

In questo capitolo, dopo una breve storia della fotoacustica e una descrizione delle principali applicazioni di questa tecnica di indagine della struttura della materia, viene descritto il processo di generazione – diretta e indiretta – di onde elastiche prodotte dall'assorbimento di fasci di luce laser impulsati di piccolo e grande raggio, fornendo, al contempo, una stima delle pressioni acustiche e dell'ampiezza degli spostamenti che tali onde determinano. Viene inoltre analizzato il processo di formazioni di immagini realizzate per via fotoacustica con applicazione in campo biomedico.

12.1 INTRODUZIONE

La fotoacustica è l'ambito dell'acustica fisica che studia l'emissione di onde elastiche (acustiche) generate nella materia tramite l'assorbimento di radiazione elettromagnetica modulata in intensità. Più in generale, si indica con «effetto fotoacustico» il fenomeno della conversione di onde elettromagnetiche in onde elastiche generate da un assorbimento localizzato delle prime e da un'eccitazione di tipo termico delle seconde: quando un breve impulso luminoso viene assorbito dalla materia, l'energia elettromagnetica assorbita può essere riemessa sotto forma di calore; ciò induce variazioni di volume della zona riscaldata e, conseguentemente, onde di pressione vengono emesse nella materia e nel mezzo circostante.

Poiché le caratteristiche fisiche del campione e i parametri termoelastici della materia che lo costituiscono determinano la generazione e la propagazione delle onde elastiche prodotte per via fotoacustica, dallo studio delle caratteristiche di queste ultime è possibile dedurre alcune proprietà strutturali, quali, ad esempio: la velocità di propagazione delle onde elastiche, i moduli elastici e il calore specifico del materiale di cui il campione è composto, lo spessore e presenza di difetti sub-superficiali nel caso di film sottili ecc. Focalizzando il fascio luminoso, è inoltre possibile misurare alcuni di questi parametri localmente, punto per punto e, pertanto, muovendo il fascio sulla superficie del campione, ottenere mappe

* Andrea Bettucci.

bidimensionali rappresentanti l'andamento spaziale delle caratteristiche fisiche misurate.

Con l'avvento del laser, l'effetto fotoacustico è divenuto un importante mezzo di indagine spettroscopica dei parametri termoelastici della materia e, specie in campo biomedico, esso è alla base di numerose tecniche di imaging.

12.2 FOTOACUSTICA: UNA STORIA RECENTE

Nel 1880, Alexander Graham Bell (1847-1922), nel corso di alcuni esperimenti per ideare un modo di trasmettere a distanza e senza fili la voce umana, scopre che se un raggio luminoso periodicamente interrotto illumina un piccolo campione di materiale solido contenuto in un tubo di vetro chiuso a un'estremità, un suono può essere udito dall'orecchio umano tramite un tubo attaccato a un diaframma mobile posto all'altra estremità del contenitore di vetro (Bell, 1880). Bell impiega un disco ruotante forato per oscurare periodicamente alla frequenza di alcune centinaia di hertz il raggio luminoso e osserva che, a parità dell'intensità della luce incidente sul solido e della velocità di rotazione del disco – ovvero della frequenza di modulazione della luce –, l'intensità del segnale acustico generato dipende dalla composizione del materiale; inoltre, utilizzando lampade ad arco per generare la luce, egli nota che il suono è prodotto unicamente dalla frazione dello spettro della radiazione elettromagnetica assorbita dal solido: in tal modo egli deduce correttamente la dipendenza del fenomeno fotoacustico dalle proprietà di assorbimento ottico del materiale (Bell, 1881).

Gli esperimenti portano all'invenzione del *fotofono*, un dispositivo che trasmette la voce tramite la luce del sole riflessa da uno specchio e modulata in fase dalla voce stessa opportunamente inviata allo specchio; la voce viene poi ricevuta a distanza con un normale telefono connesso a una cellula al selenio su cui incide la luce (Lüsche, 1984).

Bell intuisce che l'effetto fotoacustico può essere impiegato come mezzo di indagine spettroscopica dei materiali e, a tale scopo, realizza lo *spettrofono*; esso consiste in un normale spettroscopio in cui l'oculare è sostituito da un tubo flessibile in cui si propagano i suoni emessi dal campione sotto esame, cosicché, con tale strumento, non è più l'occhio che esegue l'analisi spettroscopica, bensì l'orecchio.

Oltre a studiare l'effetto fotoacustico nei solidi, Bell e il suo assistente Sumner Tainter indagano la presenza dell'effetto nei fluidi; adottando lo stesso schema sperimentale utilizzato per i solidi, essi osservano che anche i liquidi e i gas generano un segnale acustico, debole per i primi e molto più intenso per gas capaci di assorbire la luce. Ciò è facilmente spiegabile poiché Bell, per rivelare le onde acustiche, usa un rivelatore sensibile allo spostamento delle particelle d'aria: l'orecchio. Ma nel caso dei liquidi, esso non ha una sensibilità sufficiente a rivelare il suono prodotto per effetto fotoacustico poiché, a causa del forte disadattamento

di impedenza acustica esistente tra il liquido e l'aria contenuta nel tubo di vetro, solo una minima parte dell'energia elastica viene trasmessa all'orecchio.

12.2.1

PRIMI STUDI SPERIMENTALI E TEORICI SULL'EFFETTO FOTOACUSTICO

Stimolati dalla scoperta di Bell, John Tyndall (1881) e Wilhelm Röntgen (1881) studiano l'effetto fotoacustico nei fluidi; Tyndall, in particolare, fu il primo a dimostrare che l'intensità del suono prodotto è direttamente proporzionale alla quantità di calore assorbita o, che è lo stesso, all'intensità della luce incidente (Hess, Fiedler, 1989).

L'effetto fotoacustico nei gas viene facilmente spiegato fin dal suo primo apparire essendo già note le leggi dei gas perfetti; fu, infatti, giustamente ipotizzato che il gas, assorbendo tutta o parte dell'energia elettromagnetica modulata su di esso incidente, subisse un periodico riscaldamento e raffreddamento. Poiché il tubo di vetro contenente il gas è sigillato da un diaframma mobile, le variazioni di volume e di pressione del gas vengono trasmesse al diaframma e, quindi, alla colonna d'aria all'interno del condotto collegato al diaframma a un'estremità, e all'orecchio all'altra.

Maggiori difficoltà incontrano gli scienziati dell'epoca nello spiegare l'effetto fotoacustico in campioni non gassosi; varie ipotesi vengono elaborate, ma sono Ernest Mercadier (1881) e William Preece (1881) a proporre una teoria vicina all'odierna spiegazione. I due scienziati, infatti, ipotizzano che le onde acustiche siano un effetto del calore radiante dalla superficie del campione riscaldato dalla radiazione elettromagnetica, e vengano generate dalle periodiche variazioni di volume dello strato del gas (generalmente aria) immediatamente a contatto del campione. Gli odierni esperimenti sull'effetto fotoacustico in campioni non gassosi confermano sostanzialmente questa ipotesi: se questi campioni vengono racchiusi in un contenitore rigido (*cella fotoacustica*), utilizzando un gas come mezzo di accoppiamento con il rivelatore di onde elastiche, si trova che la sorgente primaria del segnale acustico risiede proprio nello strato di gas a diretto contatto con la superficie del campione illuminato; questo strato di gas subisce variazioni cicliche di volume poiché viene periodicamente riscaldato e raffreddato dal mezzo che assorbe l'onda elettromagnetica modulata.

Sebbene queste scoperte suscitino molto interesse nella comunità scientifica dell'epoca, la mancanza di intense sorgenti luminose di precisa lunghezza d'onda e l'assenza di piccoli microfoni di alta sensibilità per la rivelazione delle onde acustiche, relega l'effetto fotoacustico nel dimenticatoio per oltre mezzo secolo.

12.2.2

1938: LA RINASCITA DELLA FOTOACUSTICA

Nel 1938, M.L. Viengerov, recupera l'effetto fotoacustico per una delle sue maggiori applicazioni odierne: l'analisi della composizione di miscele di gas. Viengerov

riesce a misurare la concentrazione di CO₂ in azoto fino a una percentuale di circa 0,2% in volume, nonostante i suoi risultati siano affetti da notevole incertezza a causa della scarsa sensibilità del microfono utilizzato per rivelare le onde acustiche (Viengerov, 1938).

Fino agli inizi degli anni Sessanta del secolo scorso, la fotoacustica viene studiata esclusivamente nei gas; in particolare tecniche di spettroscopia fotoacustica vengono sviluppate per l'analisi di miscele di gas. L'utilizzo di luce infrarossa permette inoltre l'analisi fotoacustica dei processi di diseccitazione e di trasferimento di energia a livello molecolare: poiché l'ampiezza del segnale fotoacustico è proporzionale alla parte di energia elettromagnetica assorbita dal gas che viene dissipata attraverso processi non radiativi, ovvero direttamente trasformata in calore, è possibile studiare i vari canali di redistribuzione dell'energia attraverso i livelli energetici delle molecole. Nel 1946, G. Gorelik, ad esempio, è il primo a ipotizzare una correlazione tra la fase del segnale fotoacustico e il tasso di trasferimento di energia tra i gradi di libertà traslazionali e vibrazionali di un gas (Gorelik, 1946).

