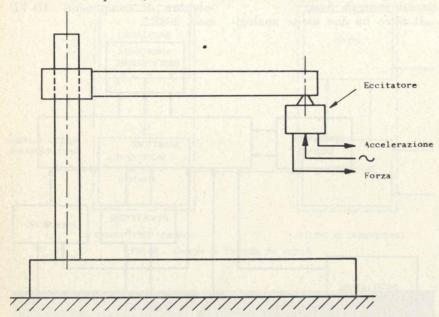


Fig. 11 - Modello schematico di trapano

- rapporto fra segnale in uscita e segnale in ingresso alla struttura, nonchè sfasamento P fra i due in funzione della frequenza;

- diagramma di Nyquist con identificazione della frequenza.

Al fine di rendere più rapida possibile l'operazione di analisi dei segnali sono stati progettati due cassetti di selezione che consentono la registrazione automatica delle varie uscite dal complesso strumentale per semplice commutazione ed è stato messo a punto un cassetto generatore di segnali di taratura che consente una rapida definizione delle scale in ascisse ed ordinate delle varie registrazioni possibili.

In fig. 9 è visibile la foto del complesso strumentale messo a punto, mentre in fig. 10 è riportato lo schema a blocchi d'insieme dell'intera strumentazione.

In Appendice sono riportati alcuni esempi d'impiego della strumentazione.

Conclusioni.

È stato presentato il gruppo strumentale atto all'analisi del comportamento dinamico delle stato automizzato il più possibile. Tenendo conto, inoltre, della necessità di evitare il trasporto presso le macchine utensili dell'intero blocco strumentale, è stato inserito un gruppo analogico di registrazione, immagazzinamento e riproduzione.

La conoscenza di frequenze naturali, impedenze, deformate di una struttura di macchina utenuna valutazione di questa dal punto di vista dinamico.

Nel caso particolare di macchine utensili con un solo utensile in lavoro si è messo in evidenza che, attraverso la sola conoscenza dei valori massimi della flessibilità dinamica della struttura, è possibile conoscere il limite di stabilità assoluta della macchina indipendente dalla velocità del mandrino e dal tipo di materiale lavorato. Dalla conoscenza di questi valori di massimo è peraltro possibile risalire per un qualsiasi tipo di lavorazione al valore della massima larghezza di taglio in condizioni di stabilità.

Ciò, che resta comunque una considerazione particolare, conferma l'utilità pratica di conoscere il comportamento dinamico di una struttura.

È stata, peraltro, sottolineata la necessità di conoscere le curve di flessibilità, o per lo meno i valori massimi di queste, per tutte le direzioni del vettore forza di taglio e conseguentemente l'onerosità di un tale lavoro.

Appendice.

Allo scopo di fornire un esempio delle possibilità della strumentazione messa a punto, si riportano alcuni diagrammi ottenuti per via completamente automatica, eccitando un modello di trapano (fig. 11). L'eccitatore impiegato è quello con testa d'impe-

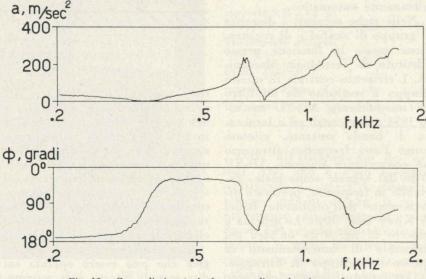
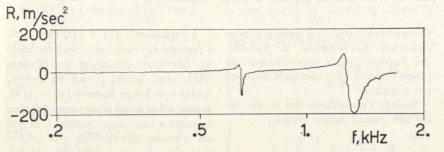


Fig. 12 - Curva di risposta in frequenza di accelerazione e fase.

livello di forza costante.

denza per cui è possibile, utiliz- della frequenza delle componenti questo diagramma è stato ottenuto zando nel circuito di retroazione in fase (vettore R) ed in quadrail segnale forza fornito dal dinatura (vettore I) del vettore-accemometro, ottenere il segnale ac- lerazione rispetto al vettore-forza celerazione (esattamente nel pun- (fig. 13). Anche da questa figura to di applicazione della forza) a è facile rilevare la posizione delle frequenze di risonanza che cor-



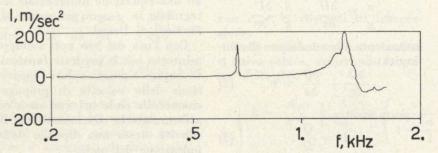


Fig. 13 - Curva di risposta in frequenza dell'accelerazione (componenti R ed I).

con una forza sinusoidale di ampiezza pari a 0,3 kg.

La fig. 12 riporta le curve di risposta in frequenza di accelerazione e fase.

Come è facile rilevare fra i 200 ed i 500 Hz è presente un'antirisonanza, il che fa pensare che prima dei 200 Hz debba trovarsi al-La frequenza di antirisonanza è caratterizzata da un minimo nel f,kHz valore dell'accelerazione e da un passaggio per i 90° del valore dell'angolo di fase. La prima frequenza di risonanza che si incontra è intorno ai 700 Hz ed è ben evidenziata sia nella curva delle accelerazioni che in quella della

Nel diagramma di fase è registrato automaticamente in funzione della frequenza il valore dell'angolo di sfasamento del vettore accelerazione rispetto al vettore 2

Per semplice commutazione sul pannello selettore si è quindi registrato l'andamento in funzione

La struttura è stata eccitata nel rispondono ovviamente ai punti campo di frequenza 0,2...2 kHz di massimo della componente in quadratura o ai punti in corrispondenza dei quali la componente in fase si annulla.

Come ultimo esempio infine si riporta un diagramma di Nyquist (relativo sempre alla struttura di fig. 11), ottenuto riportando la componente immaginaria del vettore-spostamento in funzione della meno una frequenza di risonanza. componente reale (fig. 14). Anche

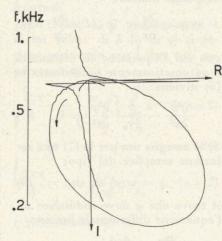


Fig. 14 - Diagramma polare per l'ampiezza

per via completamente automa-

Il fatto più degno di nota è che su questo diagramma sono esattamente individuate le frequenze di qualsiasi punto e ciò grazie alla contemporanea registrazione della frequenza in funzione della componente reale.

Ouesta registrazione è fattibile inviando all'asse X di un registratore X-Y a due penne un segnale continuo proporzionale alla componente reale, in Y_1 , un segnale proporzionale alla componente immaginaria ed in Y2 un segnale proporzionale alla frequenza.

Nei casi in cui è impossibile attraverso il « compressor » mantenere il valore della forza applicata ad un livello costante è possibile inserire in uscita dal filtro un convertitore logaritmico e registrare direttamente il rapporto accelerazione/forza in funzione della frequenza.

Sergio Rossetto

BIBLIOGRAFIA

- [1] TLUSTY J., POLACEK M.: « Beispiele der Behandlung der selbsterregten Schwingungen der Werkzeugmaschinen », 3 Fo Ko Ma, Vogel, Würzburg, 1957.
- [2] Tobias S. A.: « Schwingungen an Werkzeugmaschinen », Hanser, München,
- [3] PETERS J., VANHERCK P.: « Machine tool stability tests and the incremental stiffness », CIRP, Nottingham,
- [4] Long G. W., LEMON J. R.: « Structural dynamics in machine-tool chatter », Paper n. 64 - WA/Prod. - 12 of ASME Winter Annual Meeting, New York,
- [5] SUTHERLAND I. A., ANDREW C.: « Forced vibration and chatter in horizontal milling: an investigation using a structural model ». The Institution of mechanical Engineers, Proceedings 1968-1969, v. 183, parte 1.
- [6] MERRITT H. E.: « Theory of selfexcited machine-tool chatter », Paper n. 64 - WA/Prod-13 of ASME, Winter Annual Meeting, New York, 1964.
- [7] MERCHANT M. E.: « Basic mechanics of the metal cutting process », J. Applied Mechanics, 11, Trans. ASME, 66, 1944.
- [8] LEVI R.: « Strumentazione per la misura di vibrazioni ». Macchine Utensili, VI, 3, 1965.

Influenza della forma del fondo sui moti ondosi

GIANNANTONIO PEZZOLI studia le caratteristiche di moto di lunghe onde propagantisi su fondi variabili, usanto un metodo asintotico che permette una rapida sintesi del problema cogliendone gli aspetti essenziali, deformazione dell'onda e sua velocità di propagazione. In seguito riprende un metodo di Green che consente di assegnare, sempre per onde lunghe anche aperiodiche, un caratteristico invariante del fenomeno, per concludere con un esame dell'influenza del fondo sulle onde brevi (onde di mare), tramite un metodo energetico già da lui usato e che permette, per onde pressochè sinusoidali, di assegnare un nuovo invariante della propagazione, che tende a quello di Green al limite per onde di grande lunghezza.

ELENCO DEI SIMBOLI

= peso specifico dell'acqua pendenza di fondo dell'alveo accelerazione di gravità

= coefficiente di Chézy

= area di una sezione dell'alveo = raggio idraulico

= larghezza di un alveo a sezione rettangolare

coefficienti, rispettivamente ~ 1,06 ed 1,02

velocità media nella sezione portata totale e per unità di larghezza della sezione

ascissa positiva nel verso positivo di U

profondità dell'acqua tempo

Sopraelevazione del pelo libero dovuto all'onda

lunghezza di un'onda periodica = celerità di propagazione di una onda

 $T, \omega = \text{periodo e pulsazione dell'onda}$ $(T=2\pi/\omega)$

= spostamento orizzontale delle particelle ampiezza di un'onda

numero d'onda ($m = 2\pi/\lambda$).

Influenza della forma del fondo sui moti ondosi.

1. Il problema dell'influenza della forma del fondo sulla propagazione dei moti ondosi è stato affrontato da molti autori in numerosissimi lavori che qui è impossibile richiamare in maniera completa, e d'altra parte notizie e commenti sulle memorie anzidette sono riportate estesamente nelle pubblicazioni citate nella presente

Si vuole qui riprendere anzitutto un interessante lavoro di G. Supino apparso nella collana di studi di idrodinamica promosso dalla NATO [1] ed avente per tema, almeno in parte, proprio lo studio dell'influenza della forma del fondo sulla propagazione di lunghe onde in alvei di sezione rettangolare, larghezza costante e profondità gradualmente variabile.

Il predetto autore partendo dalle equazioni del moto vario della Idraulica mostra come queste opportunamente trasformate diano luogo all'equazione che regge il moto di onde siffatte; si ritiene

pertanto opportuno a questo punto riportare brevemente il metodo del Supino, quale introduzione ai procedimenti più generali esposti nel seguito.

Scritta l'equazione del moto vario nei canali nella forma:

$$i_{f} - \frac{\partial y}{\partial x} = \frac{U|U|}{\chi_{c^{2}}R} + \frac{\alpha}{g}U\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\beta}{g}\frac{\partial U}{\partial t}$$
(1)

unitamente alla condizione di con-

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \tag{2}$$

e posto inoltre:

$$U = \frac{Q}{\Omega} , \qquad (3)$$

$$Q = Q_0 + q, \quad y = y_0 + h$$

riconducendosi ad un alveo rettangolare largo, per cui l'equazione di continuità si riduce alla:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial r} = 0 \tag{4}$$

si giunge, nell'ipotesi che non vi sia portata in arrivo ($Q_0 = 0$) alla relazione seguente:

$$\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\beta}{g \gamma_0} \frac{\partial q}{\partial t} = 0 . \quad (5)$$

$$h = \frac{\delta q}{\delta x}, \quad q = -\frac{\delta \varphi}{\delta t}$$
 (6)

con cui l'equazione di continuità è automaticamente soddisfatta: la

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{\beta}{g y_0} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0 . \quad (7) \quad \text{tipo:}$$

Se si assegna ora per la (7) una soluzione semplice del tipo:

$$\varphi = \psi(x) \sin \omega t \tag{8}$$

si trova che ψ deve soddisfare all'equazione differenziale lineare:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{\beta\omega^2}{gy_0}\psi = 0. \tag{9}$$

L'equazione (9) è trattata dall'Autore in vari casi considerando y₀ funzione di x; in particolare sono stati scelti i casi in cui yo varia con legge lineare $(y_0 = i_f x)$, e con altre leggi monomie del tipo

$$y_0 = ax^n \tag{10}$$

che riconducono l'equazione (9) ad una equazione differenziale integrabile in genere per mezzo di funzioni di Bessel.

Con l'uso dei ben noti sviluppi asintotici per le predette funzioni, G. Supino è giunto a dare l'espressione della velocità di propagazione delle onde nei vari casi, ed a formulare la conclusione che la celerità stessa non dipende dalla pulsazione dell'onda.

Ricordando che. naturalmente. queste conclusioni hanno solo un valore asintotico, mostriamo anzitutto che si può giungere più generalmente a questo risultato in maniera rapida e sintetica, usando un metodo che fornisce direttamente la soluzione asintotica per un'equazione differenziale lineare del II ordine di tipo quasi ar-

2. Sia data l'equazione:

$$\frac{d^2y}{dx^2} + p(x)\frac{dy}{dx} + q(x)y = 0$$
 (11)

con p e q in generale funzioni continue di x, lentamente variabili con la x stessa: sia q(x) > 0.

Imponiamo una soluzione del

$$y = A(x) \sin \chi \qquad (12)$$

in cui A e y rappresentano funzioni di x anch'esse lentamente variabili con x.

Derivando la (12) rispetto a x

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{\beta\omega^2}{gy_0}\psi = 0. \qquad (9) \quad \frac{dy}{dx} = \frac{dA}{dx}\sin\chi + A\frac{d\chi}{dx}\cos\chi \quad (13)$$

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{d^2A}{dx^2} \sin \chi +$$

$$+ 2 \frac{dA}{dx} \frac{d\chi}{dx} \cos \chi - (14)$$

$$- A \left(\frac{d\chi}{dx}\right)^2 \sin \chi + A \frac{d^2\chi}{dx^2} \cos \chi$$

ma è anche:

$$\left(\frac{d\chi}{dx}\right)^2 y = A \left(\frac{d\chi}{dx}\right)^2 \sin\chi$$
 (15)

per cui sommando membro a membro le 3 ultime equazioni e trascurando $d^2\gamma/dx^2$ perchè piccolo rispetto agli altri termini, si giunge alla relazione: $\psi = A_0 \sin\left(\omega \sqrt{\frac{\beta}{ag}} \ln x + c_2\right) (n=2) \qquad c = \pm \left(1 - \frac{n}{2}\right) \sqrt{gy_0}$

$$\frac{d^2y}{dx^2} - \frac{2}{A} \frac{dA}{dx} \frac{dy}{dx} + \left(\frac{d\chi}{dx}\right)^2 y =$$

$$= \left[\frac{d^2A}{dx^2} - \frac{2}{A} \left(\frac{dA}{dx}\right)^2\right] \sin \chi. \quad (16)$$

Se ora si suppone di considerare il coefficiente del termine contenente dy / dx, piccolo di un ordine ε assegnato, è chiaro che i termini in d^2A/dx^2 e 2/A $(dA/dx)^2$, varranno 0 (ε^2), e quindi possono essere trascurati in un'approssimazione di ordine E. Il primo membro della (16) risulta quindi uguale a 0.

