

CAPITOLO IV

RELAZIONI TRA LE COMPONENTI DI DEFORMAZIONE E DI TENSIONE

1. Materiali elastici. Legge di Hooke.

Nei precedenti capitoli le deformazioni e le tensioni si sono studiate ciascuna per suo conto; esistono però dei legami tra le componenti di deformazione e le componenti speciali di tensione, legami dipendenti dalla natura del materiale.

Una prima grande classe è quella dei cosiddetti materiali *elastici*; sono tali, secondo la definizione classica, quei materiali, e solo quelli, in cui, con riferimento ad un volume elementare, dopo l'azione di un qualsiasi insieme di tensioni comunque variabili nel tempo, all'annullarsi delle tensioni si verifica il ritorno dell'elemento alla configurazione geometrica iniziale.

Nella teoria matematica si distinguono tre tipi di elasticità. Si definiscono materiali *ipoelastici* (Truesdell 1955) quelli per cui, a partire da un qualsiasi insieme di tensioni σ_{ij} , le variazioni delle componenti di tensione sono funzioni lineari omogenee delle variazioni delle componenti di deformazione:

$$d\sigma_{ij} = \sum c_{ijhk} d\epsilon_{hk} ,$$

ove le c_{ijhk} dipendono dai valori delle σ_{ij} .

Si è genericamente indicata con σ_{ij} una delle sei componenti di tensione, con ϵ_{hk} una delle sei componenti speciali di deformazione

$$(\epsilon_{xx} = \epsilon_x , \quad \epsilon_{xy} = \gamma_{xy} , \quad \dots \quad \sigma_{xx} = \sigma_x , \quad \sigma_{xy} = \tau_{xy} , \quad \dots) .$$

Si precisa che le c_{ijhk} non dipendono dal segno delle $d\epsilon_{hk}$, e che il loro determinante è diverso da zero, così che le $d\epsilon_{hk}$ sono funzioni uniformi delle $d\sigma_{ij}$.

Caratteristica di tali materiali è che cambiando di segno alle $d\epsilon_{hk}$, sotto le stesse σ_{ij} , le $d\sigma_{ij}$ restano inalterate, cambiando solo di segno; questo fatto assieme all'altro dell'indipendenza delle c_{ijhk} dalla velocità di carico giustifica il termine « elastico » dell'aggettivo ipoelastico, mentre

l'« ipo » sta a significare che i materiali elastici propriamente detti rientrano nella classe più ampia degli ipoelastici.

Si definiscono materiali *elastici* quelli per cui, sempre con riferimento ad un volume elementare, esiste una corrispondenza biunivoca tra le σ_{ij} e le ε_{hk} , ed esiste inoltre uno stato *naturale* (ove si pone $\varepsilon_{hk} = 0$) in cui sia $\sigma_{ij} = 0$; la suddetta proprietà deve valere per un intorno finito dello stato naturale nello spazio delle σ_{ij} .

Si definiscono *iperelastici* quei materiali elastici che rispettano anche il principio di conservazione dell'energia; per essi si vedrà (cap. VIII, § 21) che è condizione necessaria la

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial \varepsilon_{hk}} = \frac{\partial \sigma_{hk}}{\partial \varepsilon_{ij}}.$$

I materiali che nel seguito saranno considerati *elastici* sono quelli rientranti nella definizione di iperelastici.

Si avverte che le ε_{hk} possono pure comprendere i termini del 2° ordine etc. nelle $u v w$, purchè le ε_{hk} e le σ_{ij} corrispondenti siano comprese nel suddetto intorno finito dello stato naturale. L'ampiezza di questo campo, che a stretto rigore è limitatissima, ai fini tecnici può assumersi abbastanza elevata per alcuni materiali come l'acciaio e le leghe metalliche, meno per altri, come per il legno, il laterizio, il conglomerato, le rocce.

L'ipotesi però che occorre fare per poter raggiungere risultati utili nella pratica tecnica, anche se spesso poco aderente al vero, è quella più particolare di *elasticità lineare*, che si lega al nome dell'inglese *Robert Hooke* (1660); per essa le relazioni tra le ε_{ij} e le σ_{hk} sono lineari ed omogenee.

