Capitolo 8

Applicazioni dei laser

I laser trovano applicazione in svariati campi della scienza e della tecnica, dalla Fisica, alla Chimica, alla Biologia, all' Elettronica ed alle tecnologie. Un quadro riassuntivo dei principali campi di applicazione dei laser è il seguente:

- Lavorazioni di materiali. Foratura, taglio, saldatura, trattamenti termici, ...

- Misure industriali, civili ed ambientali. *Settore industriale*: interferometri laser per metrologia, misuratori di diametri di fili, granulometri, rugosimetri, sistemi di rilievo di campi di deformazione; *settore civile*: sistemi laser di allineamento, livelle laser, telemetri topografici e geodimetri; *settore ambientale*: lidar e rilevatori di inquinamento; *settore della presentazione*: laser per la visualizzazione di ologrammi, pointer laser per conferenze, sistemi laser per la didattica; *settore giochi di luce*: laser per effetti speciali in discoteche, mostre, spettacoli all' aperto e simili; *settore beni durevoli*: lettori laser di codici a barre, lettori di compact disk, stampanti laser e simili.

- Telecomunicazioni e fibre ottiche. Sorgenti laser a semiconduttore per applicazioni, tramite fibra ottica, nella trasmissione ed elaborazione ottica dei dati

- Applicazioni mediche. Applicazioni dei laser in Oftalmologia, in Chirurgia Generale, in Chirurgia con microscopio operatorio, in Chirurgia endoscopica

- Applicazioni nei laboratori di ricerca (scienze pure). Ottica non lineare, spettroscopia lineare e non lineare, interazione radiazione–materia

Nel seguito verrà data una descrizione di principio di alcune applicazioni.

8.1 Applicazioni alle Scienze Fondamentali

8.1.1 Fisica

Nel campo della Fisica, utilizzando la elevata monocromaticità e brillanza del fascio, è possibile mettere in evidenza fenomeni particolari della interazione radiazione–materia. Tali fenomeni vanno sotto il nome di *effetti ottici non lineari* poichè dipendono in maniera non lineare dall' intensità I del fascio; essi diventano, perciò, tanto più evidenti quanto più elevata è l' intensità.

Consideriamo, in particolare, il fenomeno della *generazione di seconda armonica*. Supponiamo di considerare un generico materiale investito da un' onda e.m. e consideriamo il caso in cui il materiale non possegga una transizione risonante alla frequenza dell' onda. In questo caso, il fenomeno più vistoso che si produce è quello della polarizzazione e si può scrivere:

$$P = \epsilon_0 \chi E \tag{8.1}$$

dove P è l' intensità di polarizzazione, E è il campo elettrico dell' onda e.m. e χ è la suscettività dielettrica del materiale. La (8.1) va, in realtà, ritenuta come lo sviluppo in serie di Taylor arrestato al primo ordine di una legge generica $P = P(E)$. Tenendo conto di ordini più elevati potremo scrivere al posto della (8.1):

$$P = \epsilon_0(\chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \ldots). \tag{8.2}$$

È chiaro che i termini non lineari diventeranno tanto più sensibili rispetto a quello lineare quanto più elevato sarà il valore del campo elettrico E: essi possono dunque diventare sensibili per gli intensi valori del campo ottenibili con un laser. In linea del tutto generale possiamo anche dire che, se il materiale è isotropo (come un liquido o un cristallo ad elevata simmetria), mancheranno nella (8.2) tutti i termini di potenza pari ($\chi_{2k} = 0$). Infatti, essendo il materiale isotropo, deve essere $P(-E) = -P(E)$ per qualsiasi valore di E.

Consideriamo, pertanto, un materiale anisotropo e limitiamoci a vedere l' effetto prodotto dal termine quadratico della (8.2). Se poniamo $E = E_0 \sin \omega t$, dove ω è la frequenza di oscillazione dell' onda e.m., dalla (8.2) si ha:

$$P^{(2)} = \frac{\epsilon_0 \chi_2 E_0^2}{2}(1 - \cos 2\omega t) \tag{8.3}$$

dove si è indicato con $P^{(2)}$ la parte di polarizzazione dovuta al termine quadratico della (8.2). Si vede dunque che $P^{(2)}$ è la somma di un termine costante

ed un termine oscillante a frequenza 2ω. Una polarizzazione oscillante a 2ω irradia un' onda e.m. della stessa frequenza: si produce un' onda e.m. di frequenza 2ω che ha le stesse caratteristiche di direzionalità e monocromaticità del fascio incidente ed è emessa nella sua stessa direzione. Un tale fenomeno, oltre che per lo studio del materiale non lineare, è anche utile per generare un nuovo fascio coerente a frequenza 2ω. Si dimostra che è possibile ottenere fino ad un valore unitario di efficienza di conversione, per cui tutta la potenza a frequenza ω può essere convertita, in uscita dal cristallo, in potenza a frequenza 2ω. Il termine costante nella (8.3), invece, produce una tensione continua ai capi del cristallo.