Da quello che precede si trae immediatamente:

$$\begin{cases} \frac{2}{A} \frac{dA}{dx} = -p(x) \\ \frac{d\chi}{dx} = \sqrt{q(x)} \end{cases}$$
 (17)

Usiamo la (17) per risolvere la (9), (tenendo conto che ora al posto di v. variabile generica nella (11), scriveremo ψ) per cui, dalla la si trae subito:

$$\frac{dA}{dx} = 0 , \qquad A = Ao \qquad (18)$$

$$\frac{d\chi}{dx} = \pm \omega \sqrt{\frac{\beta}{gy_0}} \,. \tag{19}$$

fondo ad espressione monomia, la (19) diventa:

$$rac{d\chi}{dx} = \pm \omega \sqrt{rac{eta}{ag}} \, x^{-n/2} \qquad (20) \qquad \qquad \lambda = cT \,, \qquad T = rac{2\pi}{\omega}$$

che dà come integrale:

per cui il valore di ψ è:

$$\left(\frac{d\chi}{dx}\right)^{2}y = A\left(\frac{d\chi}{dx}\right)^{2}\sin\chi \qquad (15)$$
per cui sommando membro a membro le 3 ultime equazioni e trascurando $\frac{d^{2}\chi}{dx^{2}}$ perchè piccolo rispetto agli altri termini, si giun-

$$\psi = A_0 \sin\left(\omega \sqrt{\frac{\beta}{ag}} \ln x + c_2\right) (n=2)$$

zione.

Dalle espressioni sopra scritte si trova subito, utilizzando la prima della (6): $c = \pm \frac{1}{\ln \frac{x}{x_0}} \sqrt{gy_0}$

$$c = \pm \left(1 - \frac{n}{2}\right) \sqrt{\frac{agx^n}{\beta}} \quad (n \neq 2)$$

$$c = \pm \sqrt{\frac{agx^2}{\beta}} \frac{1}{\ln \frac{x}{\beta}} \quad (n = 2)$$

avendo scelto un opportuno valore di $x = x_0$ per determinare c_2 e rendere adimensionale l'argomento del logaritmo.

Tenendo presente inoltre che vale la (10) e che è $\beta \simeq 1$ si ha

$$c = \pm \left(1 - \frac{n}{2}\right) \sqrt{gy_0} \quad (n \neq 2)$$
(26)

$$c=\pm rac{1}{\ln rac{x}{x_0}} \sqrt{gy_0} \qquad (n=2)$$

$$h = \frac{A_0 \omega}{x^{n/2}} \sqrt{\frac{\beta}{ag}} \cos \left(\frac{\omega}{1 - \frac{n}{2}} \sqrt{\frac{\beta}{ag}} x^{1 - n/2} + c_1 \right) \qquad (n \neq 2)$$

$$h = \frac{A_0 \omega}{x} \sqrt{\frac{\beta}{ag}} \cos \left(\omega \sqrt{\frac{\beta}{ag}} \ln x + c_2 \right) \qquad (n = 2).$$

Come si vede facilmente dall'esame delle prime espressioni di ogni coppia $(n \neq 2)$, il metodo esposto giunge rapidamente a dare la forma degli sviluppi asintotici di prima approssimazione delle funzioni di Bessel usate nell'integrazione esatta delle equazioni differenziali relative ai problemi affrontati.

La velocità di propagazione c di un valore di h (o di q) si ottiene scrivendo per i due casi se-

$$\frac{dA}{dx} = 0 , \qquad A = Ao$$
mentre la 2^a fornisce:
$$\frac{d\chi}{dx} = \pm \omega \sqrt{\frac{\beta}{A}} . \qquad (18)$$

$$\frac{2\pi x}{\lambda} = \pm \frac{\omega}{1 - \frac{n}{2}} \sqrt{\frac{\beta}{ag}} x^{1 - n/2} \ (n \neq 2)$$

$$(24)$$

Con la posizione (10), curva di
$$\frac{2\pi x}{\lambda} = \pm \omega \sqrt{\frac{\beta}{ag}} \ln \frac{x}{x_0} \qquad (n=2)$$

e ricordando che è:

$$\lambda = cT, \qquad T = rac{2\pi}{\omega}$$

La prima delle (26) è l'espressione asintotica generale da cui sono ricavabili le velocità di propagazione di G. Supino per i casi singoli da lui trattati, la seconda rappresenta il caso « anomalo » di propagazione ondosa per una particolare configurazione del fondo (1).

Anche in questa situazione, tuttavia le conclusioni sono qualitativamente aderenti a quelle del Supino sulla variazione della celerità dell'onda al variare di x.

3. Il modo di procedere fin qui seguito, tuttavia, anche se consente di trattare in modo sintetico e breve problemi asintotici relativi alla propagazione su fondali comunque variabili purchè gradual-

(1) Vedasi la stretta analogia fra l'onda in questione e la « sessa anomala » di G. Chrystal per un lago quartico [2]. Si ricordi infatti che la posizione (8) caratterizza un'onda di tipo stazionario che può sempre riguardarsi come una mente, non permette invece di rendersi conto in maniera completa ed esauriente delle vicissitudini di una più generale perturbazione che si propaga in uno specchio liquido indefinito, limitato da un fondo a profondità finita variabile e di larghezza pure variabile, sotto le stesse ipotesi fin qui seguite.

Come è ben noto dall'idrodinamica [3], nelle ipotesi poste, l'equazione di continuità, indicando con Ω la sezione rettangolare del canale, con b la larghezza, y la profondità e ξ lo spostamento orizzontale, si scrive:

$$h = -\frac{1}{b} \frac{\partial}{\partial x} (\Omega \xi) \quad (27)$$

mentre l'equazione del moto è:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -g \frac{\partial h}{\partial x}. \qquad (28)$$

Eliminando ξ fra la (27) e la (28) si ottiene:

$$\frac{\partial^2 h}{\partial t^2} = \frac{g}{b} \frac{\partial}{\partial x} \left(y b \frac{\partial h}{\partial x} \right). \quad (29)$$

Seguendo le tracce di una celebre memoria di G. Green [4] introduciamo ora una nuova variabile 7 definita nel seguente modo:

$$\frac{d\tau}{dx} = \frac{1}{\sqrt{gy}} \tag{30}$$

per cui con facili passaggi si ottiene:

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{\partial h}{\partial \tau} \frac{1}{\sqrt{gy}}$$

$$\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} = \left(\frac{\partial^2 h}{\partial \tau^2} - \frac{1}{2y} \frac{\partial h}{\partial \tau}\right) \frac{1}{gy}$$
(31)

e mediante sostituzione nella (29):

$$\frac{\partial^2 h}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 h}{\partial \tau^2} + \frac{\partial h}{\partial \tau} \left(\frac{1}{b} \frac{db}{d\tau} + \frac{1}{2y} \frac{dy}{d\tau} \right).$$
(32)

Assumiamo ora una soluzione del tipo:

$$h = \theta(\tau) F(t - \tau) \tag{33}$$

$$\left(\frac{\theta'}{\theta} - \frac{F'}{F}\right) \left(\frac{b'}{b} + \frac{1}{2} \frac{y'}{y}\right) - \\
-2 \frac{\theta'}{\theta} \frac{F'}{F} + \frac{\theta''}{\theta} = 0$$
(34)

dove l'apice indica derivazione rispetto a τ per θ e rispetto al proprio argomento per F.

rappresenterebbe la soluzione esatta della (32) con θ costante; se supponiamo invece le due grandezze anzidette lentamente variabili con x, varierà lentamente anche θ con τ , per cui nella (34) risulteranno certamente trascurabili i termini del tipo θ''/θ rispetto a quelli contenenti θ'/θ , e questi ultimi in confronto con i termini del tipo F'/F.

Per questi motivi la (34) si riduce subito alla:

$$\frac{\theta'}{\theta} + \frac{b'}{2b} + \frac{y'}{4y} = 0 \quad (35)$$

e poichè qui gli apici rappresentano solo derivazioni rispetto a τ , un'immediata integrazione della (35) fornisce:

$$\theta = \frac{c_3}{\sqrt{b \sqrt{y}}} \tag{36}$$

dove c3 è una costante arbitraria di integrazione.

Ricordando ora che la (29) è del 2º ordine ed è invariante rispetto ad un cambiamento di t in - t. l'integrale generale della stessa, con le approssimazioni fatte si

$$\frac{d\tau}{dx} = \frac{1}{\sqrt{gy}}$$
 (30)
$$= y^{-1/4} b^{-1/2} [F_1(t-\tau) + F_2(t+\tau)]$$
 (37)

con F_1 ed F_2 funzioni arbitrarie da determinarsi mediante le condizioni al contorno.

Dalla posizione (30), e ricordando che deve essere

$$\tau = \frac{x}{c} \tag{38}$$

dove la velocità di propagazione è ora variabile con la quota, e di conseguenza con l'ascissa, ne ri-

$$c = \frac{x}{\int \frac{dx}{\sqrt{gy}}} \tag{39}$$

che introdotta nella (32) fornisce: per cui se la y viene specificata con la posizione monomia (10) del Supino, il valore di c che ne risulta è identico a quello valutato con le formule (26) per le due determinazioni $n \neq 2$ ed n = 2.

Il risultato notevole mostrato dalla (37), assai più generale delle equazioni già studiate, è che, tranne il caso di separazione fornito sostanza studieremo onde pres-

Se y e b fossero costanti, la (33) dall'onda « anomala », per una curva del fondale di forma monomia ed alveo di larghezza costante, per $n \ge 2$ l'onda diretta diventa retrograda e viceversa, invertendo le F_1 ed F_2 il loro uf-

> Altro risultato interessante è che in ogni caso la velocità di propazione non dipende da b nè dalla pulsazione dell'onda, mentre invece, indicata con a la differenza fra l'h generica e il valore ho di riferimento (che in genere coincide col pelo indisturbato dell'acqua), per un osservatore che si muova solidale con un'onda, e quindi con la celerità eventualmente variabile c, risulta invariante la quantità

$$a\sqrt{b/y} = \cos t$$
. (40)

4. Le cose tuttavia possono ancora complicarsi: infatti non è detto che ci si trovi sempre in presenza di onde molto lunghe, ma, soprattutto nello studio della propagazione su fondali marini, sovente accade che le lunghezze d'onda λ siano relativamente brevi rispetto a y, soddisfino cioè la disuguaglianza:

$$\frac{\lambda}{y} < \sim 30. \tag{41}$$

Come si sa, e come è stato altrove ampiamente precisato [5] [6], in questo caso, anche se si può ancora considerare il fenomeno astraendo dalle resistenze, cadono le ipotesi di distribuzione idrostatica delle pressioni, di « mouvement par tranches » ecc. poste a base della trattazione precedente.

In questa situazione si può ancora risolvere il problema riprendendo un metodo energetico già usato dal Miche [7] e dallo scrivente [6] per affrontare la soluzione di questioni analoghe.

Il metodo, usato sempre per canali a larghezza costante, può essere agevolmente esteso a canali variabili sia in larghezza che in profondità, intendendo di considerare invariabile la quantità di energia associata ad un'onda, che in un tempo assegnato attraversa una sezione prefissata del canale o del bacino.

Supporremo sempre di occuparci di onde periodiche rispetto al tempo, con preponderanza dell'armonica fondamentale dell'onda; in

sochè sinusoidali: il periodo T sarà per ipotesi costante.

Ricordato quindi che per una onda sinusoidale semplice (irrotazionale o rotazionale), in un periodo T. l'energia totale per unità di larghezza è data in prima approssimazione dalla:

$$E = \frac{\pi \gamma a^2}{8 \ m} \left(1 + \frac{2 \ my}{sh \ 2 \ my} \right). \quad (42)$$

Scriviamo che la stessa quantità di energia attraverserà le sezioni 1 e 2 poste a distanza arbitraria; il canale sarà variabile gradualmente in modo che il moto possa ritenersi sempre sensibilmente sinusoidale.

Se si tratta di un'onda progressiva, senza che avvengano riflessioni, si avrà:

$$\frac{a_1^2 b_1}{m_1} \left(1 + \frac{2 m_1 y_1}{\sinh 2 m_1 y_1} \right) = \\
= \frac{a_2^2 b_2}{m_2} \left(1 + \frac{2 m_2 y_2}{\sinh 2 m_2 y_2} \right).$$
(43)

Per la costanza di T avremo inoltre: $m_1 \, tgh \, m_1 y_1 = m_2 \, tgh \, m_2 y_2 \,.$ (44)

Le (43) e (44) forniscono immediatamente la soluzione del problema; è infatti:

$$\frac{a_2}{a_1} = \sqrt{\frac{b_1 m_2}{b_2 m_1} \frac{1 + \frac{2m_1 y_1}{sh2m_1 y_1}}{1 + \frac{2m_2 y_2}{sh2m_2 y_2}}}.$$
 (45) inhero, serivendo che i voi spostati dall'onda in un peri devono essere compensati dal lume dell'onda riflessa, cioè:
$$a_1 b_1 - a_r b_1 = a_2 b_2.$$

Consideriamo ora onde lunghe, per cui si può ritenere:

$$sh my \simeq tgh my \simeq my$$
 (46)

la (44) diviene:

$$m^2_{1}y_1 = m^2_{2}y_2 \tag{46}$$

e di conseguenza la (45) dà:

$$\frac{a_2}{a_1} = \sqrt{\frac{b_1}{b_2}} \sqrt{\frac{y_1}{y_2}}$$
 (47) e con l'uso della (49):

mostrando per queste onde la conferma dell'invarianza della quantità $a \ b \ \sqrt{y}$ in accordo perfetto con quanto mostrato dalla teoria di Green.