Postulando che le componenti di tensione in un punto siano funzioni delle componenti di deformazione nello stesso punto, si intende che le ε_{hk} siano funzioni delle coordinate $x y z$ del punto prima della deformazione, le σ_{ij} invece funzioni delle coordinate $x' y' z'$ dello stesso punto a deformazione avvenuta. Nell'ipotesi di piccoli spostamenti si ammette che le σ_{ij} in $x' y' z'$ coincidano con quelle in $x y z$.

La legge di Hooke si traduce nelle sei relazioni

$$\sigma_{ij} = \sum c_{ijhk} \varepsilon_{hk}. \quad (1)$$

Le c_{ijhk} sono le *costanti elastiche*, costanti nel senso che non dipendono dalle componenti di deformazione e di tensione nel punto; esse sono però in genere funzioni del punto. Se le costanti elastiche non variano con il punto, il corpo si dice *omogeneo* nei riguardi delle proprietà elastiche.

Le c_{ijhk} delle (4-1) sono 36; per la $\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial \varepsilon_{hk}} = \frac{\partial \sigma_{hk}}{\partial \varepsilon_{ij}}$ risulta

$$c_{ijhk} = c_{hklj} ;$$

le costanti cioè si riducono a 21, e la matrice delle (4-1) è simmetrica rispetto alla diagonale principale.

Si osservi pure che il determinante dei coefficienti (4-1) deve essere diverso da zero, per ottenersi, conformemente alla definizione, che le ε_{hk} siano funzioni uniformi (in particolare lineari) delle σ_{ij} :

$$\varepsilon_{hk} = \sum C_{hklj} \sigma_{lj} . \quad (1')$$

A tale proposito si precisa che le costanti c_{ijhk} debbono essere indipendenti anche dal segno delle ε_{hk} .

Dalle (4-1') risulta che, dato un intorno, se su di esso agiscono le due sestuple di tensione

$$\sigma'_1 \quad \tau'_{jk}$$

$$\sigma''_1 \quad \tau''_{jk}$$

le componenti di deformazione sono date dalla somma delle due sestuple

$$\varepsilon'_1 \quad \gamma'_{jk}$$

$$\varepsilon''_1 \quad \gamma''_{jk}$$

ottenibili attraverso le (4-1') dalle $\sigma'_1 \tau'_{jk}$ e dalle $\sigma''_1 \tau''_{jk}$.

E' questo il *principio di sovrapposizione delle deformazioni*, che permette con riferimento al volume elementare di scomporre un qualsiasi sistema di tensioni in altri parziali, calcolare le deformazioni corrispondenti e sommarle; ciò indipendentemente dalla grandezza degli spostamenti.

2. L'ipotesi di isotropia.

Un corpo si dice *isotropo in un suo intorno* se, in quell'intorno, le sue proprietà sono le stesse in ogni direzione; in altre parole, se da quello intorno si estrae un volume, per esempio un parallelepipedo, quest'ultimo è identico ad un qualsiasi altro parallelepipedo della stessa forma estratto dallo stesso intorno con orientazione diversa dal primo. Per quel che ci riguarda, i corpi saranno d'ora innanzi, salvo esplicito avviso, considerati

isotropi in ogni punto, — o *tout court isotropi* — nei riguardi delle sole proprietà elastiche. Ciò significa che in ogni punto i coefficienti c_{ijkl} della (4-1) non dipendono dalla posizione della terna di riferimento rispetto al corpo.

Un corpo può essere omogeneo ed isotropo, o isotropo e non omogeneo, oppure omogeneo e *anisotropo* (anisotropo è sinonimo di non isotropo) o ancora non omogeneo ed anisotropo; un intorno comunque è sempre considerabile come omogeneo.