Fra gli altri numerosi effetti ottici non lineari, ricordiamo l' assorbimento a due fotoni. Un sistema atomico a due livelli E_1 e E_2 assorbe un' onda e.m. di frequenza ω tale che $\hbar\omega = E_2 - E_1$. Ogni transizione di un atomo fra i livelli 1 e 2 è accompagnata cioè dall' assorbimento o dall' emissione di un fotone $\hbar\omega$. Lo stesso sistema a due livelli può assorbire anche un' onda e.m. di frequenza $\omega/2$: in questo caso due fotoni, ciascuno di energia $\hbar\omega/2$ vengono assorbiti ad ogni transizione. Si dimostra che la probabilità di transizione per assorbimento di due fotoni è proporzionale alla quarta potenza del campo elettrico dell' onda e.m.; anche l' assorbimento a due fotoni diventa quindi importante solo alle alte intensità luminose.

8.1.2 Spettroscopia atomica laser

Sotto il nome di *spettroscopia atomica laser* ricade un insieme di tecniche in cui si sfruttano le proprietà della radiazione laser per osservare transizioni atomiche e molecolari in una vasta gamma di frequenze, con alta risoluzione spettrale ed estrema sensibilità. La luce laser viene utilizzata per eccitare il sistema in esame, facendolo transire dallo stato fondamentale ad uno dei suoi stati eccitati; dopo un tempo caratteristico, detto *tempo di rilassamento o vita media*, il sistema si riporta sullo stato fondamentale cedendo secondo varie modalità l' energia fornitagli con l' eccitazione. Dallo studio della risposta del sistema, ovvero dallo studio dei modi di diseccitazione, è possibile ottenere delle informazioni sulla struttura dei livelli energetici ad esso accessibili, quali, per esempio, il numero degli stati eccitati, la loro energia, i numeri quantici associati, ...

Tali informazioni possono essere ricavate effettuando due tipi diversi di misure: misure di trasmissione e misure di emissione, schematizzate nella figura 8.1.

Nelle misure di trasmissione viene inviato sul bersaglio, costituito dal materiale in esame, un fascio incidente di cui si conosce con precisione la composizione spettrale, cioè lo spettro di frequenze della radiazione inciden-

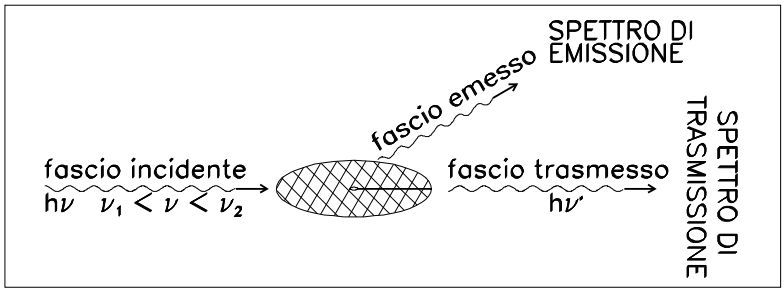

Figura 8.1: Rappresentazione schematica di una misura di trasmissione e di emissione.

te e l' intensità delle varie componenti di frequenza, e viene analizzato il fascio trasmesso attraverso il bersaglio; effettuando una analisi dello spettro di frequenze presenti nel fascio trasmesso e valutando la differenza delle composizioni spettrali dei due fasci, incidente e trasmesso, si ottiene una informazione sullo spettro delle frequenze che vengono assorbite dal sistema e quindi dei livelli energetici ad esso accessibili, grazie alla relazione:

$$E^* = E_{gs} + h\nu \tag{8.4}$$

dove E^* indica l' energia dello stato eccitato, E_{gs} quella dello stato fondamentale e ν la frequenza della radiazione assorbita.

Nelle misure di emissione, invece, viene inviato sul bersaglio un fascio incidente di energia tale da permettere la transizione al livello che si vuole indagare, o superiore, e si misura lo spettro della radiazione emessa dal sistema nella fase di diseccitazione. Tipicamente la misura dello spettro di emissione viene effettuata ad un certo angolo rispetto alla direzione del fascio incidente in modo da non essere disturbati nella misura dal fascio trasmesso.