Se invece le onde sono di lunghezza qualunque, anche assai brevi, purchè rispettino le premesse fino a qui fatte, le (44) e (45) mostrano che per esse esistono ancora delle relazioni di invarianza che sono:

$$\begin{cases} a \sqrt{\frac{b}{m} \left(1 + \frac{2 my}{sh \ 2 my}\right)} = \cos t \quad (44') \\ m \ tgh \ my = \cos t \quad (45') \end{cases}$$

dell'onda, a_0 , m_0 e quelle del- $mv \to 0$, si ottiene: l'alveo nella stessa sezione, b_0 , y_0 , dalla (45') si trarrà, per un'altra sezione qualsiasi di caratteristiche \overline{b} , \overline{v} assegnate, il valore di \overline{m} e quindi dalla (44') a.

Ritengo nuova ed inedita la determinazione della regola di invarianza per le più generali onde sinusoidali sopra accennata.

Non è però sempre lecito prescindere dalla presenza dell'onda riflessa, per cui il problema diventa di soluzione lievemente più complicata.

Scritto ora il bilancio energetico nella forma:

$$\frac{a_1^2 b_1}{m_1} \left(1 + \frac{2 m_1 y_1}{\sinh 2 m_1 y_1} \right) - \\
- \frac{a_r^2 b_1}{m_1} \left(1 + \frac{2 m_1 y_1}{\sinh 2 m_1 y_1} \right) = (48) \\
= \frac{a_2^2 b_2}{m_2} \left(1 + \frac{2 m_2 y_2}{\sinh 2 m_2 y_2} \right)$$

occorre, unitamente alla (44) che vale sempre, una ulteriore condizione che consenta di eliminare a_r .

Utilizzeremo una condizione aplibero, scrivendo che i volumi quanto si viene a formare un'inspostati dall'onda in un periodo tumescenza di volume finito avente devono essere compensati dal vo- per base un'areola infinitesima.

$$a_1b_1 - a_rb_1 = a_2b_2. (49)$$

Si ottiene dalla (48):

$$\frac{a_1^2 - a_2^2}{a_2^2} = \frac{b_2 m_1}{b_1 m_2} \frac{1 + \frac{2 m_2 y_2}{\sinh 2 m_2 y_2}}{1 + \frac{2 m_1 y_1}{\sinh 2 m_1 y_1}} \tag{48'}$$

$$\frac{2 a_{1} - a_{2} \frac{b_{2}}{b_{1}}}{a_{2}} = \frac{a_{2}}{1 + \frac{2 m_{2} y_{2}}{\sinh 2 m_{2} y_{2}}} = \frac{m_{1}}{1 + \frac{2 m_{1} y_{1}}{\sinh 2 m_{2} y_{2}}}$$
(50)

che dà infine:

$$2\frac{a_{1}}{a_{2}} = \frac{b_{2}}{b_{1}} + \dots + \frac{m_{1}}{m_{2}} \frac{1 + \frac{2 m_{2} y_{2}}{\sinh 2 m_{2} y_{2}}}{1 + \frac{2 m_{1} y_{1}}{\sinh 2 m_{1} y_{1}}}$$
(51)

per cui assegnate in una sezione e se si tratta di onde abbastanza origine le caratteristiche iniziali lunghe, passando al limite per

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{2}{\frac{b_2}{b_1} + \sqrt{\frac{y_2}{y_1}}} \tag{52}$$

relazione sostanzialmente diversa dalla (47) e che per $b_1 = b_0$ ricade nella formula già da me assegnata in [6] ed identica a quella calcolata da Poincaré [8] per altra via con un metodo esatto.

In effetti la (52) fornisce per il rapporto a_2/a_1 valori finiti anche per $y_2/y_1 = 0$, se si mantiene finito b_2/b_1 , a differenza di quanto avviene per la (47); ad esempio se $b_2 = \hat{b_1}$ e $y_2 \rightarrow 0$ la (47) fornisce $a_2/a_1 \rightarrow \infty$, risultato certamente privo di senso fisico, mentre la (52) dà $a_2/a_1=2$, fatto ben noto che indica il raddoppio dell'altezza dell'onda in seguito a riflessione completa $(y_2 = 0)$.

Anche la (52) d'altronde può dare valore infinito per a_2/a_1 , ma solo se tendono contemporaneamente a zero b_2/b_1 e v_2/v_1 : ma allora il fatto è perfettamente riprossimata di continuità del pelo spondente alla realtà fisica, in

Giannantonio Pezzoli

BIBLIOGRAFIA

- [1] G. Supino, The equation of wave propagation in channels - NATO Advanced Institute on «Surface Hydrodynamics », 1966.
- [2] G. CRYSTAL, Some results in the Mathematical Theory of Seiches, « Proc. R. S. Edin. », XXV, 328, 1904.
- [3] H. LAMB, Hydrodinamics, Cambridge, « University Press », 6ª Ed., 1932.
- [4] G. GREEN, On the motion of waves in a variable Canal of small depth and width, « Camb. Trans IV », 1837.
- [5] G. Pezzoli, Osservazioni sulle perturbazioni nei canali a pelo libero e sopra alcuni aspetti particolari dei moti ondosi, «L'Energia Elettrica », n. 1, 1958.
- [6] G. PEZZOLI, Moti ondosi in profondità variabile, « L'energia Elettrica », n. 7,
- [7] M. MICHE, Mouvement ondulatoires de la mer en profondeur constante ou décroissante, « Annales des ponts et chaussées », 1944.
- [8] H. Poincaré, Leçons de Mécanique céleste. « Tome III ».

Un metodo semiempirico per la valutazione delle azioni aerotermodinamiche nei regimi di flusso intermedi

(Flusso di calore nel punto di ristagno di una sfera)

ERNESTO VALLERANI, illustra nelle presenti note i risultati dei recenti studi svolti per analizzare il comportamento dei Veicoli Spaziali durante l'attraversa nento degli strati elevati dell'atmosfera.

ELENCO DEI SIMBOLI

= numero di Mach

Re = numero di Revnolds

= numero di Knudsen

= parametro di similitudine

= densità del fluido

= viscosità del fluido

= velocità del fluido

= temperatura del fluido

= velocità del suono nel fluido = rapporto dei calori specifici

esponente legge temperatura -

viscosità

= libero cammino medio

= generica dimensione del corpo

distanza dal bordo di attacco di una lastra piana

= raggio della sfera

= spessore dello strato limite

= funzione di probabilità

= generica azione aerotermodina-

Apici

valori relativi al regime inter-

Pedici

= condizioni all'infinito

= regime continuo

F.M. = regime delle molecole libere

= condizioni relative al caso della

condizioni relative al caso della

Viene esposto un metodo semiempirico per la determinazione delle azioni aerodinamiche e termiche nei regimi di flusso intermedi fra il regime continuo e quello delle molecole libere; una qualsiasi azione viene definita come combinazione dei valori calcolabili con le formule relative ai regimi estremi.

La combinazione viene effettuata sulla base di una funzione di probabilità \bar{P} esprimente la probabilità normalizzata che una molecola urti direttamente la superficie del corpo senza aver urtato l'atmosfera terrestre ed in partiin precedenza altre molecole presentanti traccia di urti con il corpo: la presenza di un parame-

tro α nella definizione della fun- strati più densi, prossimi alla zione di probabilità permette di ottenere risultati in buon accordo con i dati sperimentali.

La funzione di probabilità \bar{P} , è supposta connessa al numero di Knudsen che indica il grado di rarefazione del gas; tale funzione è stata definita in modo che al limite superiore del regime continuo essa assume il valore $\bar{P} = 0$, ed al limite inferiore del regime delle molecole libere il valore $\bar{P}=1$. La funzione inoltre presenta in entrambi gli estremi la derivata prima nulla, onde assicurare il corretto raccordo dei valori calcolabili con il presente metodo relativo ai regimi intermedi con i valori assunti nei regimi estremi da una data azione aerotermodinamica.

La funzione di probabilità \bar{P} viene definita in termini del numero di Mach e del numero di Revnolds per il caso della sfera e della lastra piana in regime supersonico. Il metodo di validità generale viene applicato a titolo esemplificativo alla determinazione del flusso di calore nel punto di ristagno di una sfera; i risultati di varie teorie ed i pochi dati sperimentali a disposizione sono confrontati con le previsioni ottenute con il presente metodo. Una opportuna scelta di a assicura un buon accordo in tutto il regime intermedio.

Premessa.

L'attività spaziale, dapprima con il lancio dei missili, successivamente con la messa in orbita dei satelliti ed infine con il rientro delle capsule spaziali, ha dato grande rilievo ai problemi connessi con l'attraversamento delcolare degli strati rarefatti presenti alle elevate quote.

Mentre da un lato l'aria degli

terra, può essere considerata come un mezzo continuo per il quale le equazioni della gasdinamica classica sono applicabili, dall'altro lato l'aria degli strati più rarefatti, ai confini dell'atmosfera terrestre, deve essere considerata come un insieme di molecole libere per le quali le equazioni della teoria cinetica dei gas sono applicabili.

In entrambe le condizioni estreme sono state da tempo derivate opportune formule per la determinazione delle azioni aerodinamiche e termiche; rimane però fra i due regimi estremi un regime intermedio del quale tuttora poco si conosce e per il quale mancano adeguate formule. La deficienza di una profonda conoscenza dei fenomeni relativi alle zone superiori dell'atmosfera terrestre ha notevolmente stimolato in quest'ultimo decennio gli studi sulla teoria dei gas rarefatti in regime intermedio, per modo che sono ora disponibili trattazioni di alcuni casi particolari; la complessità delle varie formulazioni rende però difficilmente utilizzabili per ora i risultati ottenuti.

Scopo del lavoro.

Nel corso della progettazione dell'ogiva di un missile che deve sopportare l'uscita dall'atmosfera, o di una capsula di rientro che deve sopportare il rientro dall'atmosfera, l'ingegnere progettista si trova a dover affrontare i complessi problemi della determinazione delle azioni aerodinamiche e del riscaldamento aerodinamico che hanno luogo durante la fase di attraversamento dell'atmosfera che comprende regioni nelle quali il regime di flusso risulta continuo, altre nelle quali il regime è intermedio ed infine altre nelle quali il regime di flusso risulta quello delle molecole libere.

Per sopperire alla mancanza di adeguate formule per la determinazione delle condizioni di riscaldamento di un corpo, valide senza soluzione di continuità dal regime continuo a quello delle molecole libere, l'autore ha sviluppato un metodo semplice che, attraverso alla combinazione su base statistica dei risultati validi nei due regimi estremi, permette una valutazione di prima approssimazione del flusso di calore incidente nel punto di ristagno di una sfera. in un regime intermedio per il quale le formule mancano o sono troppo complesse per gli scopi ingegneristici di progettazione.

Il metodo proposto, come verrà messo in luce, possiede una validità più generale dell'applicazione riportata nella presente nota che tratta del flusso di calore nel punto di ristagno di una sfera, potendosi infatti applicare non solo al flusso di calore ma a tutte le azioni aerodinamiche ed a tutte le forme geometriche di interesse per le quali siano note le espressioni definenti tali azioni nei regimi estremi.

Richiamo della classificazione dei regimi di flusso.

Risulta conveniente definire i regimi di flusso incontrati da un corpo che attraversa l'atmosfera, mediante una semplice classificazione dei fenomeni molecolari che hanno luogo nel corso della formazione del campo di flusso attorno al corpo viaggiante a velocità su-

I diversi regimi possono essere classificati in termini dei parametri adimensionali caratteristici del flusso quali il numero di Revnolds, il numero di Mach, ovvero in base al numero di Knudsen.

Una prima classificazione dei regimi di flusso è stata fatta da Tsien [1] il quale ha proposto una suddivisione dei vari regimi della meccanica dei fluidi in relazione al grado di rarefazione caratterizzato dal numero di Knudsen. Suddetto numero viene definito come rapporto fra il libero cammino medio delle molecole costituenti il fluido, ed una lunghezza caratteristica del campo di flusso:

$$Kn = \lambda/L$$
 . (1)

Come rilevato da Haves e Prob-

stein [2] nella dettagliatissima revisione critica del problema, solamente i due regimi estremi, quello continuo e quello delle molecole libere, sono definiti in modo soddisfacentemente chiaro.

Regime continuo, o regime della gasdinamica classica, definito come regime nel quale il fluido possiede una densità elevata tale che le collisioni intermolecolari dominano rispetto alle collisioni delle molecole con il corpo, nel senso che prima di urtare la superficie del corpo una molecola urta altre molecole che a loro volta hanno, in precedenza, urtato il corpo.

Il libero cammino medio delle molecole è piccolo rispetto alla dimensione caratteristica del campo di flusso:

$$Kn = \lambda/L \ll 1$$
. (2)

Regime estremamente rarefatto, o regime delle molecole libere, definito come regime nel quale la densità del fluido è così piccola che le collisioni delle molecole con la superficie del corpo dominano rispetto a quelle intermolecolari, nel senso che le molecole urtano direttamente il corpo senza aver urtato prima altre molecole che a loro volta hanno, in precedenza, urtato il corpo.

Il libero cammino medio delle molecole è grande rispetto alla dimensione caratteristica del campo di flusso:

$$Kn = \lambda/L \gg 1$$
. (3)

Fra i due regimi estremi esistono svariati altri regimi intermedi, che a seconda dei vari autori vengono diversamente denominati (1); una pur breve descrizione e schematizzazione di tali regimi è al di fuori dello scopo del presente lavoro che si propone appunto di scavalcare in un certo senso l'ostacolo della complessa valutazione delle azioni aerodinamiche e termiche in detti regimi, che denomineremo in una parola sola « regimi intermedi », facendo perno solo sulla conoscenza delle caratteristiche nei due regimi estremi.

Valutazione del numero di Knudsen nei regimi estremi.

Il numero di Knudsen, $Kn_{\infty} =$ $=\lambda_{\infty}/L$, relativo alle condizioni all'infinito della corrente, risulta legato ai parametri classici della meccanica dei fluidi, numero di Mach $M_{\infty} = V_{\infty}/a_{\infty}$ e numero di Reynolds $(Re_L)_{\infty} = \rho_{\infty} V_{\infty} L/\mu_{\infty}$ attraverso alla relazione:

$$Kn_{\infty} = 1.255 \sqrt{\gamma} \left(\frac{M}{Re_L}\right)_{\infty}$$
 (4)

dedotta dalla teoria cinetica dei gas [3 e 4] in base alla quale il libero cammino medio può essere espresso dalla relazione:

$$\lambda_{\infty} = 1.255 \ \sqrt{\gamma} \ \frac{\mu_{\infty}}{\varrho_{\infty} a_{\infty}} \ .$$
 (5)

Quale lunghezza L caratteristica del campo di flusso, Tsien [1] ha assunto, per i flussi con basso numero di Reynolds $Re_{\infty} \ll 1$ la dimensione fisica del corpo (raggio nel caso della sfera), mentre per i flussi ad elevato numero di Revnolds $Re_{\infty} \gg 1$ egli ha assunto lo spessore dello strato limite δ .