Da metà degli anni Sessanta, con l'utilizzo della luce laser si verifica un enorme sviluppo della fotoacustica; il laser, infatti, essendo una sorgente luminosa di lunghezza d'onda variabile e di alta intensità, incrementa l'intensità delle onde elastiche generate per effetto fotoacustico aumentando, al contempo, la sensibilità della tecnica: esso costituisce, così, una sorgente ideale per applicazioni spettroscopiche. Data il 1968 la pubblicazione dei lavori di Edwin Kerr e John Atwood (1968) e, successivamente, di L.B. Kreuzer (Kreuzer, 1971; Kreuzer, Patel, 1971) in cui si dimostra come l'effetto fotoacustico indotto da luce laser nell'infrarosso possa utilizzarsi per la misura di piccole quantità di gas – poche parti per milione – in miscele di più gas.

12.2.3

LA MODERNA FOTOACUSTICA E LE SUE PRINCIPALI APPLICAZIONI

Negli anni Settanta e Ottanta la fotoacustica e la spettroscopia fotoacustica hanno un impetuoso sviluppo sia dal punto di vista sperimentale, sia dal punto di vista teorico: vengono perfezionate le tecniche di spettroscopia fotoacustica (Harshbarger, Robin, 1973; Rosencwaig, 1973); si analizzano in dettaglio gli aspetti fisici della conversione dell'energia elettromagnetica in energia elastica (Westervelt, Larson, 1973); nuove tecniche vengono sviluppate per lo studio dell'effetto fotoacustico nei liquidi e nei solidi al fine di ricavarne le proprietà termoelastiche (Rosencwaig, Gersho, 1976; Patel, Tam, 1981; Tam, 1986) e l'interesse della comunità scientifica sull'argomento diviene talmente vasto che vengono pubblicati interi libri sull'argomento (Pao, 1977; Rosencwaig, 1980).

Nell'ultimo decennio, le ricerche nel campo della fotoacustica si sono fortemente indirizzate principalmente verso la spettroscopia fotoacustica per la l'analisi della composizione di miscele gassose e verso applicazioni biomediche. Nel primo caso, lo sviluppo di diodi laser nell'infrarosso ha permesso la realizzazione

di sistemi fotoacustici compatti in grado di rivelare tracce di gas aventi una concentrazione in volume di poche parti per miliardo (Miklós et al., 2001). In campo biomedico, invece, sono state sviluppate tecniche per visualizzare strutture biologiche interne al corpo umano: componenti tissutali – o assorbitori artificiali opportunamente inseriti all'interno del corpo – assorbono l'energia trasportata da brevissimi impulsi laser alla lunghezza d'onda del vicino infrarosso, subendo così un rapido micro-riscaldamento che provoca la generazione di onde elastiche di alta frequenza per *effetto fotoelastico*; l'emissione ultrasonora viene rilevata da trasduttori piezoelettrici al fine di ricostruire un'immagine tridimensionale della struttura del tessuto. La risoluzione spaziale delle immagini così ottenute è maggiore rispetto a quella ottenibile con tecniche che usino la sola radiazione elettromagnetica come strumento di indagine perché, nei tessuti biologici, l'energia elastica subisce una dispersione inferiore rispetto alle radiazioni elettromagnetiche. Studi recenti dimostrano come tecniche di imaging basate sull'effetto fotoacustico, possono essere usate *in vivo* per lo studio e il controllo dei meccanismi di angiogenesi dei tumori, per la mappatura dell'attività celebrale, per la rivelazione di melanomi e per l'analisi dell'ossigenazione dei tessuti (Xu, Wang, 2006; Beard, 2011).

12.3 PRINCIPI GENERALI DELLA FOTOACUSTICA

L'insieme dei processi fisici che intervengono nell'effetto fotoacustico può essere schematizzato in cinque fasi distinte e successive (Fig. 12.3.1(a)):

1. in generale, quando onde elastiche vengono generate per effetto fotoacustico, la prima fase consiste nel riscaldamento di un campione causato dall'assorbimento di onde elettromagnetiche monocromatiche (tipicamente viene utilizzata una luce laser) periodicamente modulate in ampiezza, o impulsive, su di esso incidenti;
2. i fotoni assorbiti dalle molecole costituenti il materiale del campione portano le stesse molecole in uno stato energeticamente eccitato con conseguente variazione dello stato termico del campione;
3. il periodico riscaldamento e raffreddamento della parte del campione in cui la radiazione elettromagnetica viene assorbita, causa variazioni cicliche del suo volume con la stessa frequenza della luce incidente;
4. onde di pressione (onde acustiche) cilindriche vengono generate nel caso di basso assorbimento da parte della materia della luce incidente, mentre onde circolari sono emesse nel caso di grande assorbimento;
5. le onde acustiche si propagano nel campione e nel mezzo circostante.

Le fasi 1 e 2 sopra descritte vanno sotto il nome di *effetto fototermico*, mentre con il nome di *effetto termoelastico* si suole indicare convenzionalmente le fasi 2 e 3.

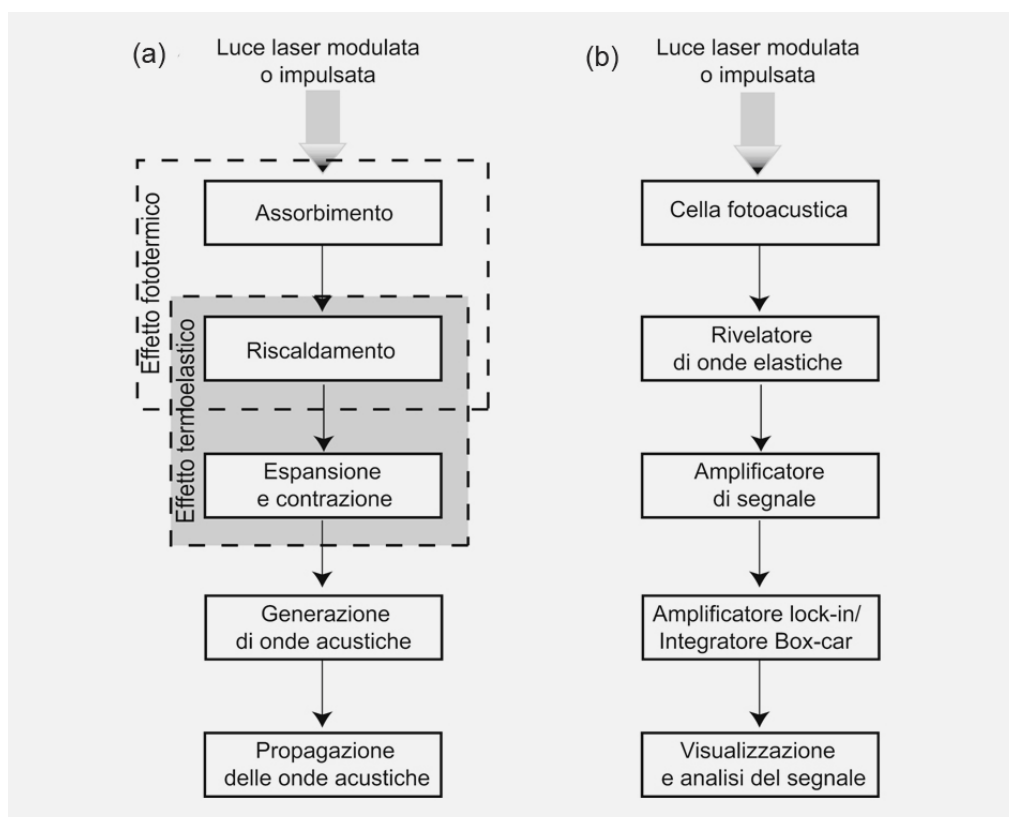


Figura 12.3.1 (a) Rappresentazione schematica dei processi fisici alla base dell'effetto fotoacustico; (b) schema a blocchi degli elementi caratterizzanti un esperimento di fotoacustica.