Le energie che è necessario fornire ai bersagli atomici e molecolari per ottenerne la transizione ad un livello eccitato, sono tipicamente dell' ordine della decina di eV nel caso delle transizioni atomiche, da 1 eV a 10 eV per le transizioni tra livelli elettronici molecolari, dell' ordine del decimo di eV per le transizioni tra livelli vibrazionali molecolari e di $10^{-3} - 10^{-4}$ eV per le transizioni tra livelli rotazionali molecolari. Questo significa che il fascio incidente dovrà avere frequenze che vanno a cadere nell' ultravioletto per le transizioni più energetiche e nel visibile e nell' infrarosso per le transizioni molecolari; infatti un fotone con frequenza pari al viola ($\sim 7.8 \cdot 10^{14}\ Hz$) possiede un' energia di circa 3 eV, un fotone con frequenza pari al rosso

($\sim 3.8 \cdot 10^{14}\ Hz$) possiede un' energia di circa 1.5 eV. Si comprende da qui l' importanza dell' utilizzo della radiazione visibile per lo studio della struttura di atomi e molecole, e lo sviluppo di tecniche di *spettroscopia ottica* ad elevata risoluzione.

Molte delle conoscenze di base della struttura della materia a livello atomico e molecolare sono state ottenute con tecniche di spettroscopia ottica. Man mano che le conoscenze sulla struttura degli atomi e delle molecole diventano più profonde, diventa essenziale il limite alle risoluzioni ottenibili, determinato dalle larghezze delle righe emesse ed assorbite. La prima importante causa di allargamento, che in un mezzo condensato o in un gas denso deriva dalle interazioni degli atomi con l' ambiente, può essere eliminata studiando gas a bassa densità. Scopo finale è quello di ottenere righe spettrali la cui frequenza e larghezza siano determinate dalle proprietà dell' atomo, o molecola, isolati. In questo modo si possono studiare strutture ed effetti molto piccoli, con il limite della larghezza naturale della riga, che è determinata dalla vita media dei livelli interessati dalla transizione. Un ostacolo a questo tipo di misure è rappresentato dall' allargamento delle righe spettrali che, a causa dell' effetto Doppler, si ha nell' interazione con un sistema di atomi o molecole in movimento in un gas all' equilibrio termico. Il metodo più antico e semplice per ridurre l' allargamento Doppler nella spettroscopia ottica è quello di raffreddare il campione, ma è limitato al caso di gas con alta tensione di vapore a bassa temperatura per evitare fenomeni indesiderati di evaporazione. Un altro metodo faceva uso di bersagli costituiti da fasci atomici ben collimati, con i quali è possibile selezionare gruppi di atomi in movimento pressochè ortogonale alla direzione di osservazione; tale metodo, se impiegato con sorgenti convenzionali, possiede però alcune limitazioni: esso non permette lo studio di isotopi rari o di stati eccitati con vita media molto corta.

Le tecniche della spettroscopia ottica ad alta risoluzione sono state rivoluzionate dall' avvento delle sorgenti laser. Numerosi tipi di laser, come i laser a coloranti organici nella regione spettrale del visibile, possono essere accordati con continuità su ampi intervalli di lunghezza d' onda, conservando le caratteristiche di alta purezza spettrale. Grazie alle elevate brillanza, monocromaticità e collimazione, la sorgente laser consente di eliminare l' allargamento Doppler direttamente nel gas contenuto nella cella, senza richieste di raffreddamento; è, infatti, possibile eccitare selettivamente atomi con una determinata componente della velocità lungo la direzione del fascio laser. Si faccia riferimento alla figura 8.2; irradiando con il laser, di frequenza ν_L gli atomi del campione contenuto nella cella, solo quelli che hanno velocità con componente v_z nella direzione del laser assorbono e si portano allo stato

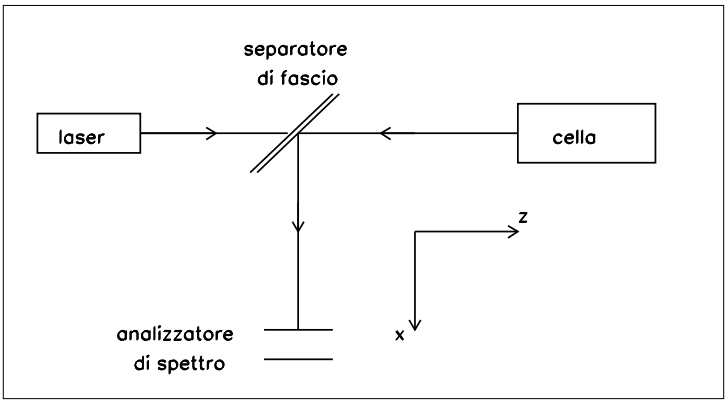

Figura 8.2: Schema di un apparato sperimentale per misure di spettroscopia atomica laser senza effetto Doppler.