Trattandosi nel presente lavoro solamente dei moti supersonici $M_{\infty} \gg 1$ la condizione $Re_{\infty} \ll 1$ risulta caratteristica dei fluidi estremamente rarefatti, vale a dire del regime delle molecole libere. In detto regime, come è noto, la formazione dell'onda d'urto e dello strato limite non ha luogo. e l'unica dimensione che governa il processo dei fenomeni molecolari di collisione fra particelle e corpo è pertanto la dimensione fisica del corpo stesso (raggio per la sfera L=R, lunghezza per la lastra L = X).

Il numero di Knudsen risulta quindi nel regime delle molecole

per la sfera:

$$[(Kn_{\infty})_{\text{F.M.}}]_{S} = \frac{\lambda_{\infty}}{R} = \qquad (6a)$$

$$[(Kn_{\infty})_{\text{F.M.}}]_L = \frac{\lambda_{\infty}}{X} = \tag{6b}$$

$$=1{,}255\,\sqrt{\gamma}\,\Big(rac{M}{Re_X}\Big)_{\!\scriptscriptstyle \infty}\!\!=C_1\Big(rac{M}{Re_X}\Big)_{\!\scriptscriptstyle \infty}\!\!.$$

⁽¹⁾ Tsien [1] li denomina «slip flow» e «transition flow» mentre Hayes e Probstein [2] li denominano «vorticity interaction » « viscous layer », « incipient merged layer », «fully merged layer », « transitional layer » e « first order collision » regimes.

invece caratteristica dei fluidi estremamente densi, vale a dire del regime di flusso continuo nel quale si genera un'onda d'urto ed uno strato limite, il cui spessore & governa i complessi fenomeni molecolari degli urti fra parmeni molecolari degli urti fra particelle del fluido e superficie del $[(Kn_{\infty})_C]_L = C_7 \left(\frac{M}{Re_X}\right)_{\infty}^{1/2} M_{\infty}^{-1}$. (12)

Lo spessore dello strato limite nel punto di ristagno di una sfera in regime supersonico risulta definito, qualora si assuma una relazione fra viscosità e temperatura del tipo $\mu \sim T^{\omega}$, dalla relazione:

$$\frac{\delta_S}{R} = C_2 \cdot \left(\frac{M^{\omega}}{\sqrt{Re_R}}\right)_{\infty} f^{-1} \left(M_{\infty}, \gamma\right) \tag{7}$$

derivata sulla base della trattazione Stewartson [4 e 5], essendo la funzione $f(M_{\infty}, \gamma)$, definita in appendice, uguale ad uno nel regime ipersonico.

Per la lastra piana in regime supersonico, lo spessore dello strato limite, qualora si assuma una relazione fra viscosità e temperatura del tipo $\mu \sim T^{\omega}$ e si consideri lo strato limite laminare, ri-

$$\frac{\delta_L}{X} = C_3 \cdot \left(\frac{M^{1+\omega}}{\sqrt{Re_X}}\right)_{\infty} g^{-1} \left(M_{\infty}, \gamma\right)$$
(8)

essendo la funzione $g(M_{\infty}, \gamma)$, definita in appendice, uguale ad uno nel regime ipersonico.

Il numero di Knudsen risulta quindi nel regime continuo:

per la sfera:

$$[(Kn_{\infty})_{c}]_{s} \equiv \frac{\lambda_{\infty}}{\delta_{s}} = \frac{\lambda_{\infty}}{R} \frac{R}{\delta_{s}} =$$

$$= C_{4} \cdot \left(\frac{M}{Re_{R}}\right)_{\infty}^{\gamma_{2}} (M_{\infty}^{\gamma_{2}-\omega} \cdot f)$$
(9)

per la lastra piana:

$$[(Kn_{\infty})_{c}]_{L} \equiv \frac{\lambda_{\infty}}{\delta_{L}} = \frac{\lambda_{\infty}}{X} \frac{X}{\delta_{L}} =$$

$$= C_{5} \cdot \left(\frac{M}{Re_{X}}\right)_{\infty} \frac{1}{M_{\infty}} \left(M_{\infty}^{\frac{1}{2}-\omega} \cdot g\right).$$
(10)

Dall'analisi delle funzioni $(M_{\infty}^{\frac{1}{2}-\omega} \cdot f), (M_{\infty}^{\frac{1}{2}-\omega} \cdot g)$ valutate per vari valori dall'esponente ω $(0.5 < \omega < 1)$, si è riscontrato che per $\omega = 0.6$ suddette funzioni risultano pressochè costanti ed indipentervallo $4 < M_{\infty} < 50$, e pertanto permette, note le espressioni definei due modi estremi contribuendo

La condizione $Re_{\infty} \gg 1$ risulta il numero di Knudsen risulta, in nenti le azioni aerodinamiche e ultima analisi:

per la siera:
$$[(Kn_{\infty})_c]_S = C_6 \left(\frac{M}{Re_R}\right)_{\infty}^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

per la lastra:

$$[(Kn_{\infty})_C]_L = C_7 \left(\frac{M}{Re_X}\right)_{\infty}^{\frac{1}{2}} M_{\infty}^{-1}.$$
 (12)

Limiti dei regimi di flusso estremi.

Benchè il caso estremo di regime continuo sia rigorosamente ottenuto solamente per valori del numero di Knudsen tendenti a zero $(Kn_{\infty})_{\mathcal{C}} \to 0$, come il caso estremo di regime delle molecole libere per valori del numero di Knudsen tendenti all'infinito $(Kn_{\infty})_{\rm FM} \to \infty$, i domini della meccanica dei fluidi (regime continuo) e della teoria cinetica dei gas (regime delle molecole libere) sono da considerarsi più estesi.

In termini di numero di Knudsen è stato proposto da Tsien [1] il valore $(Kn_{\infty})_C = 0.01 = Kn_1$ quale limite superiore del regime continuo, ed il valore $(Kn_{\infty})_{\rm FM} = 10 =$ $=Kn_2$ quale limite inferiore del sulta definito [4] dalla relazione: regime delle molecole libere. Successivamente, sulla base di recenti dati sperimentali, il limite superiore del regime continuo è stato portato da Reeves [6] al valore $(Kn_{\infty})_{c} = 0.05 = Kn_{1}$.

Vengono introdotti nella presente analisi due numeri di Knudsen modificati, uno relativo al regime continuo:

$$(\overline{K}n_{\infty})_C = (Kn_{\infty})_C - Kn_1 \quad (13)$$

ed uno relativo al regime delle molecole libere:

$$(\vec{K}n_{\infty})_{\text{FM}} = [(Kn_{\infty})_{\text{FM}}^{-1} - (Kn_{2})^{-1}]^{-1}$$
(14)

definiti in modo tale che il limite superiore del regime continuo risulta definito da $(\bar{K}n_{\infty})_{C} \to 0$ mentre il limite inferiore del regime delle molecole libere risulta definito da $(\bar{K}n_{\infty})_{\rm FM} \to \infty$; l'utilità di tali posizioni verrà messa in luce in seguito.

Azioni aerotermodinamiche nei « regimi intermedi ».

Nella presente nota viene espodenti dal numero di Mach nell'in- sto un metodo semiempirico che quali singolarmente si comportano

termiche nei due regimi estremi: (quello continuo e quello delle molecole libere), di derivare delle formule approssimate valide nei « regimi intermedi » mediante opportuna combinazione.

Il presente metodo trae origine dalla correlazione proposta da Martino [7] in uno studio sui fattori di ricupero per i cilindri circolari, successivamente adottata da Reeves e Van Camp [6] per la valutazione dei flussi di calore incidenti sulla lastra piana, sul cono e sulla sfera, e da Blick [9] per la valutazione dei coefficienti aerodinamici relativi a varie configurazioni.

In accordo con i citati autori assumiamo pertanto che i singoli parametri definenti le azioni aerodinamiche e termiche, e di conseguenza le azioni stesse, siano funzioni continue monotone del grado di rarefazione del fluido, e definiamo con P la probabilità normalizzata che una molecola urti direttamente la superficie del corpo senza aver urtato in precedenza altre molecole portanti traccia di urti con il corpo.

Il caso limite P=1 rappresenta la condizione caratteristica del regime delle molecole libere nel quale si assume che tutte le molecole urtino direttamente la superficie del corpo, mentre la condizione limite P=0 rappresenta la condizione caratteristica del regime continuo nel quale si assume che nessuna molecola urti la superficie prima di aver urtato altre molecole dello strato limite.

I « regimi intermedi » vengono caratterizzati da valori 0 < P < 1per modo che, indicando con $A_{\rm FM}$ e con A_C rispettivamente i valori assunti da una generica azione aerodinamica o termica nel regime delle molecole libere e nel regime continuo, si può assumere che una generica azione risulti esprimibile nei regimi intermedi mediante una relazione del tipo:

$$\tilde{A} = PA_{\text{FM}} + (1 - P) A_C$$
. (15)

Suddetta relazione equivale ad assumere che ogni azione aerotermodinamica sia la somma delle azioni esperimentate a livello molecolare dalle singole molecole le al valore globale in relazione alla e sottolineando che tale scelta nel probabilità P.

Assumiamo infine che la probabilità P sia una funzione monotona del grado di rarefazione del fluido e che il numero di Knudsen rappresenti detto grado di rarefazione per modo che:

$$P = P(Kn)$$
.

Secondo quanto proposto da Martino la funzione P = P(Kn)definente la probabilità deve soddisfare le condizioni ai limiti:

$$\lim_{K_{n\to 0}} P = 0 \qquad \lim_{K_{n\to \infty}} P = 1$$

vale a dire deve risultare P=1al limite inferiore del regime delle molecole libere e deve risultare P = 0 al limite superiore del regime continuo.

Nel caso di flusso in un condotto, per il quale il numero di Knudsen è definito per qualsiasi regime come $Kn = \lambda/L$, in quanto la sola dimensione che importa è la grandezza del condotto L, è stato riscontrato [6] che la funzione definente la probabilità ri-

$$P = \frac{Kn}{1 + Kn} \ . \tag{16}$$

Reeves e Van Camp [6] hanno assunto che tale funzione di probabilità (16) sia applicabile anche ai flussi esterni ed hanno adottato un numero di Knudsen basato sullo spessore dello strato limite valutato in base alla relazione:

$$\frac{\delta}{X} \div \frac{1}{\sqrt{Re_X}}$$

valida per regimi subsonici $M \sim 1$ ottenendo:

$$Kn \equiv \frac{\lambda}{\delta} = \frac{\lambda}{X} \frac{X}{\delta} =$$

$$= 1,235 \sqrt{\gamma} \frac{M}{\sqrt{Re_X}}.$$

Anche Blick [8] ha adottato la stessa funzione di probabilità di Martino (16) valutando il numero di Knudsen sulla base dello spessore dello strato limite ponendo semplicemente:

$$Kn \simeq \frac{M}{\sqrt{Re_X}}$$

regime intermedio può non essere però la più adatta.

Blick ha pertanto suggerito l'adozione di un numero di Knudsen valutato empiricamente sulla base la cui derivata risulta: delle condizioni all'infinito:

$$Kn = \beta \frac{\lambda_{\infty}}{R}$$

modificato dall'introduzione di un coefficiente numerico β chiamato « numero di Martino » scelto in modo che le previsioni ottenibili in base all'equazione di Martino:

$$\tilde{A} = \frac{Ac + Kn A_{\text{FM}}}{1 + Kn}$$

ottenuta combinando la (15) e la (16) approssimino al meglio i risultati sperimentali.

Dall'esame della funzione di probabilità (16) adottata dagli autori citati [6, 7, 8] si constata in primo luogo che tale funzione pur fornendo i corretti valori ai limiti:

regime continuo:

$$\lim_{K_{n\to 0}} P = 0$$

regime molecole libere:

$$\lim_{Kn\to\infty}P=1$$

non rispetta per entrambi i limiti le condizioni sulla derivata prima che devono garantire il corretto raccordo con i regimi esterni: infatti essendo:

$$P' = \frac{dP}{d Kn} = (1 + Kn)^{-2}$$

$$\lim_{K_n \to 0} P' = 1$$
 $\lim_{K_n \to 0} P' = 0$.

Si noti inoltre che i limiti adottati per definire il regime continuo $Kn \rightarrow 0$ ed il regime delle molecole libere $Kn \to \infty$ non coincidono con quelli realmente riscontrati, $Kn_C = Kn_1$, $Kn_{FM} = Kn_2$ precedentemente riportati.

Per ovviare i suddetti inconvenienti viene quindi proposta nella presente nota una diversa funzione definente la probabilità che soddisfa, per entrambi i limiti, le condizioni per la funzione e la sua derivata prima; detta funzione di $d = -[(\bar{K}n_{\infty})_c]^2$

probabilità viene definita dalla re-

$$\bar{P} = \frac{Kn^2}{\alpha + Kn^2} \tag{17}$$

$$\bar{P}' = \frac{2\alpha Kn}{(\alpha + Kn^2)^2} \qquad (18)$$

onde si ottiene:

$$\lim_{K_{n\to 0}} \bar{P} = 0 \qquad \lim_{K_{n\to \infty}} \bar{P} = 1$$
(19)

$$\lim_{K_{n\to 0}} \bar{P}' = 0$$
 $\lim_{K_{n\to \infty}} \bar{P}' = 0$.

Il parametro a introdotto direttamente nella definizione della funzione di probabilità rende possibile l'approssimazione dei dati sperimentali o delle previsioni teoriche più complesse.

Dall'analisi precedentemente riportata, si constata inoltre che nel caso di flusso esterno il numero di Knudsen stesso assume valori diversi nel regime delle molecole libere $(Kn_{\infty})_{FM}$ (6) e nel regime continuo $(Kn_{\infty})_{\mathcal{C}}$ (11, 12); pertanto si è ipotizzato che anche il numero di Knudsen, come ogni altro parametro definente le azioni aerotermodinamiche, possa essere definito nel regime intermedio sulla base di una relazione del tipo precedentemente descritto (15).