In Fig. 12.3.1(b) è rappresentato uno schema a blocchi di un tipico esperimento per lo studio della fotoacustica. La luce – modulata o impulsata – proveniente da una sorgente laser viene fatta incidere sul campione nel quale si vuole innescare l'effetto fotoelastico; il campione è isolato dall'ambiente esterno poiché contenuto nella cella fotoacustica. Quest'ultima, nella sua forma più semplice, è un contenitore rigido con una finestra trasparente alla radiazione luminosa incidente, tipicamente in quarzo. La cella contiene solamente un gas, se su tale gas va studiato l'effetto fotoelastico; diversamente, se si studia la fotoacustica nella materia condensata (solidi e liquidi), la cella, oltre a ospitare il campione, contiene anche un gas – quasi sempre aria – il quale trasmette le onde elastiche al rivelatore costituito da un microfono ad alta sensibilità o da un trasduttore piezoelettrico. Così operando, tuttavia, l'effetto fotoacustico del campione è mediato dalla presenza del gas all'interno della cella fotoacustica; infatti, come accennato nel par. 12.2, a causa della scarsa diffusione termica nel gas, la sorgente primaria del segnale acustico risiede proprio nello strato di gas a diretto contatto con la superficie del campione (sia esso liquido o solido). Questo strato di gas subisce delle periodiche espansioni e contrazioni perché periodicamente riscaldato

e raffreddato dal mezzo che assorbe l'onda elettromagnetica. Lo spessore dello strato di gas interessato da questo processo dipende dalle caratteristiche del gas (conducibilità termica, densità e calore specifico) e dalla frequenza del ciclo di riscaldamento/raffreddamento: ad esempio, per l'aria, a 100 Hz, esso vale circa 0,2 cm (Rosencwaig, Gersho, 1976; Patel, Tam, 1981). Tale strato agisce alla stregua di un pistone oscillante che genera il segnale acustico poi rivelato dal trasduttore: poiché le variazioni di pressione generate da questo strato laminare di gas sono proporzionali alla quantità di calore assorbita dal campione, vi è proporzionalità tra l'intensità del segnale acustico misurato e la quantità di energia elettromagnetica assorbita dal campione. Per ovviare a questa misura per così dire indiretta dell'effetto fotoacustico, nei solidi e nei liquidi, quando possibile, gli spostamenti dovuti alle onde elastiche generate per effetto fototermico si misurano direttamente nel materiale: nei solidi questo si fa semplicemente con dei trasduttori piezoelettrici posti sulla loro superficie, mentre nel caso dei liquidi si possono usare idrofoni ad ago o trasduttori a immersione. Per migliorare la sensibilità nella fase di rivelazione dell'onda acustica, si adottano anche tecniche interferometriche ottiche per misurare senza contatto l'ampiezza delle vibrazioni indotte sulla superficie del campione dall'effetto fotoacustico.

Per incrementare ulteriormente la sensibilità nella fase di misura dell'onda acustica, si possono sfruttare le frequenze di risonanza della cella, ovvero essa viene predisposta come un vero e proprio *risonatore acustico* (Fig. 12.3.2) e la frequenza di modulazione della luce incidente viene fatta coincidere con una frequenza di risonanza del risonatore. Generalmente si preferiscono risonanze radiali – usando, ad esempio, un risonatore di Helmholtz – rispetto a risonanze lungo l'asse del risonatore, poiché, a parità di dimensioni geometriche, le prime hanno una frequenza generalmente più bassa delle seconde, con conseguenti minori difficoltà sperimentali.

Il segnale proveniente dal rivelatore di onde elastiche viene amplificato da un amplificatore a basso rumore e successivamente analizzato nel dominio del tempo e/o della frequenza; in questa fase, per migliorare il rapporto segnale/rumore, si possono utilizzare tecniche di rivelazione sincrona – tramite amplificatori lock-in – oppure, nel caso di segnali impulsati, si studiano porzioni limitate del segnale – tramite integratori di tipo box-car.

Per quanto concerne le applicazioni della fotoacustica, esse possono essere suddivise nei tre grandi gruppi di seguito elencati.

SPETTROSCOPIA FOTOACUSTICA

L'intensità delle onde acustiche emesse è analizzata in funzione della lunghezza d'onda della luce assorbita; si ottiene così uno spettro fotoacustico del materiale in esame, ovvero si ha una misura diretta, e senza contatto con il campione, del suo spettro di assorbimento. La spettroscopia fotoacustica è la tecnica base per la misura di basse concentrazioni di gas (fino a poche parti per miliardo), ma viene anche utilizzata per l'analisi della composizione sub-superficiale di materiali solidi e per la rivelazione di micro/nano-stratificazioni (*depth profiling*), nonché

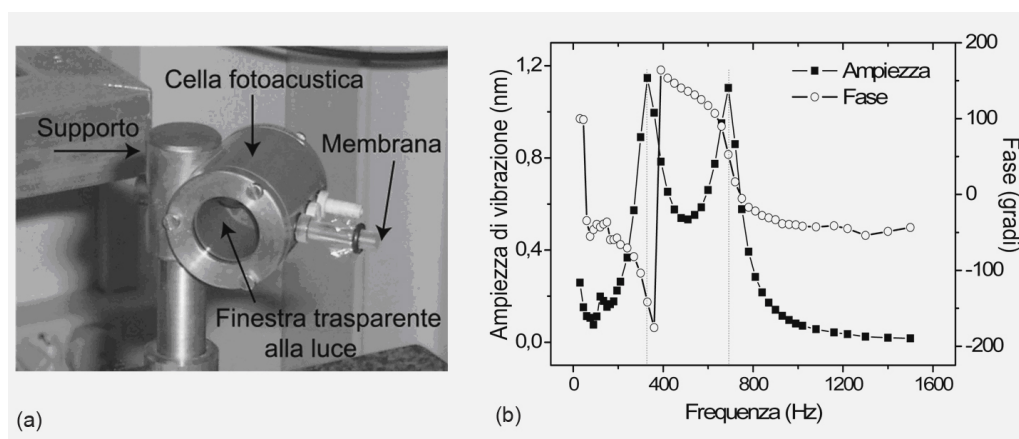


Figura 12.3.2 (a) Cella fotoacustica in ottone usata per lo studio delle proprietà termoelastiche di liquidi. All'interno della cella, configurata geometricamente come un risonatore di Helmholtz, viene inserito il liquido da esaminare; la luce impulsata di un laser incide sul liquido attraverso una finestra di quarzo trasparente posta alla base della cella. Le onde elastiche generate nel liquido per effetto fotoelastico, sono rivelate con un metodo interferometrico ottico attraverso la misura dell'ampiezza di vibrazione di una sottile membrana a contatto con il liquido. (b) Spettro del segnale fotoacustico della cella; i due picchi dell'ampiezza di vibrazione della membrana a 330 Hz e 690 Hz corrispondono a due distinte frequenze di risonanza della cella.

per il riconoscimento di gradienti di concentrazione di specie chimiche.

ANALISI DEI PROCESSI DI DISECCITAZIONE DEI GAS

L'assorbimento di fotoni da parte delle molecole di un gas porta quest'ultime in uno stato energetico più elevato. Il ritorno della molecola allo stato energetico primigenio, può avvenire attraverso due possibili meccanismi di restituzione dell'energia assorbita (diseccitazione): per *processi non radiativi*, o per *processi radiativi*. Nei primi l'energia viene perduta tramite urti tra le molecole trasformandosi in energia cinetica di traslazione, ovvero tutta l'energia assorbita viene trasformata in calore. Nei secondi, invece, si ha una prima parziale perdita di energia o attraverso processi di emissione spontanea o stimolata (luminescenza e fosforescenza), oppure per mezzo di processi fotochimici che portano alla formazione nuove specie chimiche; dopodiché la parte restante di energia si trasforma in calore attraverso meccanismi di collisione tra le molecole. È da notare che il calore prodotto dai processi radiativi è temporalmente ritardato rispetto a quello generato dai processi non radiativi. Lo studio del segnale fotoacustico, essendo l'intensità di quest'ultimo legata unicamente all'energia termica dissipata, può mettere in evidenza l'efficienza dei vari processi di diseccitazione sopra descritti.

ANALISI DEI PARAMETRI TERMOELASTICI E DI ALTRE PROPRIETÀ FISICHE DEI MATERIALI

Numerose informazioni possono essere ottenute dall'analisi delle onde elastiche

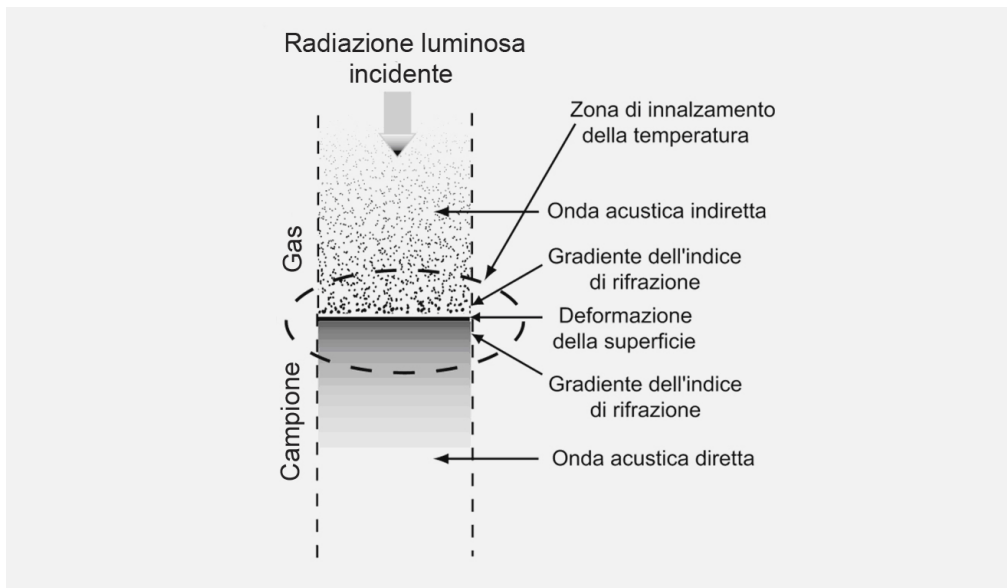


Figura 12.3.3 Alcuni degli effetti fototermici causati dall'assorbimento di radiazione luminosa incidente su un campione.

generate tramite effetto fotoacustico; tali informazioni riguardano: la velocità delle onde elastiche di volume e superficiali, la determinazione dei moduli elastici, misure del calore specifico e della diffusività termica, la misura dello spessore di film sottili, l'individuazione di difetti sub-superficiali ecc. Rientrano in questo gruppo anche tutte le tecniche che sfruttano l'effetto fotoelastico ai fini della formazione di immagini.