eccitato se:

$$\nu_0 = \nu_L \left[1 + (v_z/c)\right] \tag{8.5}$$

(con ν_0 frequenza della transizione dell' atomo a riposo) è soddisfatta entro la larghezza naturale della risonanza. L' impulso trasferito nel processo di assorbimento non modifica praticamente la velocità dell' atomo, per cui la radiazione emessa nel decadimento degli atomi eccitati ha frequenza:

$$\nu = \nu_0 \left[1 + (v_e/c)\right] \tag{8.6}$$

con v_e componente della velocità dell' atomo nella direzione di emissione. Per la radiazione riemessa in direzione z e in verso opposto a quello del fascio laser, risulta:

$$\nu = \nu_0 \left[1 + (v_z/c)\right] = \nu_L \left[1 + (2v_z/c)\right] \tag{8.7}$$

Analizzando tale radiazione con uno strumento ad elevata risoluzione è quindi possibile, sovrapponendo una piccola frazione della radiazione laser, osservare due righe a frequenza simmetrica rispetto a quella di risonanza (quella di emissione a $\nu_0 \left[1 + (v_z/c)\right]$ e quella del laser a $\nu_0 \left[1 - (v_z/c)\right]$). Variando ν_L in modo da sovrapporle si può studiare la risonanza utilizzando solo gli atomi con velocità nulla nella direzione del fascio laser, cioè con larghezza naturale di riga.

L' elevata intensità della radiazione laser ha consentito l' estensione alla regione del visibile di tecniche di spettroscopia non lineare. Sfruttando i fenomeni non lineari che si originano nell' interazione radiazione–materia è possibile sviluppare delle tecniche che consentono di ridurre o eliminare del tutto l' allargamento Doppler delle righe. Tali tecniche fanno capo a due schemi fondamentali. Il primo è quello della *spettroscopia in saturazione*. In esso la radiazione laser viene divisa in due fasci che attraversano la cella contenente il campione in direzioni opposte; uno dei due fasci (fascio di "pompa") è molto più intenso dell' altro (fascio di analisi) e viene interrotto meccanicamente a frequenze acustiche. Quando è in risonanza ($\nu_L = \nu_0$), il fascio di pompa satura l' assorbimento del gas eccitando gli atomi e rimuovendoli dal livello inferiore della transizione. A questo punto il campione diviene praticamente trasparente (vedi paragrafo 3.6) al debole fascio di analisi, la cui intensità trasmessa verrà quindi periodicamente interrotta alla stessa frequenza di modulazione del fascio di pompa. Quest' interruzione periodica si ha, però, solo quando il laser è sintonizzato in modo da interagire soltanto con gli atomi fermi (o con componente di velocità nulla nella direzione dei fasci di luce). Infatti, un atomo che si muova nella direzione dei fasci laser "vede" una delle due onde a frequenza spostata in alto e l' altra con frequenza spostata in basso e non può essere simultaneamente in risonanza con entrambi i fasci. Il punto delicato di questa tecnica sta nel fatto che, specialmente per saturazioni non molto elevate, la variazione nella attenuazione del fascio di analisi è molto piccola e può essere rivelata solo con opportuni accorgimenti. Il secondo schema è quello della *spettroscopia a due fotoni*, grazie al quale è possibile ottenere spettri con risoluzione sub–Doppler senza dover selezionare un particolare gruppo di velocità atomiche. La tecnica, basata su fenomeni di interazione radiazione–materia in cui sono coinvolti due fotoni alla volta, ha ricevuto il suo pieno sviluppo solo dopo la messa a punto dei laser a coloranti organici accordabili in frequenza su ampia banda. L' interesse di tale metodo è legato ai seguenti aspetti: a) le regole che governano le transizioni con assorbimento di due fotoni sono diverse da quelle per transizioni a un fotone: è quindi possibile eccitare degli stati non connessi allo stato fondamentale con transizioni a un fotone; b) l' eccitazione a due fotoni può permettere di usare luce nel visibile o nel vicino ultravioletto, laddove il processo ad un fotone richiederebbe radiazione con lunghezza d' onda più corta e magari non disponibile; c) è possibile compensare l' effetto Doppler al primo ordine quando i fotoni vengono assorbiti da fasci contropropagantisi.

Ricordiamo, infine, che esistono anche tecniche di spettroscopia laser che fanno uso di fasci di analisi polarizzati.

Tra i risultati più rappresentativi ottenuti con le tecniche di spettroscopia laser ricordiamo la determinazione sperimentale della correzione

dell' elettrodimanica quantistica, lo *spostamento di Lamb*, e il miglioramento di quasi tre ordini di grandezza dell' accuratezza del valore della *costante di Rydberg*.

8.1.3 Chimica

Altre applicazioni di tipo fondamentale riguardano lo studio di reazioni fotochimiche prodotte da un fascio laser. Ad esempio, dato un certo composto chimico, le sue righe o bande di assorbimento saranno leggermente diverse secondo che il composto sia formato da un tipo di isotopo o da un altro. Il fascio laser, a causa della sua elevata monocromaticità, può quindi selettivamente influenzare determinate reazioni chimiche.