Per rispettare gli effettivi limiti delle regioni estreme vengono adottati i numeri di Knudsen modificati definiti dalle (13 e 14) onde risulta:

$$\tilde{K}n_{\infty} = \bar{P} (\bar{K}n_{\infty})_{\text{FM}} +
+ (1 - \bar{P}) (\bar{K}n_{\infty})_{G}.$$
(20)

La funzione di probabilità P precedentemente definita (17) viene valutata in termini del numero di Knudsen Kn. relativo ai regimi intermedi (20) onde risulta dalle (17 e 20):

$$a\bar{P}^3 + b\bar{P}^2 + c\bar{P} + d = 0$$
 (21)

essendo:

$$egin{aligned} a &= [(ar{K}n_{\infty})_{ ext{FM}} - (ar{K}n_{\infty})_{ ext{C}}]^2 \ b &= 2(ar{K}n_{\infty})_{ ext{C}}[(ar{K}n_{\infty})_{ ext{FM}} - (ar{K}n_{\infty})_{ ext{C}}] + \ - [(ar{K}n_{\infty})_{ ext{FM}} - (ar{K}n_{\infty})_{ ext{C}}]^2 \ c &= lpha + [(ar{K}n_{\infty})_{ ext{C}}]^2 + \ - 2(ar{K}n_{\infty})_{ ext{C}}[(ar{K}n_{\infty})_{ ext{FM}} - (ar{K}n_{\infty})_{ ext{C}}] \end{aligned}$$

$$d = -\left[(\bar{K}n_{\infty})_{c} \right]^{2} \tag{22}$$

suddetta equazione di terzo grado ammette sempre, come si può facilmente verificare, una soluzione $0 < \bar{P} < 1$.

L'adozione dei numeri di Knudsen modificati precedentemente definiti (13 e 14) unitamente alla riformulazione della funzione di probabilità (17) permette di ovviare agli inconvenienti denunciation dalle precedenti analisi, assicurando il desiderato raccordo della funzione di probabilità sulla effettiva frontiera dei regimi estremi:

$$\lim_{(Kn_{\infty})_C \to Kn_1} \bar{P} \equiv \lim_{(\overline{K}n_{\infty})_C \to 0} \bar{P} = 0$$

$$\lim_{(Kn_{\infty})_{\text{FM}} \to Kn_2} \bar{P} = \lim_{(\overline{K}n_{\infty})_{\text{FM}} \to \infty} \bar{P} = 1$$

$$\lim_{(Kn_{\infty})_{C} \to Kn_{1}} \bar{P}' \equiv \lim_{(\overline{K}n_{\infty})_{C} \to 0} \bar{P}' = 0$$

$$\lim_{(Kn_{\infty})_{\mathrm{FM}}\to Kn_{2}} \bar{P}' \equiv \lim_{(\overline{K}n_{\infty})_{\mathrm{FM}}\to \infty} \bar{P}' = 0.$$

Funzione di probabilità in termini di numeri di Mach e di Reynolds.

Il numero di Knudsen, sia nel regime delle molecole libere (6) sia nel regime continuo (11 e 12) risulta funzione dei numeri di Mach e di Reynolds basati sulle condizioni all'infinito e sulla dimensione fisica del corpo (raggio della sfera o distanza dal bordo di attacco della lastra); la dipendenza dal tipo di fluido risulta attraverso al rapporto dei calori specifici γ.

Sostituendo le equazioni richiamate definenti i numeri di Knudsen (6, 11, 12) nelle formule definenti i numeri di Knudsen modificati (13 e 14), si ottengono in ultima analisi, dalla (22) le espressioni dei coefficienti della equazione di terzo grado definente la funzione di probabilità \bar{P} in termini dei soli numeri di Mach e di Revnolds.

Nel caso della sfera, dipendendo sia $(Kn_{\infty})_{FM}$ (6) che $(Kn_{\infty})_{C}$ (11) dal solo rapporto $(M/Re)_{\infty}$, risulta utile introdurre nell'analisi il parametro $\xi = (Re/M)_{\infty}$, onde la funzione di probabilità $\bar{P} = \bar{P}(\xi, \alpha)$ risulta definita dall'equazione:

$$a_S(\xi) \bar{P}^3 + b_S(\xi) \bar{P}^2 + c_S(\xi, \alpha) \bar{P} + d_S(\xi) = 0$$
(23)

con $a_S(\xi)$, $b_S(\xi)$, $c_S(\xi, \alpha)$, $d_S(\xi)$ definiti in appendice.

REGIMI DI FLUSSO

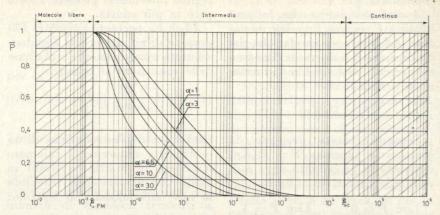


Fig. 1 - Andamento della Funzione di Probabilità F in funzione del parametro &

Nel caso della lastra piana prenon solo dal rapporto $(M/Re)_{\infty}$ ma anche da M_{∞} (12) si devono introdurre due parametri $\xi = (Re)$ $(M)_{\infty}$ e M_{∞} , onde la funzione dalla relazione:

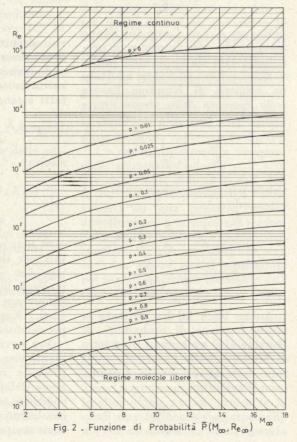
$$egin{aligned} a_L & (\xi,\, M_\infty) \; ar{P}^3 \, + \, b_L \; (\xi,\, M_\infty) \; ar{P}^2 \, + \\ & + \, c_L \, (\xi,\, M_\infty,\, lpha) \, ar{P} + d_L \, (\xi,\, M_\infty) = 0 \end{aligned}$$

con $a_L(\xi, M_\infty), b_L(\xi,$ M_{∞}), c_L $(\xi, M_{\infty}, \alpha)$, $d_L(\xi, M_{\infty})$ definiti in

appendice. Nella presente nota viene trattato in dettaglio solamente il caso della sfera in quanto utile per la definizione del flusso di calore nel punto di ristagno; per detto caso sono riportati in fig. 1 i limiti del regime continuo, ξ_C , e del regime delle molecole libere, $\xi_{\rm FM}$, e l'andamento della funzione di probabilità \bar{P} in funzione del parametro ξ per vari valori della costante a. Analoghe curve possono essere tracciate anche per il caso della lastra piana, per vari numeri di Mach, assumendo come parametro ξ e variando la costante a.

Una volta determinati i valori di $\bar{P} = \bar{P}$ (ξ, α) ovvero $\bar{P} = \bar{P}(\xi,$ M_{∞} , α) è possibile, per

ogni assegnato valore di α riportare sentando $(Kn_{\infty})_C$ una dipendenza nel piano Mach-Reynolds l'andamento delle curve $\vec{P}(M_{\infty}, Re_{\infty}) =$ =Cost; ovviamente la curva $\bar{P}=0$ coincide con la curva limite superiore del regime continuo $Kn_{\infty}c=0.05$ $ar{P} = ar{P}\left(\xi, M_{\infty}, lpha
ight)$ risulta definita mentre la curva $ar{P} = 1$ coincide con la curva limite inferiore del regime delle molecole libere $Kn_{\infty \text{FM}} = 10$. (Tali curve sono state tracciate per il caso della sfera fig. 2 assumendo $\gamma = 1,4$; $\omega = 0.6$; $\alpha = 6.5$).



ogni assegnata condizione di volo, caratterizzata dalla quota e dalla velocità, determinare, note le dimensioni del corpo (raggio della sfera), il numero di Mach e quello di Reynolds ed individuare, sulla base del diagramma elaborato, il regime del flusso ed il valore della funzione di probabilità \bar{P} .

Noto il valore della probabilità \bar{P} e note le formule esprimenti valore assunto nei « regimi intermedi » applicando la relazione definita dalla (15).

Flusso di calore nel punto di ristagno di una sfera in « regime intermedio ».

Nel presente studio il metodo proposto viene applicato al caso specifico del flusso di calore nel punto di ristagno di una sfera animata da velocità supersonica.

Nel regime delle molecole libere il flusso di calore nel punto di ristagno risulta [9].

$$q_{\rm FM} = \operatorname{Cost}_{\rm FM} a \, \frac{1}{2} \, \rho_{\infty} \, V^{3}_{\infty} \tag{25}$$

essendo a il coefficiente di accomodamento assunto uguale ad uno; esprimendo la densità ρ_{∞} in Kg m⁻³, la velocità V_{∞} in m sec⁻¹ ed il flusso di calore q in Watt m⁻² risulta: $Cost_{FM} = 1$.

calore nel punto di ristagno di una sfera risulta dipendere in modo più complesso dalle condizioni di volo, oltre a presentare anche

Risulta pertanto possibile, per una dipendenza dal raggio della sfera; diverse teorie sono state sviluppate per predire detto flusso di calore. À titolo esemplificativo viene adottata la formula ricavata dall'autore sulla base della correlazione dei risultati teorici e sperimentali [10].

$$q_C = \operatorname{Cost}_C \left(\sqrt{\frac{M}{Re_R}} \right)_{\infty}^{\frac{1}{2}} \varrho_{\infty} V^{3}_{\infty}$$
 (26)

una determinata azione aerodina- esprimendo la densità ρ_{∞} in Kg mica o termica nei due regimi m⁻³, la velocità V_{∞} in m sec⁻¹. estremi, è possibile determinare il il raggio R in m ed il flusso di calore q in Watt m⁻² risulta:

$$Cost_C = 1.737$$
.

Applicando il metodo precedentemente esposto si ottiene pertanto per il flusso di calore nel regime intermedio:

$$\tilde{q} = \bar{P} q_{\text{FM}} + (1 - \bar{P}) q_{\text{C}}.$$
 (27)

Per comodità di rappresentazione i flussi di calore vengono normalizzati rispetto al valore relativo al regime continuo ottenendo:

per il regime delle molecole libere:

$$q_{ ext{FM}}/q_C = C_8 \left(\sqrt{\frac{Re_R}{M}} \right)_{\infty}$$
 (28)

per il regime intermedio:

isulta:
$$Cost_{FM} = 1$$
.
Nel regime continuo il flusso di $q/q_c = \bar{P}\left(C_8\sqrt{\frac{Re_R}{M}} - 1\right) + 1$ (29)

per il regime continuo:

$$q_c/q_c = 1. (30)$$

I valori del flusso di calore normalizzati \tilde{q}/q_C relativi ai regimi intermedi, valutati in base alla (29) (tenendo conto della definizione della funzione di probabilità. P data dalla (23)) per diversi valori del parametro α, sono riportati in fig. 3 in funzione della variabile $\xi = Re/M$.

Si constata che, qualsiasi sia la formula definente la funzione di probabilità \bar{P} , risulta $q_{\rm FM} = q_C$ cioè $q_{\rm FM}/q_{\rm C}=1$ allorchè

$$\xi^* = \left(\frac{Re}{M}\right) = (\operatorname{Cost}_c)^3 \simeq 3$$

per valori di $\xi < \xi^*$

risulta
$$q_C > q_{
m FM}$$

cioè
$$q_{\rm FM}/q_{\rm C} < 1$$
;

per valori di
$$\xi > \xi^*$$

risulta $q_C < q_{\rm FM}$

cioè
$$q_{\rm FM}/q_C > 1$$
.

Risultando il flusso di calore nei regimi intermedi una combinazione lineare dei flussi di calore nei regimi estremi (27 e 29), si constata facilmente che qualunque sia la formula definente la funzione di probabilità \bar{P} :

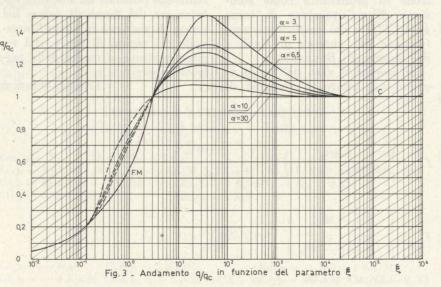
per valori di
$$\xi < \xi^*$$
risulta $q_{\rm FM} < q < q_C$
cioè $q_{\rm FM}/q_C < \tilde{q}/q_C < 1$;

per valori di $\xi > \xi^*$
risulta $q_{\rm FM} > \tilde{q} > q_C$

cioè $q_{\rm FM}/q_C > \tilde{q}/q_C > 1$

mentre la seconda conclusione rispecchia le previsioni teoriche [11, 12, 13, 14] confermate dai risultati sperimentali [12 e 15] la prima conclusione non è ammissibile dal punto di vista fisico essendo gem il massimo flusso di calore che può investire una superficie; pertanto si assume per $\xi < \xi^*$ che il flusso di calore sia definito in base alla (28) relativa al regime delle molecole libere.

Numerose teorie sono state sviluppate per determinare il flusso di calore nel punto di ristagno nei regimi intermedi; i risultati di Cheng [11], Ferri, Zakkay, Ting [12], Kao [13], Goldberg e Scala [14] trasformati in termini della



variabile ξ sono riportati in fig. 4 e confrontati con i dati sperimentali di Ferri, Zakkay, Ting [12] e Ferri e Zakkay [15].

Solamente la teoria di Cheng prevede un andamento con un massimo nel rapporto q/q_C ; essa fornisce però previsioni inferiori ai risultati sperimentali; le altre teorie che non coprono l'intero intervallo $\xi^* < \xi < \xi_C$ indicano un aumento monotonico di q/q_C al decrescere di ξ e danno risultati fra di loro comparabili ed in accordo con i dati sperimentali di Ferri [15].

Nella stessa fig. 4 viene riportata la curva ottenuta con il presente metodo assumendo $\alpha = 6.5$; tale curva presenta un andamento simile a quello della teoria di Cheng [11] ma correla i risultati sperimentali anche a bassi valori di & prossimi a ξ^* , in modo molto più soddisfacente presentando un massimo di \tilde{q}/q_C pari a 1,27 per $\xi \simeq 40$ e fornendo per $\xi > 40$ un andamento simile alle altre previsioni teoriche.

Conclusioni.

La complessa valutazione delle azioni aerodinamiche e termiche nei « regimi intermedi » esistenti fra il regime continuo e quello delle molecole libere (regimi estremi), viene ricondotta, in virtù del metodo esposto, alla valutazione di gran lunga più semplice dalle azioni nei due regimi estremi.