12.3.1

EFFETTI FOTOTERMICI

Gli effetti fototermici sono causati dal riscaldamento di un campione dopo l'assorbimento della radiazione luminosa: essi sono profondamente diversi a seconda della materia costituente il campione. I più comuni effetti fototermici sono indicati in Fig. 12.3.3 e qui brevemente richiamati:

- innalzamento della temperatura del campione e dell'ambiente circostante;
- creazione di un gradiente dell'indice di rifrazione provocato a sua volta dal gradiente termico conseguente all'assorbimento di energia luminosa;
- deformazioni superficiali;
- generazione di onde acustiche.

Ciascuno di questi effetti, con un'opportuna tecnica di rivelazione, permette di estrarre informazioni sul materiale assorbente: essi sono alla base della disciplina fisica denominata *fototermica*. Nel seguito viene analizzato in dettaglio l'oggetto dello studio della fotoacustica, ovvero il fenomeno di generazione di onde elastiche prodotte per effetto fototermico.

Convenzionalmente si parla di generazione fotoacustica diretta quando l'onda elastica è prodotta all'interno del materiale che assorbe la luce; nella generazione fotoacustica indiretta, invece, l'onda acustica è generata nel mezzo circostante il campione (gas) sia a causa del passaggio di calore tra campione e gas, sia per il trasferimento di energia elastica da questo a quello per accoppiamento meccanico. Quest'ultimo fattore, in generale, è piccolo a causa del grande disadattamento di impedenza acustica esistente tra la materia condensata e gas.

12.4 GENERAZIONE DI ONDE ELASTICHE PER EFFETTO FOTOTERMICO

Uno degli effetti fototermici più importanti è il riscaldamento del campione nella regione in cui la radiazione elettromagnetica è assorbita; il riscaldamento genera un'espansione di tale zona e, se la radiazione luminosa è modulata o impulsata, fasi di espansione e contrazione della materia si alternano, cosicché il volume in cui i fotoni sono assorbiti diviene una sorgente di onde elastiche che si propagano nel campione (Fig. 12.4.1).

L'effetto fotoacustico può essere generato o da un laser operante in continua oppure da un laser impulsato (Fig. 12.4.2): nel primo caso la modulazione dell'intensità della luce viene effettuata con dei semplici modulatori elettromeccanici (*chopper*) con un ciclo di lavoro utile (*duty cycle*) del 50% e, conseguentemente, con una bassa potenza di picco; nel secondo caso, invece, si ha un'alta potenza di picco essendo temporalmente breve il ciclo di lavoro utile. Definendo l'efficienza fotoacustica, η , come rapporto tra l'energia acustica generata e l'energia luminosa assorbita, tale parametro risulta avere un valore più elevato per un laser impulsato rispetto a un laser in continua modulato: in generale si trova sperimentalmente che η è compreso tra $\sim 10^{-12}$ e $\sim 10^{-8}$ (Tam, 1986).

Se l'effetto fotoelastico è generato da un laser impulsato, la durata dell'impulso è generalmente breve ($\leq 1 \mu\text{s}$), cosicché la distanza percorsa in tale intervallo di tempo dall'onda elastica è più piccola delle dimensioni del campione: la forma dell'impulso acustico si può considerare, quindi, indipendente dalle riflessioni che avvengono sulla superficie limite del campione, ovvero quest'ultimo può considerarsi infinitamente esteso. Se invece si usa un laser in continua modulato, la frequenza di modulazione è bassa (da pochi hertz fino a circa 1 kHz), pertanto la distanza di propagazione dell'onda elastica durante un periodo può superare le dimensioni della cella fotoacustica. In tal caso, occorre prima determinare i modi propri di oscillazione della cella fotoacustica, poiché il fascio luminoso ecciterà un particolare modo proprio con un'efficienza proporzionale all'integrale di sovrapposizione fra la distribuzione spaziale della sorgente termica e il modo proprio (Tam, 1983).

Di seguito viene descritto il meccanismo di generazione fotoacustica che ha luogo all'interno di campione a causa di una profonda penetrazione della radiazione luminosa, supposta impulsata; questo caso si presenta quando la materia di cui è

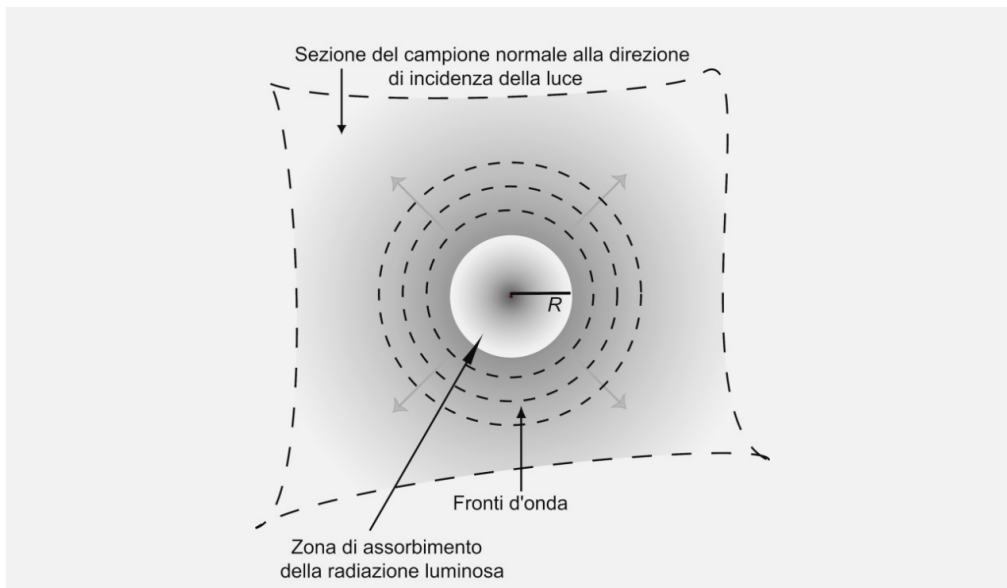


Figura 12.4.1 L'assorbimento della radiazione elettromagnetica in un piccolo volume cilindrico di raggio R all'interno del campione provoca, per effetto termoelastico, l'espansione e la contrazione in direzione radiale di tale elemento di volume, cosicché onde cilindriche si propagano nella materia di cui è composto il campione e nel mezzo circostante.

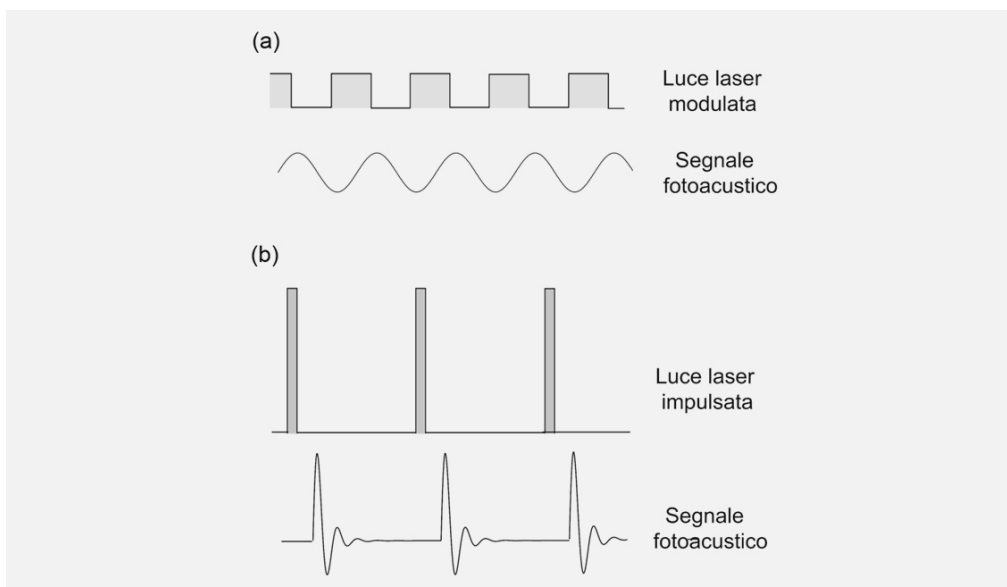


Figura 12.4.2 La luce laser generante l'effetto fotoacustico può provenire da un laser in continua modulato in ampiezza (a), oppure da un laser impulsato (b). Il differente stimolo elettromagnetico determina il tipo di segnale fotoacustico prodotto che è continuo nel primo caso e impulsato nel secondo.

costituito il campione possiede un basso assorbimento della luce incidente, cioè si suppone $\alpha l \ll 1$, essendo α il coefficiente di assorbimento ottico. Ciò equivale a dire che, se si indica con E l'energia dell'impulso laser, l'energia assorbita, $E \cdot \alpha \cdot l$, è uniformemente distribuita lungo una lunghezza l e, conseguentemente, le onde elastiche sono onde cilindriche prodotte da un piccola sorgente cilindrica all'interno del campione.