Un altro filone di ricerca consiste nello studio di reazioni tra atomi in stati eccitati attraverso l' impiego di un laser. Un atomo in uno stato eccitato ha di solito uno dei suoi elettroni più esterni in un' orbita più larga. Poichè sono proprio gli elettroni più esterni che partecipano a reazioni chimiche, si capisce come una reazione tra atomi allo stato eccitato possa essere sostanzialmente diversa dalla corrispondente tra atomi nello stato fondamentale.

8.1.4 Biologia

Un fascio laser può essere utilizzato per ricerche in campo biologico. Il diametro del fascio laser nel fuoco di un lente vale $d \simeq \frac{\lambda f}{D}$. Se quindi il diametro D del fascio incidente è reso uguale al diametro della lente (come risulta conveniente) si vede che d dipende dal rapporto f/D della lente. Siccome le migliori lenti hanno $f/D \sim 1$, si vede che il diametro d può essere dell' ordine della lunghezza d' onda della luce adoperata. Un fascio laser opportunamente focalizzato può essere convenientemente usato per eccitare un determinato punto di una cellula (che di solito ha dimensioni di parecchi μm) per studiarne il successivo comportamento. Utilizzando laser ad impulsi di sufficiente energia è possibile anche provocare la morte di una determinata cellula per studiare il comportamento delle cellule circostanti.

8.2 Applicazioni alle Scienze Applicate

Da quanto detto in precedenza, è chiaro che un fascio laser opportunamente focalizzato può essere usato come incisore di ridotte dimensioni e trovare in tal senso applicazioni in campi quali la meccanica di precisione e la medicina.

In meccanica, sfruttando le ridotte dimensioni del fascio focalizzato, è possibile produrre fori di diametro calibrato in materiali molto duri e quindi difficili da lavorare meccanicamente. Per tale tipo di applicazione è conveniente l' uso di laser impulsati ripetitivi, piuttosto che l' uso di laser continui. Un laser impulsato, infatti, produce un taglio o foro più netto di quello dovuto ad un laser in continua; ciò è dovuto al fatto che l' energia luminosa viene rilasciata in un tempo breve per cui il calore prodotto nel materiale diffonde di meno.

8.2.1 Medicina

L' impiego del laser in medicina si basa principalmente sull' effetto termico prodotto dall' assorbimento della radiazione laser da parte dei pigmenti corporei e dell' acqua. Nella fotochirurgia l' energia laser viene completamente convertita in calore: il riscaldamento del tessuto produce la vaporizzazione o la necrosi coagulativa della zona irradiata e limitrofa, a seconda del valore raggiunto dalla temperatura. Il primo effetto è sfruttato per l' incisione del tessuto o per la vaporizzazione di tessuti patologici, mentre il secondo effetto è impiegato nella fotocoagulazione. Il *bisturi laser* permette quindi la deposizione di energia termica direttamente nel tessuto, anche in profondità. Nella terapia fotodinamica dei tumori, ancora in fase di investigazione, l' energia laser viene utilizzata per innescare una reazione fotochimica che, a sua volta, dà luogo ad una complessa successione di processi biologici che determinano la necrosi del tessuto irradiato. In alcune applicazioni recenti, ed ancora a livello sperimentale, si sfrutta il processo fotoablativo prodotto da un impulso di fotoni laser molto energetici (ultravioletti): in questo caso, l' energia produce la rottura dei legami molecolari e l' energia in eccesso viene acquisita dai fotoframmenti che vengono espulsi con minimo trasferimento termico ai tessuti confinanti con l' area di impatto.

Le proprietà di coerenza del fascio laser non vengono sfruttate in medicina; parimenti, la elevata monocromaticità è un elemento che non viene sfruttato nelle applicazioni mediche; la possibilità di alta collimazione e di focheggiamento ai limiti diffrazionali del fascio viene utilizzata per realizzare un efficiente accoppiamento della radiazione laser alle fibre ottiche e la concentrazione della radiazione laser su zone estremamente piccole.

Nella *fotochirurgia* si richiede che, oltre all' incisione, il fascio laser sia capace di coagulare i vasi ematici presenti nella zona del taglio, in modo da evitare la fuoriuscita di sangue. Il laser più diffusamente usato è quello a CO_2, con emissione a $\lambda = 10.6\ \mu m$, reperibile commercialmente con potenze fino a 100 W continui. Tra le principali applicazioni si ricordano la microchirurgia otorinolaringoiatrica e ginecologica.