Ogni azione aerotermodinamica viene assunta somma delle azioni esperimentate a livello molecolare dalle singole molecole le quali singolarmente si comportano in uno dei due modi caratteristici dei regimi estremi, contribuendo al valore globale in relazione ad una assegnata funzione di probabilità \bar{P} che assume il valore $\bar{P} = 1$ per il regime delle molecole libere (tutte le molecole urtano direttamente la superficie del corpo senza aver urtato in precedenza altre molecole portanti tracce di urti con il corpo stesso) ed il valore $\bar{P} = 0$ per il regime continuo f (nessuna molecola urta la superficie del corpo senza aver prima urtato altre molecole dello strato limite).

La funzione di probabilità \bar{P} è stata determinata in modo che sulle effettive frontiere dei regimi estremi le funzioni definenti le

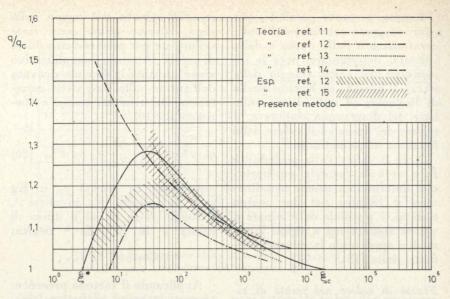


Fig. 4 - Confronto previsioni teoriche - dati sperimentali.

azioni aerotermodinamiche e le loro derivate prime assumano valori tali da garantire il raccordo con le condizioni relative ai regimi estremi; tale funzione congloba nella sua definizione un parametro α che permette una più accurata correlazione dei risultati sperimentali e delle previsioni teoriche più complesse.

La funzione di probabilità è stata assunta dipendere monotonicamente dal grado di rarefazione del fluido caratterizzato dal numero di Knudsen: risultando il numero di Knudsen definito in due modi differenti nei due regimi estremi, si è applicato innanzitutto al numero di Knudsen stesso la relazione semiempirica definente le azioni nei regimi intermedi (15) ottendo in ultima analisi la funzione di probabilità come soluzione di un'equazione di terzo grado (21) i cui coefficienti sono del numero di Reynolds.

Solamente il caso del flusso di lecole libere. calore nel punto di ristagno di

una sfera è stato analizzato in dettaglio per illustrare il metodo proposto che si applica a qualsiasi azione aerotermodinamica ed a tutte le forme geometriche di interesse per le quali siano note le espressioni definenti le azioni nei regimi intermedi.

In suddetto caso si è riscontrato che i coefficienti dell'equazione definenti la funzione di probabilità dipendono solamente dal parametro $\xi = (Re/M)_{\infty}$ il che ha reso possibile una rappresentazione semplificata dei risultati ottenibili con il presente metodo.

L'analisi dei risultati sperimentali e delle più complesse previsioni teoriche relativi al flusso di calore a bassi numeri di Revnolds ha permesso la determinazione del valore del parametro α ($\alpha = 6.5$), rendendo possibile un'accurata valutazione del flusso di calore nel punto di ristagno in tutto l'interfunzione del numero di Mach e vallo dei regimi di flusso, dal regime continuo a quello delle mo-

Ernesto Vallerani

APPENDICE: FORMULE E COSTANTI

$$f = \left\{ \left(\frac{2\gamma M^2_{\infty}}{2\gamma M^2_{\infty} - (\gamma - 1)} \right) \left(\frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2_{\infty}}{\frac{\gamma - 1}{2} M^2_{\infty}} \right)^{-(1 + \omega)} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$g = \left\{ \frac{\frac{\gamma - 1}{2} M^2_{\infty}}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2_{\infty}} \right\}^{\frac{1 + \omega}{2}}$$

$$C_1 = 1,255 \sqrt{\gamma} = 1,485$$

$$C_{2} = \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{3}{8} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{2\gamma}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{\gamma - 1}{2} \right)^{\frac{\omega + 1}{2}} \right\} = 0,1769$$

$$C_{3} = \left(\frac{\gamma - 1}{2} \right)^{\frac{\omega + 1}{2}} = 0,276$$

$$C_{4} = C_{1}/C_{2} = 8,388$$

$$C_{5} = C_{1}/C_{3} = 5,757$$

$$C_{6} = C_{4} \left(M\frac{1}{2} - \omega f \right) = 6,081$$

 $K_{20} = K_6 K_{10} = 0.002$

 $a_S(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty} (Ka_S)_n \, \xi^{n/2}$ SFERA

= 1.140

 $K_{19} = K_9 K_{10}$

$$(Ka_s)_0 = K_{2^2} \ (Ka_s)_1 = -K_{15} \ (Ka_s)_2 = 1 - 2 K_{14} + K_{6^2} \ (Ka_s)_3 = 4 K_{12} \ (Ka_s)_4 = K_{1^2} - 2 K_{16} \ (Ka_s)_5 = -2 K_{13} \ (Ka_s)_6 = K_{5^2}$$

$$b_s(\xi) = \sum_{n=0}^{6} (Kb_s)_n \, \xi^{n/2}$$

$$c_{\scriptscriptstyle \mathcal{S}}(\xi, \alpha) = \alpha \, \xi \sum_{n=0}^2 (Kc\alpha_{\scriptscriptstyle \mathcal{S}})_n \, \xi^n + \sum_{n=0}^6 (Kc_{\scriptscriptstyle \mathcal{S}})_n \, \xi^{n/2}$$

$$\begin{array}{llll} (Kc\alpha_s)_0 = K_8 & (Kc\alpha_s)_1 = -2\ K_4 & (Kc\alpha_s)_2 = K_7 \\ (Kc_s)_0 = K_2^2 & (Kc_s)_1 = -6\ K_{15} + 2\ K_2 & (Kc_s)_2 = 3\ K_6^2 - 6\ K_{14} - 2\ K_6 \\ (Kc_s)_3 = 12\ K_{12} - 2\ K_1 & (Kc_s)_4 = 3\ K_1^2 - 6\ K_{16} + 2\ K_5 & (Kc_s)_5 = -6\ K_{13} \\ (Kc_s)_6 = 3\ K_5^2 & \end{array}$$

$$d_{s}(\xi) = \sum_{n=0}^{6} (Kd_{s})_{n} \xi^{n/2}$$

$$(Kd_s)_0 = -K_2^2 \qquad (Kd_s)_1 = 2 K_{15} \qquad (Kd_s)_2 = -K_6^2 + 2 K_{14} \ (Kd_s)_3 = -4 K_{12} \qquad (Kd_s)_4 = -K_1^2 + 2 K_{16} \qquad (Kd_s)_5 = 2 K_{13} \qquad (Kd_s)_6 = -K_5$$

LASTRA
$$a_L\left(\xi,M\right) = \sum_{n=0}^{6} (Ka_L)_n \, \xi^{n/2}$$

$$(Ka_L)_0=K^2_{10}/M^2 \qquad (Ka_L)_1=-K_{20}/M \qquad (Ka_L)_2=1-2\ K_{19}/M+K_6^2 \ (Ka_L)_3=4\ K_{17}/M \qquad (Ka_L)_4=K_9^2/M^2-2\ K_{16} \qquad (Ka_L)_5=-2\ K_{18}/M \ (Ka_L)_6=K_5^2$$

$$b_L(\xi, M) = \sum_{n=0}^{6} (Kb_L)_n \, \xi^{n/2}$$

$$\begin{array}{lll} (Kb_L)_0\!=\!-3K^2_{10}/M^2 & (Kb_L)_1\!=\!6K_{20}/M\!-\!4K_{10}/M & (Kb_L)_2\!=\!6K_{19}/M\!-\!3K_6^2\!+\!4K_6\!-\!1\\ (Kb_L)_3\!=\!-12\ K_{17}/M + 4\ K_9/M & (Kb_L)_4\!=\!6\ K_{16}-3\ K_9^2/M^2-4\ K_5\\ (Kb_L)_5\!=\!6\ K_{18}/M & (Kb_L)_6\!=\!-3\ K_5 \end{array}$$

$$c_L\left(\xi,M,lpha
ight)=lpha\,\xi\sum\limits_{n=0}^2(Kclpha_L)_n\,\xi^n+\sum\limits_{n=0}^6(Kc_L)_n\,\xi^{n/2}$$

$$\begin{array}{llll} (Kc\alpha_L)_0 = K_8 & (Kc\alpha_L)_1 = -2\ K_4 & (Kc\alpha_L)_2 = K_7 \\ (Kc_L)_0 = K_{10}^2/M^2 & (Kc_L)_1 = -6\ K_{20}/M + 2\ K_{13}/M & (Kc_L)_2 = 3\ K_6^2 - 6K_{19}/M - 2K_6 \\ (Kc_L)_3 = 12\ K_{17}/M - 2\ K_9/M & (Kc_L)_4 = 3\ K_9^2/M^2 - 6\ K_{16} + 2\ K_5 \\ (Kc_L)_5 = -6\ K_{18}/M & (Kc_L)_6 = 3\ K_5^2 \end{array}$$

$$d_L\left({arxeta,M}
ight) = \sum\limits_n^6 {\left({Kd_L }
ight)_n {arxeta ^{n/2}}}$$

$$(Kd_L)_0 = -K_{10}^2 \qquad (Kd_L)_1 = 2\ K_{20}/M \qquad (Kd_L)_2 = -K_{6}^2 + 2\ K_{19}/M \ (Kd_L)_3 = -4\ K_{17}/M \quad (Kd_L)_4 = -K_{9}^2/M^2 + 2\ K_{16} \quad (Kd_L)_5 = 2K_{16}/M \quad (Kd_L)_6 = -K_{5}^2$$

BIBLIOGRAFIA

- [1] TSIEN, Superaerodynamics, Mechanics of Rarified Gases, « J. Aeron. Sc. », Dec. 46.
- [2] HAYES and PROBSTEIN, Hypersonic Flow Theory, « Acad. Press. ».
- [3] SCHAAF and CAMBRÉ, Flow of Rarified Gases, « Sec. H. », Vol. 3, Prin-
- [4] Cox and CRABTREE, Elements of Hypersonic Aerodynamics, « University Press ».
- [5] Moore, Hypersonic Boundary Layer Theory, « Sec. E. », Vol. 4, Prince-
- [6] REEVES, VAN CAMP, Aerodynamic Heating in Slip, Intermediate Free Molecule Flow Regimes, « J. Aeron. Sc. », Dec. 59.
- [7] MARTINO, Heat Transfer in Slip Flow, « Inst. Aerophysics Univ. », Toronto UTIA Rep. 35, 1945.
- [8] BLICK, Aerodynamic Coefficients in the Slip and Transition Regime, « AIAA », Vol. 1, n. 11, 1963.
- [9] Eckert, Survey of Boundary Layer Heat Transfer, « WADC TR 59-624 ».
- [10] VALLERANI, Rassegna dei metodi per la determinazione del flusso di calore incidente nel punto di ristagno di una sfera in regime supersonico (in corso di pubblicazione).
- [11] CHENG, The Blunt Body Problem in Hypersonic Flows at Low Reynolds Numbers, « CAL-AF 1285-A-10 ».
- [12] FERRI, ZAKKAY, TING, Blunt Body Heat Transfer at Hypersonic Speed and Low Reynolds Numbers, « J. Aeron. Sc. », Dec. 61.
- [13] KAO, Hypersonic Viscous Flow Near the Stagnation Point of a Blunt Body, « AIAA », Nov. 64).
- [14] GOLDBERG, SCALA, Mass Transfer in the Low Reynolds Number Viscous Layer Around the forward Region of a Hypersonic Vehicle, « General Electric Reprint 348 ».
- [15] FERRI e ZAKKAY, Measurements of Stagnation Point Heat Transfer at Low Reynolds Numbers, « J. Aeron. Sc. », July 1962.

INFORMAZIONI

Le giornate del precompresso 1969 a Palermo

zione Nazionale Italiana Cemento Armato Precompresso, si sono tenute a Palermo dal 10 al 12 ottobre le « Giornate del Precompresso », che con frequenza biennale riuniscono gli specialisti di questo settore.

I temi del convegno erano i seguenti:

a) problemi di Normativa;

b) nuove soluzioni strutturali in cemento armato precompresso.

Per il primo tema è stato relatore il Prof. Îng. Franco Levi del Politecnico di Torino che ha esaminato i recenti orientamenti in campo mondiale nel settore delle Norme di calcolo, con particolare riguardo alle proposte del Comitato misto FIP-CEB (Fédération Internationale de La Précontrainte - Comité Européen du Bé-

I nuovi criteri sono basati su concetti probabilistici della sicurezza e sui dati dell'analisi statistica delle caratteristiche dei materiali. Alcuni di questi criteri sono già stati accolti dalla normativa italiana: ad esempio nella Circolare n. 5226 del Ministero dei Lavori Pubblici sulle caratteristiche degli acciai ad aderenza migliorata.

Per il secondo tema è stato relatore il Prof. Ing. Riccardo Baldacci dell'Università di Genova, che ha illustrato un'ampia sintesi delle più significative opere progettate e costruite in precompresso nel corso degli ultimi anni. Non è qui possibile riassumere tutti gli indirizzi seguiti dai progettisti nelle più recenti realizzazioni: si può comunque rilevare come la separazione tra cemento armato ordinario e precompresso stia divenendo sempre meno netta, specie nelle grandi opere, in quanto l'uso di strutture miste o parzialmente precompresse si sta diffondendo rispetto alle soluzioni tutte in c.a. ordinario o tutte in c.a.p.

L'esposizione del Prof. Baldacci è stata integrata da numerose diapositive e da film. Si può altresì considerare un complemento di questa relazione generale il volume di Federico Zago, dell'Istituto di Scienza delle Costruzioni di Venezia, «Il cemento armato precompresso in architettura », campi sia delle temperature e pressioni distribuito ai convenuti, che illustra quarantadue esempi di opere italiane e straniere, scelti fra i più significativi.

Secondo la tradizione, alle Giornate erano presenti autorevoli esperti stranieri, due dei quali hanno presentato interessanti memorie. Il Prof. J. Courbon. Direttore tecnico della « Société de Grands Travaux de Marseille », ha esposto alcune recenti realizzazioni francesi, su cui ci soffermeremo brevemente. La via sperimentale dell'« Aérotrain Bertin » costruita presso Orléans. costituisce un esempio di struttura ri- si notano nuovi esercizi numerici e ben

Organizzate dall'ANICAP, Associa- chiedente tolleranze assai severe: le travate, di luce 20 metri, devono costituire un piano pressochè perfetto per l'aerotreno a cuscino d'aria e pertanto la tolleranza di rettilineità per ciascuna trave di 20 m è di 10 mm, tenuto conto di tutti i fattori (costruttivi, frecce per peso proprio e sovraccarichi, effetti lenti ecc.). Le travate precompresse sono solidarizzate a costituire travi continue lunghe 120 metri, appoggiate su apparecchi in neoprene di spessore variabile a seconda della posizione della pila.