Il caso di alto assorbimento, ($\alpha l \gg 1$), è stato oggetto di numerose ricerche teoriche e sperimentali (Burshnam, Barnes, 1975; Emmony et al., 1976; Terzic, Sigrist, 1984): si trova, in tal caso, che le onde acustiche sono circolari con la sorgente posta nel punto di incidenza della luce sulla superficie del campione.

12.4.1

GENERAZIONE FOTOACUSTICA DIRETTA PRODOTTA DA UN FASCIO LASER DI PICCOLO RAGGIO

Si consideri dapprima il caso di una fascio laser impulsato di piccolo raggio, R_p : la durata temporale dell'impulso può essere considerata così breve ($\leq 1 \mu s$) che il processo di diffusione termica all'interno del campione possa essere trascurato. Il volume all'interno del campione in cui è assorbita la luce è un lungo volume cilindrico, di lunghezza l e raggio, R_p , con asse nella direzione di propagazione della luce; poiché R_p è piccolo, si può supporre che $R_p < R = v\tau_L$, essendo v la velocità delle onde elastiche nel materiale di cui è composto il campione e τ_L la durata temporale (larghezza) dell'impulso laser.

La sorgente di onde elastiche cilindriche all'interno del materiale, cioè la parte di volume di materiale che si espanderà e si contrarrà sotto l'azione di riscaldamento causato dall'assorbimento della radiazione luminosa, considerata la durata dell'impulso e la velocità di propagazione delle onde elastiche, è un cilindro di lunghezza l e raggio iniziale $R = v\tau_L$. Per effetto fotoelastico, tale cilindro si espanderà isobaricamente con una variazione (istantanea) di volume a:

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\pi (R + \Delta R)^2 l - (\pi R^2) l}{\pi R^2 l} = \beta \Delta T \quad (12.4.1)$$

dove la variazione di temperatura, ΔT , causata dall'impulso laser è

$$\Delta T = \frac{E\alpha l}{\rho V C_P}, \quad (12.4.2)$$

essendo $V = \pi R^2 l$ il volume iniziale della sorgente delle onde elastiche, E l'energia dell'impulso laser, β , ρ , e C_P il coefficiente di espansione termica, la massa volumica e il calore specifico a pressione costante del materiale, rispettivamente.

Dalle eqq.(12.4.1) e (12.4.2), poiché $\Delta R \ll R$ essendo basso l'assorbimento della luce, si ottiene:

$$\Delta R = \frac{\alpha \beta E}{2\pi \rho C_P v \tau_L}. \quad (12.4.3)$$

Il valore massimo dello spostamento, $u(r)$, misurato in un punto P a distanza r dalla sorgente fotoacustica ($r \ll l$), a causa della conservazione dell'energia, varia come $r^{-1/2}$ (Landau, Lifshitz, 1959), pertanto:

$$u(r) = \Delta R \sqrt{\frac{R}{r}} = \frac{\alpha \beta E}{2\pi \rho C_P \sqrt{v \tau_L r}}. \quad (12.4.4)$$

Il valore di picco della pressione acustica, $p(r)$, nel punto P è proporzionale allo spostamento $u(r)$ valutato in tale punto; poiché lo spostamento $u(r)$ avviene in un tempo τ_L , si può scrivere:

$$p(r) \approx \frac{v \rho u(r)}{\tau_L}; \quad (12.4.5)$$

pertanto, sostituendo nell'eq. (12.4.5) l'espressione dello spostamento data dall'eq. (12.4.4), si ottiene per la pressione acustica l'espressione

$$p(r) \approx \frac{\alpha \beta E v^2}{2\pi C_p (v \tau_L)^{3/2} r^{1/2}}, \quad (12.4.6)$$

da cui si evince che la pressione acustica è direttamente proporzionale all'energia dell'impulso laser E , e, a parità di quest'ultima, essa è tanto maggiore quanto più grandi sono il coefficiente di assorbimento, α , che il mezzo presenta alla lunghezza d'onda della radiazione luminosa incidente e il coefficiente di espansione termica, β .

L'eq. (12.4.6) permette di stimare il valore di picco della pressione acustica; nel caso di un solido, ad esempio, inserendo i seguenti valori dei parametri delle grandezze fisiche che si trovano nell'eq. (12.4.6), con riferimento a situazioni sperimentali usuali in esperimenti di fotoacustica (Patel, Tam, 1981): $\beta \sim 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, $\alpha \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, $C_p \sim 1 \text{ Jg}^{-1}\text{K}^{-1}$, $\tau_L \sim 10^{-6} \text{ s}$, $v \sim 10^3 \text{ m/s}$, $r \sim 1 \text{ cm}$, si trova:

$$p(r) \sim 10^{-5} \text{ atm} \approx 1 \text{ Pa}, \quad (12.4.7)$$

da cui segue che le variazioni di pressioni causate dall'effetto fotoacustico sono assai inferiori, di diversi ordini di grandezza, rispetto alla pressione di equilibrio alla quale si svolge l'esperimento (generalmente 1 atm). È inoltre possibile stimare il massimo valore di ΔR dall'eq. (12.4.3); supponendo, infatti, $\rho \sim 1 \text{ g/cm}^3$ si ottiene

$$\Delta R \sim 10^{-9} \text{ cm}, \quad (12.4.8)$$

ovvero le onde elastiche generate per effetto fotoacustico hanno un ampiezza sub-nanometrica.

12.4.2

GENERAZIONE FOTOACUSTICA DIRETTA PRODOTTA DA UN FASCIO LASER DI GRANDE RAGGIO

Nel caso in cui il raggio del fascio laser, R_g , sia grande ($R_g > R = v \tau_L$), a differenza del caso precedente, il volume cilindrico $V = \pi R_g^2 l$ del campione

riscaldato dall'impulso di radiazione luminosa, non ha tempo sufficiente per un'espansione isobara; una variazione di pressione p_0 è quindi prodotta sulla superficie del cilindro di raggio R_g per espansione termica. La valutazione di tale pressione è semplice se si ipotizza che sia soddisfatta la legge di Hooke, cioè vi sia linearità tra sforzo e deformazione:

$$p_0 = K \frac{\Delta V}{V} , \quad (12.4.9)$$

essendo K il modulo di compressione di volume dato dalla relazione

$$K = \rho \frac{\partial p}{\partial \rho} = \rho v^2 . \quad (12.4.10)$$

Quest'ultima relazione e l'espressione della deformazione di volume data dall'eq. (12.4.1) permettono di porre p_0 nella forma:

$$p_0 = \rho v^2 \beta \Delta T = \frac{\alpha \beta E v^2}{\pi C_p R_g^2} . \quad (12.4.11)$$

Per le stesse ragioni esposte nel paragrafo precedente, la pressione in un punto P a distanza r dalla superficie cilindrica, $p'(r)$, decrescerà con la distanza come $r^{-1/2}$, quindi:

$$p'(r) = p_0 \sqrt{\frac{R_g}{r}} = \frac{\alpha \beta E v^2}{\pi C_p R_g^{3/2} r^{1/2}} . \quad (12.4.12)$$

Confrontando questa equazione con l'eq. (12.4.6), si evince che le espressioni delle pressioni acustiche nei casi di assorbimento di un fascio laser di piccolo e grande raggio, sono analoghe, comparando al denominatore il raggio dell'effettiva sorgente di onde acustiche pari a $R = v\tau_L$ e R_g , rispettivamente. Il confronto mostra inoltre che a parità di durata ed energia dell'impulso laser, un fascio laser di grande diametro produce un segnale fotoacustico meno intenso di quello causato da un fascio di piccolo diametro entrambi incidenti sul medesimo campione; infatti si ha che

$$\frac{p'(r)}{p(r)} \approx \left(\frac{v\tau_L}{R_g} \right)^{3/2} < 1 . \quad (12.4.13)$$

La minore efficienza fotoacustica di un fascio laser di grande diametro, deriva dalla mancata coerenza fra le varie sorgenti di onde acustiche all'interno del volume cilindrico, di raggio R_g , in cui viene assorbita la radiazione luminosa; tali sorgenti, infatti, generano onde acustiche che non si sommano in fase a causa del grande e diverso tempo di transito necessario per giungere fino alla superficie del volume cilindrico.