Materiali isotropi possono considerarsi i getti di fusione, le rocce non stratificate, i vetri colati; anisotropi, invece, sono tutti quei materiali che hanno subito vicissitudini lungo una particolare direzione, come il legno, gli acciai laminati e trafilati, le rocce stratificate, le fibre naturali e sintetiche, i laterizi pressati; anche ai materiali anisotropi si applicano però, in genere, i risultati validi per quelli isotropi, rientrando questa approssimazione in tutte quelle difformità che differenziano lo schema di calcolo dalla struttura effettiva, e delle quali si tiene conto, come si vedrà, attraverso i coefficienti di sicurezza.

Se un corpo è omogeneo ed isotropo, un piano π (fig. 4-1) di simmetria geometrica (tale cioè che ad ogni punto P del corpo corrisponda un

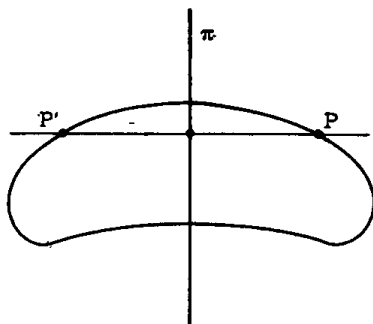


FIG. 4-1

altro punto P' immagine speculare di P rispetto a π) è anche piano di simmetria fisica. Ciò significa che sollecitazioni simmetriche rispetto a π provocano deformazioni, tensioni e spostamenti anch'essi simmetrici, e sollecitazioni emisimmetriche (cioè tali che si possano rendere simmetriche cambiando il segno di quelle giacenti da una stessa parte di π) provocano deformazioni, tensioni e spostamenti emisimmetrici.

Infatti nel caso di simmetria delle sollecitazioni ruotando il corpo, con le sollecitazioni ad esso solidali, di 180° , in modo che P' si porti in P, si riottengono le stesse sollecitazioni, e quindi devono ottenersi gli stessi effetti. Nel caso dell'emisimmetria, cambiando prima segno alle sollecitazioni (e quindi agli effetti) e poi ruotando di 180° , si ottengono le solle-

citazioni di partenza, e quindi devono aversi gli effetti di partenza. Ciò può avvenire solo se gli effetti sono simmetrici nel primo caso, emisimmetrici nel secondo.

Dalla tabella che segue si trae il carattere di simmetria od emisimmetria delle σ_i , τ_{jk} e delle ϵ_i , γ_{jk} rispetto ai piani coordinati yz , zx , xy .

	σ_x	σ_y	σ_z	τ_{yz}	τ_{zx}	τ_{xy}
	ϵ_x	ϵ_y	ϵ_z	γ_{yz}	γ_{zx}	γ_{xy}
yz	s	s	s	s	e	e
zx	s	s	s	e	s	e
xy	s	s	s	e	e	s

Ciò premesso, si consideri un parallelepipedo retto elementare di materiale isotropo, sottoposto ad una distribuzione uniforme di tensioni normali σ su due facce opposte (fig. 4-2); il riferimento cartesiano sia

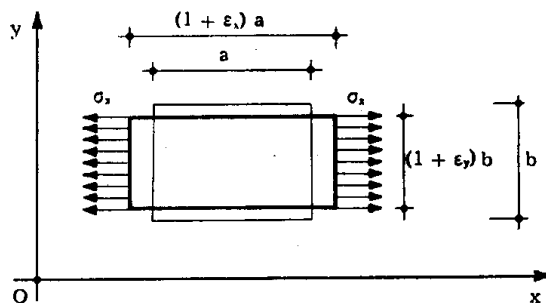


FIG. 4-2

orientato secondo i tre spigoli del parallelepipedo, e l'asse x secondo la direzione di σ . Attese le dimensioni, il parallelepipedo può considerarsi costituito di materiale omogeneo.

Poichè sia il solido che le forze agenti su di esse sono simmetrici rispetto ai tre piani passanti per il centro del parallelepipedo e paralleli ai piani xy , yz , zx , anche le deformazioni che ne derivano debbono soddisfare alla stessa proprietà; possono perciò essere presenti solo le ϵ_x , ϵ_y , ϵ_z , mentre si ha $\gamma_{xy} = \gamma_{yz} = \gamma_{zx} = 0$.