M. Courbon ha successivamente descritto i viadotti dell'autostrada A 53 presso la frontiera italiana, costruiti con un sistema di centine mobili di concezione originale, la porta del bacino di carenaggio di St. Nazaire ed il Viadotto des deux Amants sull'autostrada presso Lione.

L'altro ospite straniero, il Dott. Ing. Georg Kern della Dyckeroff e Widmann KG di Monaco di Baviera ha illustrato numerose realizzazioni dell'Impresa Dywidag premettendo che è stato messo a punto un tipo di barra che comporta una filettatura realizzata in sede di laminazione in modo che può essere direttamente impiegata senza le precedenti necessarie operazioni di rullatura e filettatura.

Dopo alcune osservazioni su problemi di durevolezza e su fenomeni di corrosione, sono stati esposti i risultati di interessanti esperienze sull'effetto del fuoco su travi precompresse, svolte al Politecnico di Braunschweig,

da cui è risultato che il gradiente di riscaldamento era di circa 5 °C per minuto e che, a seconda della forma della trave e dello spessore del ricoprimento, il collasso avviene dopo periodi di tempo compresi tra 30 e 120 minuti.

Sono state poi illustrate numerose opere, tra cui vari ponti realizzati con il classico sistema a sbalzo.

È seguita una conferenza a cura dell'AICA, concernente gli impieghi strutturali dei calcestruzzi leggeri, con interventi degli Ingegneri Buzzi, Giovannini, Zorzi, Frizzi e Fumagalli. L'argomento è di vasto interesse e concerne quei calcestruzzi con densità tra 1600 e 1800 kg/m3, realizzati con inerti costituiti da granuli di argilla espansa o simili e che riescano a raggiungere resistenze meccaniche assai elevate e prossime a quelle massime dei calcestruzzi normali.

Le difficoltà per l'impiego di tali calcestruzzi risiedono non tanto nel maggior costo dell'inerte, che può essere compensato largamente dal diminuito peso proprio della struttura, quanto nella maggiore entità delle deformazioni sia elastiche (per effetto di un più basso modulo E) sia di ritiro e di fluage.

Comunque l'argomento è di viva attualità sia in Italia che all'estero ed i calcestruzzi leggeri hanno ormai raggiunto una diffusione notevole: nel campo del precompresso è stato segnalato dall'Ing. Kern un ponte a sbalzo con calcestruzzo leggero presso Hermannswerg.

Le « Giornate », presiedute dal Prof. Fuxa, sono state completate dall'Assemblea dell'ANICAP, nel corso della quale sono state presentate le relazioni della Commissione Norme, a cura del Prof. Carlo Cestelli Guidi, Presidente dell'ANICAP, e della Commissione « Tubazioni in c.a.p. » a cura del Prof. Mongiardini.

Ugo Rossetti

RECENSIONI

P. E. BRUNELLI-C. CODEGONE: Corso di Fisica Tecnica - Vol. I - Termodinamica - 7ª ediz. - pag. 517, fig. 236 -Vol. V - Acustica Architettonica -3a ediz. - pag. 150, fig. 84 - Ed. Giorgio. Torino 1969.

Nel primo di questi volumi sono state notevolmente ampliate le tabelle numeriche con dati termodinamici recenti nei molto basse, sia di quelle elevate (per il vapor d'acqua fino a 1000 bar e 800 °C); sono state inoltre aggiunte trattazioni riguardanti i cicli rigenerativi degli impianti a vapore, la funzione termodinamica detta « exergia », la termodinamica dei « plasmi ». Alle 5 tavole fuori testo della precedente edizione è stata aggiunta quella riguardante le proprietà termodinamiche dell'elio fino alle temperature prossime allo zero assoluto.

Nel volume di Acustica Architettonica

4 nuove appendici; di esse la prima riguarda la valutazione del potere fonoisolante delle pareti, la seconda le sensazioni di rumore, la terza, a cura di V. Ferro, prove di riverberazione in grandi aule, la quarta, a cura di A. SAC-CHI, descrive le disposizioni sperimentali per le principali determinazioni Anche a queste rinnovate edizioni di

un'opera molto conosciuta è da augurare diffusione negli ambienti tecnici in-

G:OVANNI BRINO: « Il mito del ricupero della tradizione » - Edizioni Ouaderni di Studio dell'Istituto di Elementi di Architettura e Rilievo dei Monumenti del Politecnico di Torino, dicembre

Non a caso abbiamo preso in mano questo volume, che ha già qualche mese di vita: esso rappresenta una prima proposizione di un discorso più lungo e articolato, che si è svolto durante un semestre, che ha dei precedenti interessanti e che speriamo sia destinato ancora a continuare.

Molti di noi ricordano due importanti convegni sull'architettura montana, che ebbero inizio a Bardonecchia nel 1952 e che furono recensiti da Atti e Rassegna Tecnica, a suo tempo. Essi diedero luogo alla costituzione di un Istituto di Architettura Montana, con sede al Castello del Valentino.

L'iniziativa non ebbe seguito, dopo un primo promettente avvio, perchè altri interessi erano subentrati, perchè la speculazione s'era impadronita di molti centri alpini, intervenendo in modo massiccio e trasformandoli brutalmente in pochi anni, perchè nelle convinzioni espresse durante i convegni citati incominciarono a insinuarsi dei dubbi, che determinarono non poche pause di ripensamento. Infatti il revival delle forme dialettali, tipiche di ogni vallata alpina, che sembrava d'obbligo adottare appena si progettava una costruzione in montagna, anche se questa nel suo interno si presentava del tutto simile, come uso e destinazione, a un condominio della periferia cittadina, e l'impedire la nascita di grosse costruzioni, per « salvare il paesaggio », che sembrava il compito più importante delle amministrazioni locali, alla luce della realizzazione d'importanti complessi stranieri, nati omogenei e compatti in zone prescelte per la loro favorevole posizione ai fini degli sport invernali, non sembravano essere più dei principi da difendere con la sicurezza con la quale erano stati espressi in quei convegni.

L'autore del volume, che recensiamo, dopo aver tracciato un preciso panorama dei precedenti storico-critici del problema, individua acutamente tutta una fauna di sottobosco d'idee poco chiare e di proposizioni assiomatiche non fondate, che hanno retto non solo il comportamento dei difensori occasionali e romantici del paesaggio montano, ma anche alcuni progettisti di grido, universalmente apprezzati, quando hanno affrontato il problema di realizzare delle architetture in montagna.

Il Brino porta una vasta documentazione fotografica al riguardo, tratta da numerosi libri e riviste: essa parte al Viollet-le-Duc e, percorrendo man mano i decenni, arriva ai giorni nostri. Il quaderno, realizzato con mezzi semplici, come strumento d'informazione. ha una veste tipografica dimessa e illustrazioni destinate più a operare come richiami di memoria che come documentazione particolareggiata. Esso è tuttavia ricco di molte e precise notizie, di proposizioni critiche asciutte e per nulla indulgenti verso quel sentimentalismo che s'intenerisce sulla espressione di forme spontanee nelle montagne, dovute alla povertà degli uomini e dei materiali disponibili, all'ansia e all'angoscia di generazioni di valligiani impegnati in dura lotta per la loro sopravvivenza in un ambiente difficile e a loro ostile

secondo noi, anche più importante, sta appunto nell'azione condotta per mettere a nudo la manipolazione di tale sentimento diffuso, ma superficiale, trasformandolo in un atto commerciale del quale la speculazione si serve come istrumento per facilitare l'esito dei propri prodotti con l'aiuto di amministrazioni comunali egualmente compiaciute, forse in buona fede, di aver « salvaguardato l'ambiente », prescrivendo l'impiego dei materiali tipici dell'architettura dialettale montana in veste del tutto epidermica.

Se in Italia questo comportamento è consueto, ma frantumato in una miriade di episodi, negli Stati Uniti esso è diventato un potente mezzo per l'azione di forze commerciali e industriali impegnate, come altre, più importanti, nel manipolare e far rientrare in un sistema produttivo convenzionale dei sentimenti largamente diffusi allo stato grezzo, sia in un mondo conformista, legato, come s'è detto, a sentimenti di nostalgie romantiche, sia in uno vagamente ribelle e contestatore, pieni entrambi di velleità di evasione.

Nel febbraio scorso, per iniziativa del Rotary Club di Susa e della Valle di Susa, si tenne al Sestriere un rinnovato convegno sull'architettura montana al quale parteciparono una sessantina di esperti e di cultori di tali problemi. Furono presentate le seguenti relazioni. tutte piene d'interesse: « Le valli e i villaggi montani come patrimonio culturale » di G. Vigliano; «L'architettura rurale nell'ambiente alpino » di G. Brino, in collaborazione con B. Bousquet della Facoltà di Geografia di Nantes: « Il nuovo piano regolatore generale del Sestriere » di C. Bertolotti; « Problemi urbanistici organizzativi delle stazioni invernali » di A. Romano: «L'urbanistica nello sviluppo turistico sportivo nelle regioni montane » di S. Nicola.

Il dibattito, che ne seguì, mise in luce il superamento di molte delle proposizioni, che erano state formulate nelle prime manifestazioni, e condusse alla rifondazione, vera e propria, dopo quindici anni, dell'Istituto di Ingegneria e di Architettura Montana, che venne anpoggiato, per la sua vita, al Salone della Montagna.

E. P.

REGOLAMENTAZIONE TECNICA

NUOVE UNIFICAZIONI (pubblicate dal 1º luglio al 30 settembre 1969)

C.D. 543.3 - Metodi di analisi chimica.

UNI 6503-69: Metodi di analisi chimica - Determinazione dell'acqua con il metodo di Karl Fischer (fascicolo unico di 8 tabelle).

C.D. 621.643.2 - Tubi.

UNI 6507-69: Tubi di rame senza saldatura per impianti idro-termo-sanitari - Dimensioni, prescrizioni e prove (fascicolo unico di 3 tabelle).

C.D. 621.882.3 - Dadi.

UNI 5721-69: Dadi esagonali ciechi con calotta sferica - Filettatura metrica ISO a passo grosso e a passo fine - Categoria A.

C.D. 621.941 - Tornitura - Torni.

UNI 6515-69: Piattaforme da tornio a bloccaggio autocentrante azionato da tirante centrale, a tre griffe riportabili (fascicolo unico di 3 tabelle).

C.D. 655.225 - Correzione - Segni di

UNI 5041-69: Correzione delle bozze da stampa (fascicolo unico di 5 ta-

C.D. 656.35 - Funicolari aeree.

UNI 6452-69: Funicolari aeree - Seggiola monoposto per seggiovie - Dimensioni, caratteristiche e prove (fascicolo unico di 3 tabelle).

C.D. 666.15 - Vetro in lastre.

UNI 6486-69: Vetro piano - Vetro lu-La parte più polemica del volume, e, cido (fascicolo unico di 6 tabelle).

UNI 6487-69: Idem - Cristallo lustro (fascicolo unico di 6 tabelle).

C.D. 669 : 620.18 - Metallografia.

UNI 2957-69: Scale di immagine e formati nella fotomacrografia metallo-

C.D. 669.1: 543 - Analisi chimica dei materiali ferrosi.

UNI 6453-69: Analisi chimica dei materiali ferrosi - Campionamento (sostituisce UNI 3345) (fascicolo unico di 2 tabelle)

UNI 6454-69: Idem - Determinazione del carbonio totale negli acciai e nelle ghise - Metodo gravimetrico mediante combustione in corrente di ossigeno (Sostituisce UNI 3187) (fascicolo unico di 3 tabelle).

UNI 6455-69: Idem - Metodo gas-volumetrico mediante combustione in corrente di ossigeno (Sostituisce UNI 3188 e UNI 3189) (fascicolo unico di 6 tahelle).

UNI 6456-69: Idem - Determinazione del carbonio di tempra e della grafite negli acciai e nelle ghise - Metodi gravimetrico e gas-volumetrico mediante combustione in corrente di ossigeno (Sostituisce UNI 3190) (fascicolo unico

UNI 6457-69: Idem - Determinazione del silicio totale negli acciai e nelle ghise - Metodo gravimetrico (Sostituisce UNI 3179) (fascicolo unico di 3 tabelle).

UNI 6458-69: Idem - Determinazione del silicio negli acciai e nelle ghise -Metodo spettrofotometrico (fascicolo unico di 4 tabelle).

UNI 6459-69: Idem - Determinazione del fosforo negli acciai e nelle ghise -Metodo alcalimetrico (Sostituisce UNI 3181) (fascicolo unico di 5 tabelle).

UNI 6460-69: Idem - Determinazione dello zolfo negli acciai e nelle ghise -Metodo mediante combustione in corrente di ossigeno (Sostituisce UNI 3184) (fascicolo unico di 7 tabelle).

C.D. 669.1: 620.17 - Prove meccaniche dei materiali ferrosi.

UNI 551-69: Prove meccaniche dei materiali ferrosi - Prelievo e preparazione dei saggi e delle provette (fascicolo unico di 3 tabelle).

UNI 4713-69: Idem - Prova di resilienza per l'acciaio - Prova di rottura a flessione per urto su provetta a due appoggi con intaglio a V (fascicolo unico di 3 tabelle).

UNI 4714-69: Prove meccaniche dei materiali ferrosi - Prove di resilienza per l'acciaio, a temperature minori di quella ambiente.

UNI 4792-69: Determinazione della durezza superficiale dei cilindri di acciaio rettificati, per laminatoi.

UNI 5111-69: Prove meccaniche dei materiali ferrosi - Prova di scorrimento a temperature elevate per l'acciaio (fascicolo unico di 7 tabelle).

C.D. 669.13 - Ghisa.

UNI 3779-69: Ghisa malleabile per getti - Qualità, prescrizioni e prove (fascicolo unico di 4 tabelle).

UNI 5007-69: Ghisa grigia per getti -Qualità, prescrizioni e prove (fascicolo unico di 5 tabelle).

UNI 5330-69: Ghisa grigia non legata per getti colati in sabbia, per impieghi automobilistici - Qualità, prescrizioni e prove (fascicolo unico di 3 tabelle).

C.D. 669.4/.5 - Piombo - Zinco.

UNI 6450-69: Laminati di piombo -Dimensioni, tolleranze e masse (fascicolo unico di 2 tabelle).