Tanto l'eq. (12.4.6) che l'eq. (12.4.12) stabiliscono una dipendenza lineare della potenza acustica di picco con l'energia dell'impulso laser E , cosicché l'energia acustica emessa, E_a , varia come E^2 ; conseguentemente, per quanto riguarda l'efficienza fotoacustica η vale la relazione:

$$\eta = \frac{E_a}{E} \propto E . \quad (12.4.14)$$

Se ne conclude, quindi, che nel caso in cui l'effetto fotoacustico sia causato dall'espansione termica di un mezzo avente con un basso coefficiente di assorbimento della radiazione luminosa ($\alpha l \ll 1$), l'efficienza fotoacustica è direttamente proporzionale all'energia dell'impulso laser incidente.

12.4.3

GENERAZIONE FOTOACUSTICA INDIRECTA

Nel caso della generazione indiretta di onde elastiche per effetto fotoacustico – usata generalmente per lo studio di campioni solidi posti a contatto con un gas quale mezzo di accoppiamento con il rivelatore di onde elastiche –, l'assorbimento della radiazione elettromagnetica modulata provoca oscillazioni periodiche della temperatura della superficie del campione in contatto con il gas. Il flusso di calore nel gas genera variazioni periodiche della sua pressione; esse si propagano nel gas come onde acustiche longitudinali fino al rivelatore costituito, molto spesso come accennato, da un microfono di piccole dimensioni e alta sensibilità. Se da un lato questo meccanismo riduce alquanto l'efficienza acustica a causa della differenza di impedenza acustica esistente tra solido e gas, pur tuttavia tale modalità sperimentale è estremamente utile nel caso in cui l'assorbimento presentato dal campione sia così elevato da non permettere alla luce di attraversarlo, così da generare direttamente onde elastiche.

Si consideri il caso di un laser in continua di raggio R e modulato a una frequenza f che incida sulla superficie di un campione di spessore h posto in una cella cilindrica di raggio R_c contenente un gas di spessore l (Fig. 12.4.3). Siano D e $\mu_0 = 1/\alpha$ la diffusività termica e la lunghezza di assorbimento ottico del materiale di cui è composto il campione, rispettivamente: la prima indica la rapidità con la quale la variazione di temperatura si propaga nel materiale, mentre la seconda rappresenta la profondità alla quale l'intensità della luce incidente è ridotta di un fattore $1/e$ rispetto a quella incidente sulla superficie del campione.

La sorgente di calore, modulata anch'essa alla frequenza f , si trova distribuita all'interno del campione in una lunghezza pari alla cosiddetta *lunghezza di diffusione termica*, μ_t , definita dalla relazione (Marin, 2010)

$$\mu_t = \sqrt{\frac{D}{\pi f}} \quad (12.4.15)$$

essa fornisce la distanza dalla superficie del campione alla quale il flusso di calore è ridotto di un fattore $1/e$: qui si considera solamente il caso, invero abbastanza frequente, in cui $\mu_t < \mu_0 < l$.

L'espressione dell'intensità della luce laser modulata può essere posta nella forma:

$$I(t) = \frac{1}{2} I_0 (1 + \sin 2\pi f t) \quad (12.4.16)$$

avendo indicato con I_0 l'intensità della luce laser incidente; poiché solo una frazione μ_t/μ_0 dell'energia incidente, e assorbita in uno strato del campione di

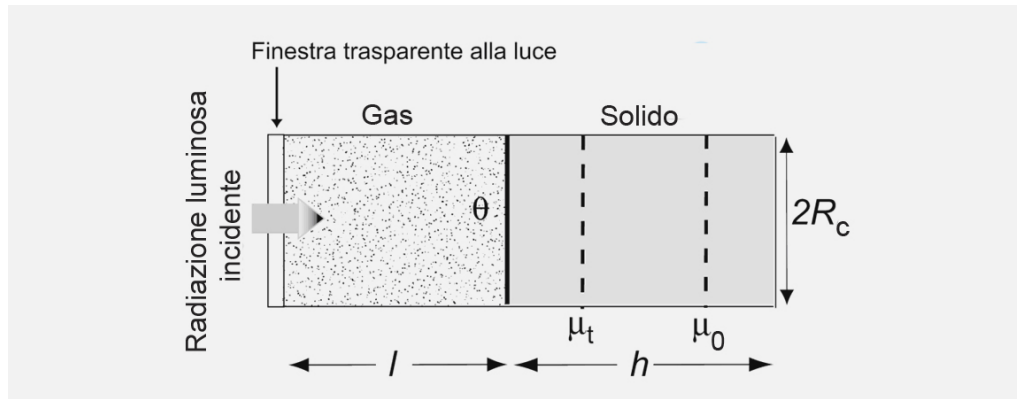


Figura 12.4.3 Schema di una cella fotoacustica cilindrica, di raggio R_c e lunghezza $l + h$, utilizzata per la generazione indiretta di onde fotoacustiche. La superficie del campione solido che assorbe la radiazione luminosa incidente, riscaldandosi e raffreddandosi periodicamente, si comporta come un pistone oscillante generando onde di pressione che si propagano nel gas.

spessore μ_0 , è trasformata in calore, l'equazione di conduzione del calore può essere concettualmente espressa nella forma:

$$\text{conducibilità termica} \times \text{gradiente termico} = \text{calore assorbito} \quad (12.4.17)$$

che, si traduce nella relazione:

$$\kappa \times \frac{\vartheta}{\mu_t} \approx I_0 \frac{\mu_t}{\mu_0} \Rightarrow \vartheta \approx I_0 \frac{\mu_t^2}{\mu_0 \kappa}, \quad (12.4.18)$$

essendo κ la conducibilità termica del materiale di cui è costituito il campione e ϑ l'ampiezza delle oscillazioni termiche che si verificano sulla superficie del campione termicamente in contatto con il volume di gas V , il cui valore, indicando con μ la lunghezza di diffusione termica del gas, è pari a $\pi r^2 \mu$ se $l > \mu$, oppure $\pi r^2 l$ se $l < \mu$.

Utilizzando l'equazione di stato dei gas perfetti nell'ipotesi realistica che la variazione di volume, ∂V , che subisce V a causa del riscaldamento sia praticamente isobara, si ha:

$$\partial V = V \frac{\vartheta}{T}, \quad (12.4.19)$$

essendo T la temperatura assoluta. Tale variazione di volume avviene in condizioni praticamente adiabatiche, talché la conseguente variazione di pressione, ∂p , che si propagherà nel gas come onda longitudinale fino al rivelatore di spostamenti (generalmente un microfono ad alta sensibilità), si può ricavare dall'espressione di una trasformazione adiabatica di un gas perfetto, quindi:

$$\partial p = \gamma p \frac{\partial V}{V_c}, \quad (12.4.20)$$

dove γ rappresenta il rapporto dei calori specifici del gas e V_c il volume totale della cella contenente il gas.

Nell'ipotesi che il microfono sia piccolo e vengo posto all'interno della cella fotoacustica, dalle eq. (12.4.17) – (12.4.19), si ottiene la seguente espressione della variazione di pressione generata per effetto fotoacustico:

$$\partial p \approx \frac{\gamma p V I_0}{\pi T R^2 l} \frac{\alpha \mu_t^2}{\kappa} . \quad (12.4.21)$$

Tale equazione mostra che l'ampiezza del segnale fotoacustico è proporzionale al coefficiente di assorbimento ottico α ; pertanto dallo spettro del segnale fotoacustico normalizzato all'intensità della luce incidente, $\partial p/I_0$, misurato per diversi valori della lunghezza d'onda della luce incidente, λ , si ricava lo spettro del coefficiente di assorbimento, $\alpha(\lambda)$, così come espresso per il caso della generazione fotoacustica diretta dall'eq. (12.4.6) e dall'eq. (12.4.12).

12.5

IMPIEGO DELLA FOTOACUSTICA PER LA REALIZZAZIONE DI IMMAGINI IN CAMPO BIOMEDICO

La formazione di immagini in campo biomedico basata su tecniche che sfruttano l'effetto fototermico, rappresenta l'applicazione più recente – risalendo i primi esperimenti in *vitro* alla metà degli anni Novanta – e al tempo stesso più promettente della fotoacustica. Tali immagini, a differenza di quelle ecografiche nelle quali il contrasto dipende dalle proprietà elastiche e meccaniche del tessuto in cui l'onda elastica si propaga, sono una rappresentazione di proprietà ottiche dei tessuti e, specificamente, del coefficiente di assorbimento ottico, il cui valore è funzione della lunghezza d'onda della luce incidente.