Il parallelepipedo rimane perciò retto a deformazione avvenuta; esso presenta una variazione di lunghezza nel senso dell'asse x , e il corrispondente coefficiente di dilatazione lineare, ϵ_x , è per la legge di Hooke proporzionale a σ_x , secondo un coefficiente E detto *modulo di Joung* o *mo-*

dulo di elasticità normale. Le dimensioni di E sono $F\ell^{-2}$, e si esprimono in genere in $Kg/cmq.$, o in $t/mq.$:

$$\varepsilon_x = \frac{\sigma_x}{E} \quad (2)$$

Il parallelepipedo presenta variazioni di lunghezza anche secondo gli assi y e z ; i coefficienti di dilatazione ε_y ed ε_z sono uguali, per ragioni di isotropia, e per la legge di Hooke sono anche essi proporzionali a σ_x secondo un coefficiente E_m . In genere ε_y ed ε_z sono di segno contrario ad ε_x ; si scrive perciò

$$\varepsilon_y = \varepsilon_z = - \frac{\sigma_x}{E_m} = - \frac{\varepsilon_x}{m} \quad (3)$$

La costante $1/m$ prende nome di *modulo di contrazione trasversale*, o *modulo di Poisson*. I valori delle costanti E ed $1/m$ per i materiali da costruzione più comuni sono riportati in tabella.

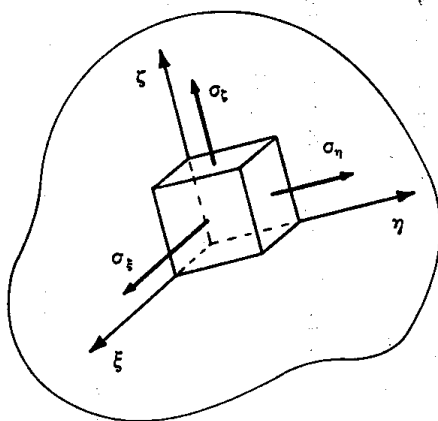


FIG. 4-3

Per quanto si è ora detto, nell'intorno di un punto generico di un corpo isotropo un parallelepipedo elementare retto con i lati orientati secondo le direzioni principali di tensione nel punto (fig. 4-3) si conserva retto a deformazione avvenuta. Infatti, se il parallelepipedo si conserva retto per una distribuzione uniforme di tensioni normali su due facce opposte, per il principio di sovrapposizione delle deformazioni si conserva retto anche se una distribuzione di questo tipo si esercita su tutte e sei le facce. Se ne trae che le direzioni principali di deformazione coincidono con quelle principali di tensione; è questa una proprietà caratteristica dei solidi isotropi.

Si consideri un parallelepipedo retto elementare nell'intorno di un

PIETRE, CONGLOMERATI, LEGHE METALLICHE ETC.

	E (Kg/cm ^q)	1/m		E (Kg/cm ^q)	1/m
Granito	500.000 ÷ 600.000	0.10 ÷ 0.20	Acciai	2.050.000 ÷ 2.150.000	0.25 ÷ 0.33
Marmo	400.000 ÷ 700.000	—	Alluminio	670.000	0.36
Tufi vulcanici	30.000 ÷ 150.000	—	Avional (duralluminio)	700.000	0.34
Laterizi	100.000	—	Nichel	2.300.000	0.325
Conglomerato cementizio	200.000 ÷ 400.000	0.10 ÷ 0.16	Piombo	170.000	0.44
Vetro	600.000 ÷ 800.000	0.25	Zinco	1.100.000 ÷ 1.200.000	0.20 ÷ 0.30
Caucciù	10 ÷ 80	0,5	Rame	1.230.000	0.35
Ghisa grigia	8.500 ÷ 11.500	0.22 ÷ 0.30	Bronzo	990.000	0.19
Ghisa malleabile	16.000 ÷ 17.000	0.22 ÷ 0.30	Ottone	1.030.000	0.37

LEGNAMI DA COSTRUZIONE

(da Campredon)