C.D. 669.716.9 - Ossidazione anodica alluminio e sue leghe.

UNI 6500-69: Rivestimenti per ossidazione anodica dell'alluminio e delle sue leghe - Misura dello spessore degli strati mediante microscopio a sezione ottica (fascicolo unico di 2 tabelle).

C.D. 674-419 - Prodotti di legno a strati.

UNI 6467-69: Pannelli di legno compensato e paniforti - Termini e definizioni (Sostituisce UNI 4087) (fascicolo unico di 4 tabelle).

UNI 6468-69: Idem - Difetti (Sostituisce UNI 4088) (fascicolo unico di 5 tabelle).

UNI 6469-69: Idem - Composizione, caratteristiche e classificazione (Sostituisce UNI 4367 e 4368) (fascicolo unico di 8 tabelle).

UNI 6470-69: Idem - Dimensioni, tolleranze e designazione (Sostituisce UNI 4089) (fascicolo unico di 3 tabelle).

UNI 6471-69: Idem - Classificazione secondo l'impiego.

UNI 6472-69: Idem - Timbratura od etichettatura dei pannelli e dei loro campioni commerciali

UNI 6473-69: Pannelli di legno compensato e paniforti - Esame delle caratteristiche, generalità sulle prove (Sostituisce UNI 2641 e UNI 2642) (fascicolo unico di 2 tabelle).

UNI 6474-69: Idem - Determinazione del peso specifico (Sostituisce UNI 2644).

UNI 6475-69: Idem - Determinazione dell'umidità (Sostituisce UNI 2643).

UNI 6476-69: Idem - Determinazione del grado d'incollaggio (Sostituisce UNI 2645) (fascicolo unico di 14 tabelle).

UNI 6477-69: Pannelli di legno compensato - Determinazione della resistenza allo scorrimento (Sostituisce UNI 2648) (fascicolo unico di 2 tabelle).

UNI 6478-69: Pannelli di legno compensato e paniforti - Requisiti d'incol-

UNI 6479-69: Idem - Prova di resistenza alle muffe.

UNI 6480-69: Pannelli di legno compensato - Prova di trazione (Sostituisce UNI 2646).

UNI 6481-69: Pannelli di legno compensato e paniforti - Prova di flessione statica e determinazione del modulo di elasticità (fascicolo unico di 2 tabelle).

UNI 6482-69: Pannelli di legno compensato - Prova di impatto (fascicolo unico di 2 tabelle).

UNI 6483-69: Idem - Prova di piegamento (Sostituisce UNI 2647).

C.D. 678.07 - Prodotti di elastomeri.

UNI 6451-69: Elastomeri: Prodotti finiti - Tubi flessibili da 5 a 51 mm di diametro interno con inserzione di filo metallico per comandi idraulici (fascicolo unico di 6 tabelle).

C.D. 697 - Riscaldamento, ventilazione, refrigerazione, condizionamento del-

UNI 6501-69: Stufe a combustibile minerale solido a fuoco continuo - Termini, definizioni e classificazione (fascicolo unico di 7 tabelle).

UNI 6502-69: Idem - Caratteristiche costruttive e prove di collaudo (fascicolo unico di 9 tabelle).

UNI 6514-69: Corpi scaldanti alimentati ad acqua calda od a vapore a bassa pressione - Prova termica (fascicolo unico di 6 tabelle).

C.D. 771.6 - Analisi chimica materiale fotografico.

UNI 6488-69: Determinazione del tiosolfato nelle pellicole e nelle lastre fotografiche dopo trattamento (fascicolo unico di 3 tabelle).

UNI 6489-69: Determinazione del tiosolfato e del tetrationato nelle carte fotografiche dopo trattamento (fascicolo unico di 3 tabelle).

UNI 6490-69: Solfito di sodio di qualità fotografica - Caratteristiche e prove (fascicolo unico di 2 tabelle).

UNI 6491-69: Tiosolfato di sodio in cristalli di qualità fotografica - Caratteristiche e prove (fascicolo unico di 2

C.D. 778.5 - Cinematografia.

UNI 6492-69: Posizione dell'emulsione e della pista sonora nei proiettori per pellicole sonore di 35 mm.

UNI 6493-69: Posizione dell'emulsione e della pista sonora nei proiettori per proiezione diretta per pellicole mute e onore di 16 mm.

UNI 6494-69: Posizione dell'emulsione e della pista sonora nelle cinecamere per pellicole mute e sonore di 16 mm.

UNI 6495-69: Posizione dell'emulsione nelle cinecamere per pellicole mute da

UNI 6496-69: Posizione dell'emulsione nei proiettori per proiezione diretta di pellicole mute di 8 mm.

UNI 6497-69: Dimensioni e posizione dell'immagine sulla pellicola nelle cinecamere e dell'immagine proiettata, per pellicole da 8 mm (fascicolo unico di

UNI 6498-69: Allargamento massimo della finestra del proiettore per proiezione senza anamorfosi della pellicola di 35 mm.

UNI 6499-69: Dimensioni e posizione dell'immagine proiettata per pellicole di 16 mm.

Milano, 1969.10.07

Gruppi di unificazione di prossima pubblicazione:

1. Attrezzi per fissare.

2. Vetrazione in opere edilizie.

3. Prodotti di fibre di vetro - Prove.

4. Analisi chimica dei materiali ferrosi e non ferrosi. 5. Opere di conglomerato cementizio.

6. Classificazione saldatori elettrici.

7. Nasi di mandrino.

8. Linguette e chiavette.

9. Chiusure rapide manuali e pres-

10. Aerotermi: norme per il collaudo.

11. Containers (contenitori): terminologia.

Le norme qui sopra elencate si possono acquistare presso lo stesso Ente Nazionale Italiano di Unificazione - UNI 20123 Milano, Piazza A. Diaz, 2 - al prezzo di L. 200 (sconto 50 % per i Soci) per tabella più I.G.E.

Inoltre le unificazioni UNI si possono trovare a:

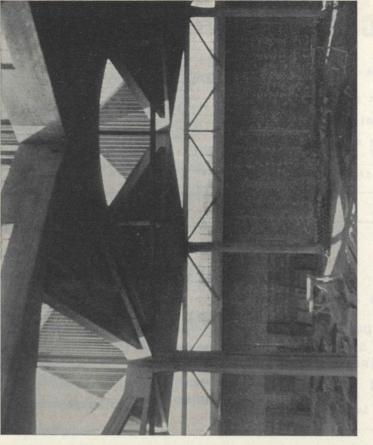
16121 GENOVA: presso l'UNAV - Ente di unificazione nel campo navale - Via Pammatone, 2 int. 26 - tel. 581 912

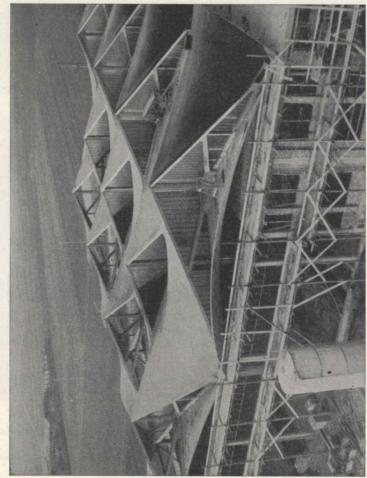
10128 TORINO: presso l'AMMA - Associazione Meccanici Metallurgici Affini - Via V. Vela, 17 - tel. 517 272.

Direttore responsabile: AUGUSTO CAVALLARI-MURAT

Autorizzazione Tribunale di Torino, n. 41 del 19 Giugno 1948

STAMPERIA ARTISTICA NAZIONALE - TORINO





4 S -0 Z ш Z 0 Z Z 4 4

di

14. I l m. 21 fra i pilastri capannone, c perimetrali. TRIAL pianta sulle ND Z RUZIOI iperbolico, a pia icali diagonali in ne paraboliche, s S O ш 0 ECIALI e a parabolo sti in piani formando v SP ш STRUTTUR sono dispost no sezionati f ÷.

ш 0 _ -0 -N 3 1 + S 0

ш

0

0

ervais S anni Giova Via 0 ORIN 0 B S

O

0



asfalt-c.c.p.

Strada di Settimo 6 - Tel. 24.11.00 - 24.10.86

COPERTURE IMPERMEABILI - MARCIAPIEDI - STRADE

ASFALTI COLATI E TAPPETI STRADALI COLORATI

PRODUZIONE, APPLICAZIONE E VENDITA DI ASFALTI A FREDDO GELBIT E GELBIPLAST

RECINZIONI PREFABBRICATE IN CEMENTO

BISACCO

di Dott. Ing. U. BISACCO & F.

Rivestimenti in legno per pareti e soffitti di ingressi e vani scala Serramenti e pareti divisorie

ARREDAMENTI

Telefono 346.125 - 10135 TORINO - Via Loano 2

DOTT. ING. VENANZIO LAUDI

IMPIANTI RAZIONALI TERMICI E IDRICO SANITARI

TORINO - VIA MADAMA CRISTINA 62 TELEF. DIREZIONE: 683.226 • TELEF. UFFICI: 682.210

ING. **PORZIO** ISIDOR

Via Bellini, 6

10121 TORINO

Tel. 530.537

Riscaldamenti moderni nei sistemi più perfezionati

IMPIANTI A NAFTA

Cucine economiche per famiglia, alberghi e comunità, impianti razionali sanitari e idraulici, lavanderie

CATELLA

MARMI • GRANITI • PIETRE

Cave proprie - Stabilimenti - Segherie

Torino-Via Montevecchio 27-29 - Tel. 545.720-537.720

SOCIETÀ INDUSTRIE ELETTRICHE TORINO

IMPIANTI elettrici antideflagranti - PROIETTORI LINEE trasporto energie - Centrali e cabine elettriche -IMPIANTI elettrici industriali e civili di ogni tipo

TORINO - VIA CHAMBERY 39 - TEL. 70.17.78-70.17.79 ROMA - VIA DEI CRISPOLTI 11 - TEL. 43.38.41 - 43.39.91

COPERTURE IMPERMEABILI

Impermeabilizzazioni e manti per tetti piani o curvi, cornicioni, terrazzi, sottotetti, fondazioni.

VIA MAROCHETTI 6. TORINO. TEL. 690.568

DITTA Zaglio Mario

TORINO - Via Monte di Pietà Nº 1 Tel. 546.029

Tutti i tipi di CEMENTO comuni e speciali, Nazionali ed Esteri CALCE di ogni qualità GESSI da forma e da Costruzioni

POMPE GABBIONETA S. p. A.

POMPE di PROCESSO

POMPE per DOWTHERM a 300 ÷ 400 °C

POMPE EBANITATE e GOMMATE

POMPE verticali immerse per METALLI. SALI fusi. ecc. a 500 ÷ 900 °C

POMPE per AMMONIACA ed UREA

POMPE per GAS LIQUIDI

POMPE per CELLULOSA e LIQUIDI DENSI

POMPE per LISCIVIO BISOLFITICO

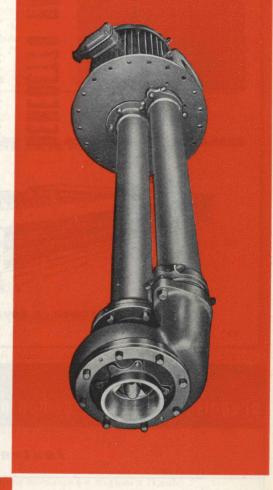
POMPE ad ELICA per SOLFATO AMMONICO

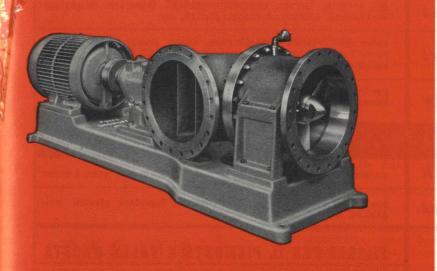
POMPE per ALTE PRESSIONI, per ALIMENTARE SERBATOI ELEVATI e per ACQUEDOTTI

AGITATORI - MESCOLATORI

MOLINI COLLOIDALI

NOLEGGI di IMPIANTI COMPLETI capaci di sollevare fino a parecchie migliaia di litri d'acqua al secondo





POMPE PER L'INDUSTRIA CHIMICA, AD ASSE ORIZZONTALE, AD ASSE VERTICALE IMMERSE ED ESTERNE, IN ACCIAIO INOX E LEGHE SPECIALI

STABILIMENTO IN SESTO S. GIOVANNI Telef. 2470.221/223/894 MILANO - Via Paisiello, 10 - Telefono 279.791

NELLO SCRIVERE AGLI INSERZIONISTI CITARE QUESTA RIVISTA V



TUTTI I TIPI DI CHIUSURE DI SICUREZZA, AVVOLGIBILI "CORAZZATA" RIDUCIBILI, RIPIEGABILI, SCORREVOLI A BILICO PER ABITAZIONI, NEGOZI, GARAGES, STABILIMENTI





SEDE E STABIL.: 10152 TORINO - C. NOVARA, 112 - TEL. 233.933 (5 linee)

prodotti di amianto-cemento	Eternit marchio depositato	
lastre	ondulate e piane per coperture, rivestimenti, soffittature, pan- nelli. isolamento elettrico e termoacustico, torri di refrigerazione, applicazioni speciali, ecc.	
tubi	per condotte forzate, acquedotti, gasdotti. fognature, irrigazione, ventilazione, scarichi, drenaggi, pluviali, ecc.	
prodotti diversi	prodotti diversi canne per impianti di ventilazione. cappe, camini, canne fum normali ed a tiraggio rinforzato, depuratori di fuliggine, pani canali e tubi portacavi, recipienti, vasi per fiori, ecc.	
traverse ferroviarie	per ferrovie principali e secondarie, metropolitane, raccordi e parchi ferroviari, binari industriali, binari speciali, ecc.	
prodotti di materia plastica		
lastre FILON	ondulate translucide di resine rinforzate con fibre di vetro e nailon	
tubi Eterplasi	per liquidi e gas in pressione, scarichi, fognature, pluviali, irri- gazione, ecc.	
£+	FILIALE PER IL PIEMONTE E VALLE D'AOSTA	
Sede in Genova Capitale Sociale L. 6.000,000,000 Int. versato	TORINO - uffici: C.so Matteotti, 28 - Telef. 51.08.81 - 52.09.61 depositi: Via Miglietti, 17 - Telef. 48.82.76 Via Monfalcone, 177 - Telef. 36.24.22 NOVARA - Viale Verdi, 28-30 - Telef. 29.2.00	