Interventi altamente innovativi sono stati relizzati nel campo della *fotocoagulazione endoscopica* in cui si richiede l' impiego di radiazione con lunghezza di penetrazione nel tessuto sufficientemente grande da coagulare masse estese di tessuto patologico. Ciò si verifica nella regione del vicino infrarosso; il laser più diffusamente usato nella fotocoagulazione endoscopica è il laser YAG ($\lambda = 1.06\ \mu m$). Le patologie più frequentemente affrontate riguardano neoplasie dell' albero tracheo–bronchiale e del tratto gastro–intestinale. Quando la zona da fotocoagulare è molto limitata e pigmentata, come nel caso della retina, si ricorre a laser con emissione nel visibile, cone il laser ad Argon con emissione nel blu–verde: si possono così curare processi degenerativi che conducono al distacco della retina. Nella fotocoagulazione retinica della zona maculare viene impiegato il laser a Cr, con $\lambda = 647$ nm, per il minor riscaldamento da esso generato. In alcune patologie del segmento anteriore dell' occhio viene anche impiegato il laser Nd:YAG in regime di impulsi giganti (durata 20 ns, potenza 1 MW).

8.2.2 Interferometria

Consideriamo ora delle applicazioni che utilizzano le proprietà di coerenza spaziale e temporale del laser. Tipicamente, esse utilizzano l' interferenza tra due fasci laser derivati dalla stessa sorgente. Come primo esempio, consideriamo quella applicazione che va sotto il nome di *interferometria su lunga distanza.*

Ricordando la struttura di un interferometro di Michelson, riportata in figura 8.3, consideriamo il caso in cui lo specchio S_1 sia fisso e costituisca il riferimento e lo specchio S_2 sia rigidamente collegato con un corpo di cui si vogliano misurare spostamenti o vibrazioni. Se S_2 subisce uno spostamento, le frange di interferenza in C si sposteranno e da tale spostamento è possibile risalire a quello di S_2. In questo modo è possibile misurare spostamenti dell' ordine della frazione di micron. Se S_2 è applicato ad una macchina utensile, questa potrà effettuare lavorazioni con una tale precisione. Inoltre piccole deviazioni di una diga, microspostamenti di rocce ed oscillazioni a bassa frequenza della crosta terrestre possono essere studiate con questo metodo. Con un laser, infatti, i due cammini ottici d_1 e d_2 possono essere molto differenti, anche centinaia di metri; quindi, mentre lo specchio S_2 è attaccato all' oggetto in esame, lo specchio S_1 e il separatore D possono essere più convenientemente sistemati in un laboratorio posto ad una certa distanza. L' avvento della luce laser ha così notevolmente ampliato il campo di impiego dell' interferometro di Michelson.

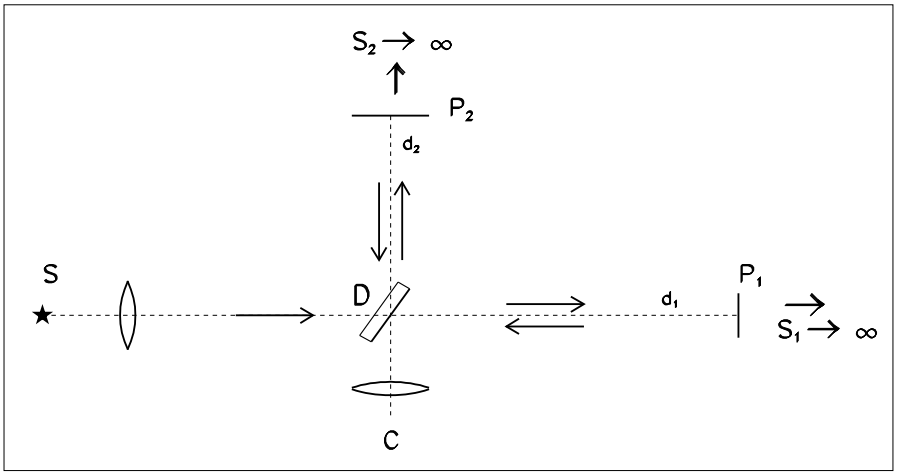

Figura 8.3: Schema di un interferometro di Michelson.

8.2.3 LIDAR

In senso stretto, un *lidar* è un' apparato che individua un bersaglio e ne determina la distanza per mezzo di un fascio di luce: il termine *lidar* è, infatti, la sigla dell' inglese *LIght Detection And Ranging*. Allo stato attuale, però, con tale termine si individuano apparati di telerilevamento basati sull' uso di sorgenti laser: la nascita del lidar è difatti una diretta conseguenza dello sviluppo del laser a impulsi giganti.