	Modulo di elasticità longitudinale (*)			Modulo di Poisson (**)		
	E ₁ Kg/cmq	E ₂ Kg/cmq	E ₃ Kg/cmq	$\frac{1}{m_{12}}$	$\frac{1}{m_{21}}$	$\frac{1}{m_{31}}$
ESSENZE FORTEMENTE ANISOTROPE <i>Resinose leggere:</i> Abete, Picea	100.000 ÷ 140.000	7.500 ÷ 10.000	4.000 ÷ 5.000	0.45 ÷ 0.50	0.05 ÷ 0.08	
ESSENZE MEDIAMENTE ANISOTROPE <i>Resinose semi-pesanti:</i> Pino silvestre, Pino d'Oregon	120.000 ÷ 160.000	11.000 ÷ 13.000	6.000 ÷ 8.000	0.45 ÷ 0.50	0.02 ÷ 0.03	
<i>Latifoglie leggere:</i> Pioppo, tiglio, betulla	90.000 ÷ 120.000	11.000 ÷ 12.000	6.000 ÷ 8.000	0.45 ÷ 0.50	0.02 ÷ 0.03	
ESSENZE DEBOLMENTE ANISOTROPE <i>Latifoglie semi-pesanti e pesanti:</i> Quercia, faggio, frassino, acero, acacia, teck	130.000 ÷ 180.000	15.000 ÷ 20.000	8.000 ÷ 12.000	0.45	0.02 ÷ 0.03	

(*) 1, 2, 3 indicano che lo sforzo è diretto, rispettivamente, secondo le fibre, in senso radiale, in senso tangenziale.

(**) Dei due indici, il primo indica la direzione secondo cui si esercita lo sforzo, l'altro quella secondo cui si misura la deformazione.

punto generico del corpo, con i lati orientati secondo gli assi $x y z$ e si suppongano note le componenti speciali di tensione ad esso relative; per la ricerca delle componenti di deformazione si può sfruttare il principio di sovrapposizione delle deformazioni. Le tensioni normali non danno luogo, per quanto già osservato, che a dilatazioni lungo i tre assi $x y z$. Le tensioni tangenziali non possono dar luogo, a loro volta, che a scorrimenti; di più, una τ_{jk} non provoca che una γ_{jk} . Ciò si trae considerando che la τ_{jk} è simmetrica rispetto al piano passante per il centro del parallelepipedo e parallelo al piano jk , emisimmetrica rispetto ai piani paralleli ad ik ed ji ; la deformazione che ne segue, dovendo soddisfare alle stesse proprietà, si riduce alla sola γ_{jk} .

Può scriversi quindi per le ϵ , sovrapponendo gli effetti,

$$\begin{aligned}\epsilon_x &= \frac{1}{E} \left(\sigma_x - \frac{\sigma_y + \sigma_z}{m} \right) \\ \epsilon_y &= \frac{1}{E} \left(\sigma_y - \frac{\sigma_z + \sigma_x}{m} \right) \\ \epsilon_z &= \frac{1}{E} \left(\sigma_z - \frac{\sigma_x + \sigma_y}{m} \right)\end{aligned}\quad (4)$$

Per ottenere le espressioni degli scorrimenti si consideri nell'intorno del generico punto A un parallelepipedo retto soggetto ad una sola τ , per esempio la τ_{xy} (fig. 4-4); sia $dx = dy = a$. A deformazione avvenuta, le