Quando la luce penetra nei tessuti, essa subisce il fenomeno della dispersione e viene assorbita da specifiche molecole note come *cromofori*; poiché i tessuti biologici assorbono in maniera molto differenziata la luce a seconda dei cromofori presenti (emoglobina, acqua, lipidi ecc.), ne consegue che le immagini fotoacustiche permettono un grado di differenziazione dei tessuti non riscontrabile con le immagini ecografiche, essendo la differenza di assorbimento ottico tra diversi tessuti generalmente molto maggiore rispetto alle variazioni della loro impedenza acustica. L'emoglobina, in particolare, è uno dei cromofori più importanti per lunghezze d'onda elettromagnetiche inferiori a 1000 nm; infatti, tra 650 e 900 nm, il coefficiente di assorbimento ottico della deossiemoglobina e dell'ossiemoglobina, a concentrazioni biologiche, è di un ordine di grandezza superiore a quello degli altri cromofori presenti nei vasi sanguigni e nel tessuto connettivo come, ad esempio, l'acqua i grassi e l'elastina. Nella parte inferiore dello spettro visibile, l'assorbimento dell'emoglobina aumenta ulteriormente superando quello degli altri cromofori di ben due ordini di grandezza. Poiché l'assorbimento dei tessuti alla radiazione elettromagnetica incidente è la sorgente del contrasto nelle immagini ottenute per via fotoacustica, è possibile discriminare – nel senso di visualizzare selettivamente – quelle componenti tissutali e/o cellulari ricche di cromofori sensibili a lunghezze d'onda differenti. Ecco quindi che, con una radiazione

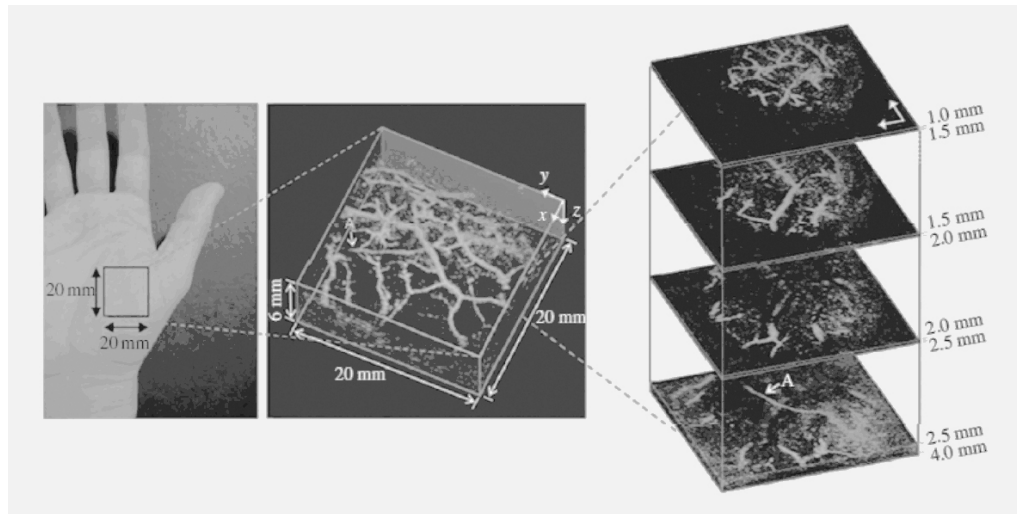


Figura 12.5.1 Immagine del sistema microvascolare di una regione di 20 mm^2 del palmo della mano ottenuta con tecniche fotoacustiche: la lunghezza d'onda della luce utilizzata è 670 nm . Al centro è mostrata l'immagine tridimensionale del sistema vascolare, mentre a destra sono rappresentate quattro sezioni di tale immagine realizzate a diverse profondità. Il vaso sanguigno a maggiore profondità (4 mm) rispetto alla superficie palmare è indicato con la lettera A (Beard, 2011).

luminosa di 670 nm , possono essere resi fotoacusticamente visibili sistemi microvascolari che, all'opposto, sono completamente trasparenti agli ultrasuoni (Fig. 12.5.1); la presenza di lipidi nelle placche ateromatose, invece, può essere rivelata scegliendo una luce laser avente una lunghezza d'onda (1210 nm), coincidente con il loro picco di assorbimento ottico, mentre per la visualizzazione di strutture ricche d'acqua è opportuno scegliere una lunghezza d'onda di 975 nm (Fig. 12.5.2).

Da questi esempi è evidente la natura spettroscopica delle immagini fotoacustiche che le diversifica completamente dalle immagini ecografiche; un'altra differenza rispetto alle immagini ottenute sfruttando l'eco riflessa dell'onda acustica incidente, è data dal fatto che, data la piccola ampiezza delle onde elastiche generate per effetto fototermico, non hanno luogo fenomeni di non linearità durante la propagazione delle onde e, quindi, è impossibile incrementare la risoluzione delle immagini fotoacustiche utilizzando le componenti armoniche presenti nell'onda riflessa.

Nelle immagini fotoacustiche realizzate in campo biomedico, gli ultrasuoni sono generati per effetto fototermico indotto da impulsi laser della durata di pochi nanosecondi; le lunghezze d'onda utilizzate sono comprese tra 600 e 900 nm poiché, per tali valori, la profondità di penetrazione nei tessuti biologici può superare alcuni centimetri. L'incremento della temperatura nella regione tissutale dove la radiazione elettromagnetica viene assorbita è, per le condizioni usuali di potenza dei fasci laser utilizzati, dell'ordine del centinaio di millikelvin, ben al di sotto, cioè, dei valori che provocano danneggiamenti fisici o variazioni fisiologiche

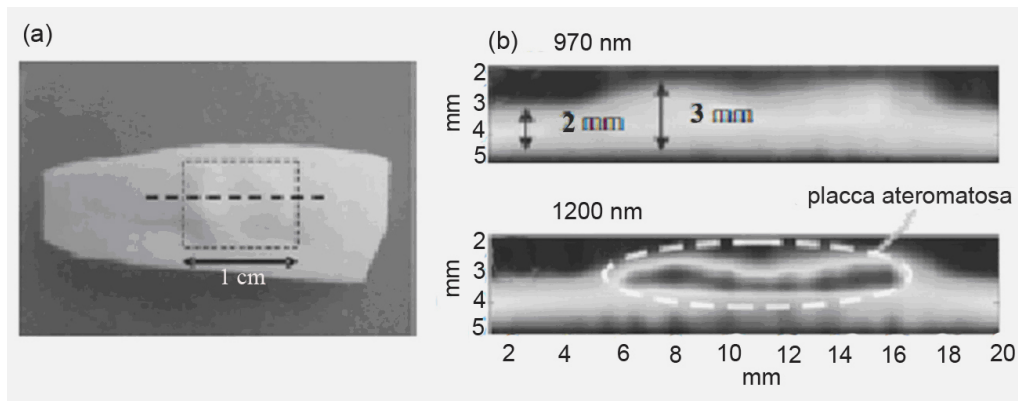


Figura 12.5.2 (a) Foto di un segmento di aorta umana con, in rilievo, evidenziata dal rettangolo tratteggiato, la traccia di una placca ateromatosa: la scansione fotoacustica è effettuata lungo la linea tratteggiata lunga 2 cm. (b) In alto, sezione trasversale dell'aorta ottenuta per via fotoacustica con una lunghezza d'onda della luce incidente di 970 nm (basso assorbimento della zona lipidica); in basso, la stessa sezione ottenuta con una radiazione incidente di 1200 nm di lunghezza d'onda (alto assorbimento della zona lipidica) (Allen et al., 2010).

dei tessuti. La regione riscaldata, concordemente a quanto descritto nei paragrafi precedenti, diviene sorgente di onde elastiche di piccola ampiezza (la pressione acustica è inferiore a 1 kPa) e di alta frequenza (approssimativamente decine di megahertz) che si propagano fino alla superficie dell'elemento di volume in cui il trova il tessuto. La rivelazione delle onde acustiche può essere effettuata o da un singolo trasduttore ultrasonoro che viene spostato lungo la superficie dell'elemento di volume o, più semplicemente, da una matrice di trasduttori posti sulla superficie stessa: misurando il tempo di arrivo delle onde acustiche e conoscendo la loro velocità di propagazione, con opportune elaborazioni matematiche – si tratta della risoluzione di un tipico problema inverso –, si ottiene un'immagine operando in maniera del tutto analoga al processo di formazione delle usuali immagini ecografiche.