La figura 8.4 mostra lo schema di un lidar. Un laser illumina il bersaglio, che, attraverso vari meccanismi di interazione tra radiazione e materia, riemette radiazione sia sulla stessa lunghezza d' onda del laser (λ_0), sia su lunghezze d' onda diverse (λ_i); tale radiazione è rivelata ed analizzata per ottenere informazioni sul bersaglio stesso. La potenza ricevuta dal lidar, all' istante t_0 e alla lunghezza d' onda λ_i, per diffusione su un elemento a distanza R lungo il cammino di propagazione è:

$$p(R, t_0, \lambda_0, \lambda_i) = p_0(t_0 - 2R/c)\frac{k}{R^2}\beta(R, \lambda_0, \lambda_i)e^{-\int_0^R [\sigma_0(r)+\sigma_i(r)]dr} \tag{8.8}$$

dove $p_0(t)$ è la potenza emessa dal laser all' istante t, k è una costante dipendente dalla struttura del sistema, $\beta(R, \lambda_0, \lambda_i)$ indica l' energia emessa dall' elemento verso il lidar alla lunghezza d' onda λ_i quando è eccitato da

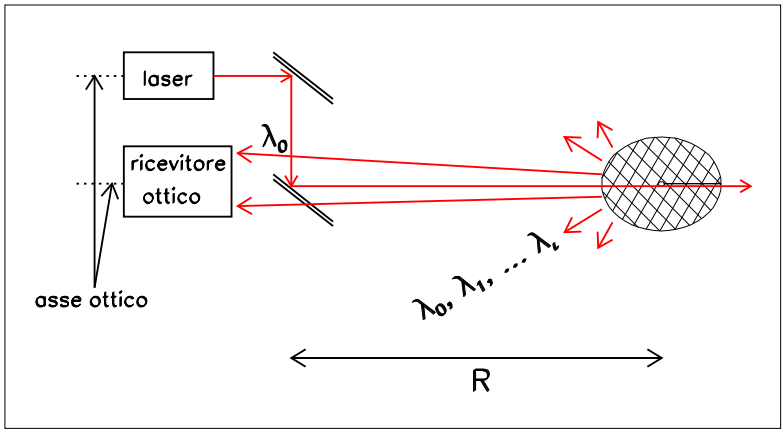

Figura 8.4: Schema di un lidar monostatico.

una energia unitaria alla lunghezza d' onda λ_0, $\sigma_i(r)$ è il coefficiente di estinzione globale del mezzo di propagazione nel punto a distanza r alla lunghezza d' onda λ_i. Come si può notare, il segnale lidar contiene termini che, noti i meccanismi d' interazione, possono fornire informazioni sia sul mezzo di propagazione, $\sigma_i(r)$, sia sul bersaglio, $\beta(R, \lambda_0, \lambda_i)$.

Una prima distinzione tra i tipi di lidar può essere fatta a seconda che la sorgente laser sia a impulsi oppure continua. Nel primo caso $p_0(t)$ è diversa da zero solo per il tempo T della durata dell' impulso e, integrando la (8.8) in t_0, si ottiene l' *equazione del lidar* che esprima l' energia ricevuta alla lunghezza d' onda λ_i per diffusione dell' elemento a distanza R:

$$E(R, \lambda_0, \lambda_i) = \frac{kE_0}{R^2}\beta(R, \lambda_0, \lambda_i)e^{-\int_0^R [\sigma_0(r)+\sigma_i(r)]dr} \tag{8.9}$$

essendo E_0 l' energia dell' impulso laser. Nel secondo caso, la potenza ricevuta all' istante t è data dall' integrale in R della (8.8). Dalla (8.9) si rileva che il lidar ad impulsi dà luogo a un segnale risolto in distanza e permette quindi una rappresentazione del fenomeno sotto esame lungo il cammino di propagazione. Poichè inoltre il fascio laser ha una apertura limitata, è possibile, variando la direzione di puntamento del lidar, ottenere una mappa tridimensionale del fenomeno in coordinate polari.

Dal punto di vista strutturale si parla di *lidar monostatico* quando l' asse ottico del sistema ricevente è parallelo all' asse del fascio laser, come in figura 8.4, e di *lidar bistatico* quando i due assi formano un angolo sensibile. Lo schema più diffuso è quello monostatico, in particolare nella versione con assi coincidenti (*lidar monostatico coassiale*). Quando la radiazione ricevuta è della stessa lunghezza d' onda di quella trasmessa ($\lambda_0 = \lambda_i$), si prende in considerazione solamente la diffusione elastica da parte del bersaglio e il segnale non fornisce informazioni sulla composizione intrinseca del bersaglio, ma solo sul suo coefficiente di retrodiffusione: si parla allora di *lidar a diffusione elastica*, tecnica largamente utilizzata nell' analisi dell' atmosfera. Attraverso opportuni algoritmi di inversione è, infatti, possibile estrarre dal segnale ricevuto l' andamento di $\sigma_0(r)$ e, quindi, rilevare mappe della densità di nebbie, nubi, polveri e fumi.