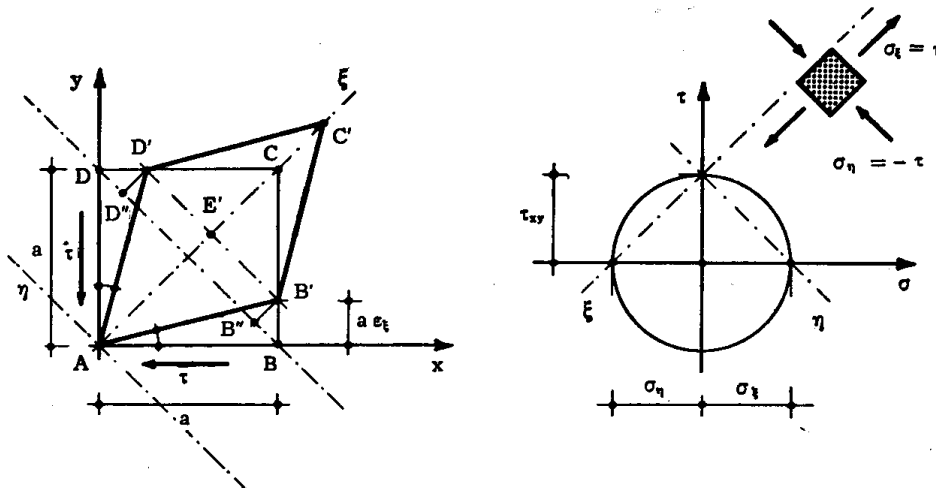


FIG. 4-4

due diagonali restano ortogonali, poichè esse sono parallele (vedi cerchio di Mohr) alle direzioni principali di tensione in A, e quindi a quelle di

deformazione; inoltre i punti B e D, che giacciono su x ed y, si spostano ortogonalmente a questi assi, essendo $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 0$, e il punto C lungo la direzione principale AC. A deformazione avvenuta la AC presenta l'allungamento

$$CC' = \varepsilon_\xi a \sqrt{2} = a \frac{\sqrt{2}}{E} \left(\sigma_\xi - \frac{\sigma_\eta}{m} \right) = a \frac{\sqrt{2}}{E} \tau \left(1 + \frac{1}{m} \right)$$

e la BD un accorciamento identico, $BB'' + DD''$. Si ha perciò

$$BB'' = \frac{1}{2} CC' = \frac{a}{\sqrt{2}} \frac{\tau}{E} \left(1 + \frac{1}{m} \right).$$

Poichè è

$$BB' = BB'' \cdot \sqrt{2} = \frac{a\tau}{E} \left(1 + \frac{1}{m} \right)$$

si può scrivere

$$\gamma_{xy} = \widehat{BAB'} + \widehat{DAD'} = 2 \widehat{BAB'} = \frac{2 BB'}{a} = 2 \frac{\tau}{E} \left(1 + \frac{1}{m} \right) (*).$$

(*) All'espressione di γ_{xy} si può pervenire anche considerando che

$$\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\gamma}{2} \right) = \frac{B'E'}{A'E'} = \frac{\frac{a}{\sqrt{2}} (1 + \varepsilon_\eta)}{\frac{a}{\sqrt{2}} (1 + \varepsilon_\xi)} = \frac{1 - \varepsilon_\xi}{1 + \varepsilon_\xi}$$

e poichè può con buona approssimazione scriversi

$$\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\gamma}{2} \right) = \frac{\operatorname{tg} \frac{\pi}{4} - \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2}}{1 + \operatorname{tg} \frac{\pi}{4} \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2}} \approx \frac{1 - \frac{\gamma}{2}}{1 + \frac{\gamma}{2}}$$

dal confronto delle due precedenti relazioni si ottiene

$$\gamma = 2 \varepsilon_\xi = 2 \frac{\tau}{E} \left(1 + \frac{1}{m} \right).$$

All'espressione $\gamma = 2 \varepsilon_\xi$, da cui si trae immediatamente γ , si giunge anche dalla seconda delle (1-19).

Ponendo

$$G = \frac{E}{2 \left(1 + \frac{1}{m}\right)} \quad (5)$$

si ha

$$\begin{aligned} \gamma_{xy} &= \frac{\tau_{xy}}{G} \\ \gamma_{yz} &= \frac{\tau_{yz}}{G} \\ \gamma_{zx} &= \frac{\tau_{zx}}{G} . \end{aligned} \quad (6)$$

La G è una costante del materiale, avente le dimensioni $F l^{-2}$, che dipende da E ed m , e prende nome di *modulo di elasticità tangenziale* o *prima costante di Lamè*. Le (4-4) e (4-6) sono dovute al *Navier* (1821).