L'effetto fototermico nei tessuti è tanto più efficiente quanto più sono soddisfatte le condizioni di confinamento spaziale tanto della sorgente termica creata nel tessuto per assorbimento della radiazione luminosa, quanto della distribuzione degli sforzi termicamente indotti. Il tempo caratteristico, τ_T , per la dissipazione termica dell'impulso elettromagnetico assorbito, supponendo una distribuzione sferica del calore generato, è $\tau_T \approx \mu_0^2/4D$, dove μ_0 e D rappresentano la profondità di penetrazione dell'onda elettromagnetica e la diffusività termica del tessuto, rispettivamente (McKenzie, 1990). Se si indica con τ è la durata dell'impulso luminoso, la lunghezza di diffusione termica, μ_T , è espressa dalla relazione (Marin, 2010):

$$\mu_T = 2\sqrt{D\tau} . \quad (12.5.1)$$

Affinché l'onda elettromagnetica sia generata efficacemente, deve essere $\tau < \tau_T$,

ovvero la lunghezza di diffusione termica deve potersi trascurare durante il periodo dell'impulso elettromagnetico (confinamento termico). Ad esempio, per un impulso di durata $\tau = 0,5 \mu\text{s}$, poiché per la maggior parte dei tessuti molli $D \approx 1,4 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$, si ha $\mu_T \approx 0,5 \mu\text{m}$; tale valore è assai inferiore alla risoluzione che qualsiasi sistema di imaging fotoacustico è in grado di ottenere: il confinamento termico è, quindi, con tale valore della durata dell'impulso laser, generalmente soddisfatto (Xu, Wang, 2006).

Analogamente, la durata dell'impulso deve essere inferiore al tempo, τ_S , impiegato dallo sforzo per propagarsi attraverso la regione riscaldata dalla luce incidente (confinamento dello sforzo): sotto questa condizione alti valori della pressione acustica possono essere rapidamente generati nei tessuti. Se si indica con v la velocità delle onde elastiche nei tessuti molli ($v \simeq 1500 \text{ m/s}$), ne segue che $\tau_S = \mu_0/v$. Supponendo, allora, di voler ottenere una risoluzione spaziale per una profondità di penetrazione della luce $\mu_0 = 150 \mu\text{m}$, si ha che $\tau_T \simeq 40 \text{ ms}$ e $\tau_S \simeq 100 \text{ ns}$; di conseguenza τ deve essere minore di 100 ns per soddisfare anche la condizione di confinamento degli sforzi (Xu, Wang, 2006).

La distribuzione della pressione acustica, p_0 , fototermicamente indotta sulla superficie della regione che ha assorbito la radiazione elettromagnetica, è codificata nell'onda acustica che si propaga e che, dopo essere stata ricevuta dai trasduttori ultrasonori, viene convertita in un segnale elettrico variabile nel tempo; poiché l'immagine fotoacustica viene formata a partire dall'insieme dei segnali elettrici provenienti da trasduttori posizionati in punti distinti, essa è una rappresentazione della distribuzione spaziale di p_0 . Con buona approssimazione quest'immagine rappresenta anche la distribuzione di energia elettromagnetica assorbita; infatti, con semplici considerazioni termodinamiche, in regime impulsivo della luce incidente, se le condizioni di confinamento termico e degli sforzi sono soddisfatte, si può dimostrare che p_0 , ad ogni istante t in ogni punto r , è proporzionale alla densità di energia elettromagnetica assorbita, $H(r, t)$, secondo la relazione

$$p_0(r, t) = \Gamma H(r, t) , \quad (12.5.2)$$

dove Γ è un coefficiente di proporzionalità, noto con il nome di coefficiente di Grüneisen, che descrive l'efficienza dell'effetto termoelastico ed è dato da $\Gamma = \beta v^2/C_P$, essendo β , v , e C_P il coefficiente di espansione termica, la velocità delle onde elastiche e il calore specifico a pressione costante, rispettivamente (Beard, 2011).

BIBLIOGRAFIA

- ALLEN T.J., HALL A., DHILLON A., OWEN J.S., BEARD P.C., 2010, *Photoacoustic imaging of lipid rich plaques in human aorta*, Proc. SPIE, 7564, p. 75640C.
 BEARD P.C., 2011, *Biomedical photoacoustic imaging*, «Interface Focus», 1, pp. 602-31.
 BELL A. G., 1880, *On the production and reproduction of sound by light*, «Am. J. Sci.», 20, pp. 305-24.
 —, 1881, *Upon the Production of sound by radiant energy*, «Phil. Mag.», 11, pp. 510-28.

- BURSHANAM G.S., BARNES F.S., 1975, Laser-generated thermoelastic shock wave in liquids, «J. Appl. Phys.», 46, pp. 2074-82.
- EMMONY D.C., SIEGRIST M., KNEUBÜHL F.K., 1976, *Laser-induced shock waves in liquids*, «Appl. Phys. Lett.», 29, pp. 547-49.
- GORELIK G., 1946, *A possible method fo studying the energy exchange time between the different degrees of freedom of molecules in a gas*, «Dokl. Akad. Nauk SSSR», in russo, 54, pp. 779.
- HARSHBARGER W.R., ROBIN M.B., 1973, *The opto-acoustic effect: revival of an old technique for molecular spectroscopy*, «Acc. Chem. Res.», 6, pp. 329-34.
- KERR E.L., ATWOOD J.G. 1968, *Measurement of weak absorptivity in gases at laser wavelengths*, «Appl. Opt.», 7, pp. 915-21.
- HESS P., FIEDLER M., 1989, *laser excitation of acoustic modes in cylindrical and spherical resonators: theory and applications* , in P. Hess (a cura di), *Topics in current physics: Photoacoustic, photothermal and photochemical processes in gases*, Springer, Berlin-Heidelberg, pp. 85-90.
- KREUZER L.B., 1971, *Ultralow gas concentration infrared absorption spectroscopy*, «J. Appl. Phys.», 42, pp. 2934-43.
- KREUZER L.B., PATEL C.K.N., 1971, *Nitric oxide air pollution: detection by optoacoustic spectroscopy*, «Science», 173, pp. 45-47.
- LANDAU L., LIFSHITZ E., 1959, *Fluid mechanics*, Pergamon, Oxford, pp. 261-70.
- LÜSCHE E., 1984, *Photoacoustic effect in condensed matter - historical development*, in E. Lüscher, P. Korpium, H. Coufal, R. Tilgner (a cura di), *Photoacoustic effect: Principles and applications*, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, p. 1.
- MARIN E., 2010, *Characteristic dimensions for heat transfer*, «Lat. Am. Phys. Educ.», 4, pp. 56-60.
- MCKENZIE A. L., 1990, *Physics of thermal processes in laser-tissue interaction*, «Phys. Med. Biol. », 35, pp. 1175-1209.
- MERCADIER M.E., 1881, «C. R. Hebd. Serv. Acad. Sci.», 92, p. 409.
- MIKLÓS A., HESS P., BOZÓKI Z., 2001, *Application of acoustic resonators in photoacoustic trace gas analysis and metrology*, «Rev. Sci. Instrum.», 72, pp. 1937-55.
- PAO YOH-HAN, 1977, *Optoacoustics Spectroscopy and Detection*, Academic, San Diego.
- PATEL C. K. N., TAM A. C., 1981, *Pulsed optoacoustic spectroscopy of condensed matter*, «Rev. Mod. Phys.», 53, pp. 517-50.
- PREECE W. H., 1881, *On the conversion of radiant energy into sonorous vibrations*, «Proc. R. Soc. Lond.», 31, pp. 506-20.
- RÖENTGEN W. C., 1881, *On tones produced by the intermittent irradiation of a gas*, «Philos. Mag.», 11, pp. 308-11.
- ROSENCWAIG A., 1973, *Photoacoustic spectroscopy of solids*, «Opt. Commun.», 7, pp. 305-8.
- ROSENCWAIG A., 1980, *Photoacoustics and photoacoustic spectroscopy*, Wiley, New York.
- ROSENCWAIG A. GHERSO J., 1976, *Theory of the photoacoustic effect with solids*, «J. Appl. Phys.», 47, pp. 64-69.
- TAM A.C., 1983, *Photoacoustics: spettroscopy and other applications*, in P. Hess (a cura di), *Ultrasensitive laser spettroscopy*, Academic, San Diego, pp. 2-98.
- , 1986, *Applications of photoacoustics sensing techniques*, «Rev. Mod. Phys.», 58, pp. 381-431.
- TAM A.C., WONG Y.H., 1980, *Optimization of optoacoustic cell for depth profiling studies of semiconductor surfaces*, «App. Phys. Lett.», 36, pp. 471-73.
- TERZIC M., SIGRIST W., 1984, *Pulsed photoacoustic measurement of large optical absorption coefficients*, «J. Appl. Phys.», 56, pp. 93-95.
- TYNDALL J., 1881, *Action of an intermittent beam of radiant heat upon gaseous matter*, «Proc. R. Soc.», 31, pp. 307-17.

- VIENGEROV M.L., 1938, *Eine methode der gasanalyse, beruhend auf der optisch-akustischen tyndall-röntgenscheinung*, «Dokl. Akad. Nauk SSSR», 19, pp. 687-688.
- WESTERVELT P.J., LARSON R.S., 1973, *Laser excited broadside array*, «J. Acoust. Soc. Am.», 54, pp. 121-22.
- XU M., WANG L.V., 2006, *Photoacoustic imaging in biomedicine*, «Rev. Sci. Instrum.», 77, p. 041101-1.