Dalla prima delle (4-4) si ha

$$\sigma_x = E \varepsilon_x + \frac{\sigma_y + \sigma_z}{m}$$

da cui, aggiungendo ai due membri $\frac{\sigma_x}{m}$, e ricordando l'espressione dell'invariante lineare di tensione T , si ha

$$\begin{aligned} \sigma_x \left(1 + \frac{1}{m}\right) &= E \varepsilon_x + \frac{T}{m} \\ \sigma_x &= \frac{E}{1 + \frac{1}{m}} \varepsilon_x + \frac{1}{1 + \frac{1}{m}} \frac{T}{m} . \end{aligned} \quad (a)$$

Sommando membro a membro le (4-4) si ottiene

$$\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z = \frac{1}{E} \left(1 - \frac{2}{m}\right) T . \quad (7)$$

Nell'ipotesi di piccoli spostamenti è

$$\Theta = \frac{1}{E} \left(1 - \frac{2}{m}\right) T . \quad (7')$$

Dalla (a) si ha perciò:

$$\sigma_x = \frac{E}{1 + \frac{1}{m}} \varepsilon_x + \frac{E}{m \left(1 + \frac{1}{m}\right) \left(1 - \frac{2}{m}\right)} (\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z) . \quad (b)$$

Definendo la *seconda costante di Lamè*

$$\lambda = \frac{E}{m \left(1 + \frac{1}{m}\right) \left(1 - \frac{2}{m}\right)} \quad (8)$$

la (b) si scrive, con le altre due analoghe,

$$\begin{aligned} \sigma_x &= 2 G \varepsilon_x + \lambda (\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z) \\ \sigma_y &= 2 G \varepsilon_y + \lambda (\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z) \\ \sigma_z &= 2 G \varepsilon_z + \lambda (\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z) . \end{aligned} \quad (9)$$

Nell'ipotesi di piccoli spostamenti le (4-9) si scrivono

$$\begin{aligned} \sigma_x &= 2 G \varepsilon_x + \lambda \Theta \\ \sigma_y &= 2 G \varepsilon_y + \lambda \Theta \\ \sigma_z &= 2 G \varepsilon_z + \lambda \Theta . \end{aligned} \quad (9')$$

Le (4-9), con le altre tre che si ricavano dalle (4-6)

$$\begin{aligned} \tau_{xy} &= G \gamma_{xy} \\ \tau_{yz} &= G \gamma_{yz} \\ \tau_{zx} &= G \gamma_{zx} \end{aligned} \quad (10)$$

sono le relazioni inverse di quelle di Navier, e forniscono le componenti speciali di tensione in funzione delle componenti di deformazione.

Si osserva che, nell'ipotesi di isotropia, delle 21 costanti c_{ijhk} della (4-1) alcune sono nulle, le altre sono tutte esprimibili attraverso le due sole

costanti E ed $\frac{1}{m}$

Può essere fornito un intervallo in cui sicuramente il modulo $\frac{1}{m}$ è compreso. Se T è positivo, $\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z$ è pur esso positivo; ciò è confermato dall'esperienza.

Dalla (4-7) si deduce perciò che

$$1 - \frac{2}{m} > 0$$

da cui

$$\frac{1}{m} < \frac{1}{2}.$$

Inoltre ad una τ_{xy} positiva corrisponde una γ_{xy} positiva; dalle (4-5) e (4-6) si deduce pertanto

$$1 + \frac{1}{m} > 0$$

da cui

$$\frac{1}{m} > -1;$$

si può scrivere perciò

$$-1 < \frac{1}{m} < \frac{1}{2}. \quad (11)$$

Il significato fisico delle due costanti di Lamè è immediato. La prima, G , è il rapporto tra la tensione tangenziale e lo scorrimento da essa prodotto. La seconda, λ , è, nell'ipotesi di piccoli spostamenti, il rapporto fra una delle tre tensioni normali e la dilatazione cubica, quando le altre due tensioni normali sono tali da annullare la dilatazione lungo la retta d'azione della prima tensione; ciò si deduce dalle (4-9). Sia G che λ hanno, come E , le dimensioni fisiche di una tensione.