Nel telerilevamento delle acque naturali il lidar a diffusione elastica è utilizzato per la batimetria dei bassi fondali. Lo spessore dell' acqua viene determinato misurando la distanza temporale fra l' eco dell' interfaccia aria–acqua e l' eco dal fondo. Si utilizzano laser operanti sulle lunghezze d' onda di massima penetrazione nell' acqua (blu–verde), in particolare il laser Nd–YAG duplicato ($\lambda_0 = 532\ nm$).

Quando si desiderano informazioni sulla composizione del bersaglio, sia esso solido, liquido o gassoso, si devono adattare al telerilevamento le tecniche della spettroscopia laser.

L' avvento di laser accordabili in lunghezza d' onda, come i laser a colorante e il laser a CO_2, ha consentito la realizzazione di lidar che, pur utilizzando la diffusione elastica, effettuano un' analisi della composizione dell' atmosfera. Si tratta dei *lidar ad assorbimento differenziale o DIAL*, che utilizzano due diverse lunghezze d' onda molto vicine tra loro, una centrata su una riga di assorbimento del gas da individuare e l' altra fuori dalla riga stessa. Nell' ipotesi che la diffusione elastica da parte dell' atmosfera sia uguale alle due lunghezze d' onda, la differenza di segnale è attribuibile all' assorbimento da parte del gas, e da essa si può risalire alla concentrazione del gas medesimo, noto che sia il suo coefficiente di assorbimento. Con questa tecnica è possibile realizzare mappe di distribuzione di componenti minori dell' atmosfera e di inquinanti, in particolare di origine industriale, in breve tempo e con notevole precisione.

8.2.4 Telecomunicazioni: amplificatori a fibra attiva

La trasmissione veloce di segnali a grande distanza (comunicazioni transoceaniche) avviene fondamentalmente per mezzo della propagazione di onde E.M. con frequenze ottiche (grande banda passante) lungo fibre di vetro. Le

caratteristiche che fanno delle fibre ottiche il vettore ottimale per il trasferimento di informazione su lunghezze dell' ordine delle migliaia di km sono fondamentalmente due: una *attenuazione* del segnale, ossia una sua riduzione in ampiezza, particolarmente bassa, dell' ordine di 0.1 dB/km per una fibra monomodale e per radiazione di lunghezza d' onda intorno a 1.55 μm, e una *dispersione* del segnale, ossia una variazione della sua forma, molto contenuta.

Volendo, comunque, trasportare il segnale su distanze per le quali l' attenuazione dovuta al mezzo lo renderebbe non più distinguibile dal rumore di fondo, è necessario amplificare la radiazione ottica; questo, nei dispositivi attuali, viene fatto ogni 100 km circa, utilizzando dei dispositivi che non implicano una trasformazione del segnale ottico in segnale elettrico e successiva amplificazione, ma che si basano sull' accoppiamento con una guida ottica il più possibile compatibile con le caratteristiche della fibra; tali dispositivi prendono il nome di *amplificatori a fibra attiva.*

Le fibre attive sono fibre ottiche con il nocciolo drogato con elementi della famiglia delle Terre Rare, nelle quali può aversi amplificazione di un segnale ottico mediante emissione stimolata. Un amplificatore a fibra è costituito da un breve tratto di fibra attiva (fino a qualche decina di metri) giuntato con le fibre in cui viaggia il segnale da amplificare, e su cui viene anche accoppiata la potenza ottica prodotta da un *laser di pompa.* Il materiale attivo è costituito da terre rare (Pr, Nd, Er) che presentano transizioni attorno ai 1550 nm (nella terza finestra di trasmissione, si veda la figura 8.2 degli appunti del Corso di Complementi di Elettromagnetismo), distribuite uniformemente all' interno del nocciolo con concentrazioni fino a $\sim 10^{19}$ $ioni/cm^3$. In figura 8.5 è riportato uno schema dei livelli energetici di un vetro di silice drogato con Er.

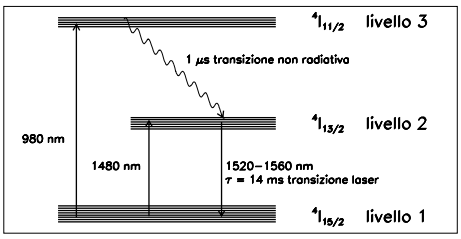

Figura 8.5: Struttura a bande dei livelli energetici di un vetro di silice drogato con Er.

Lo schema dei componenti di un amplificatore a fibra attiva è mostrato in figura 8.6. Il cuore dell' amplificatore è rappresentato dalla fibra

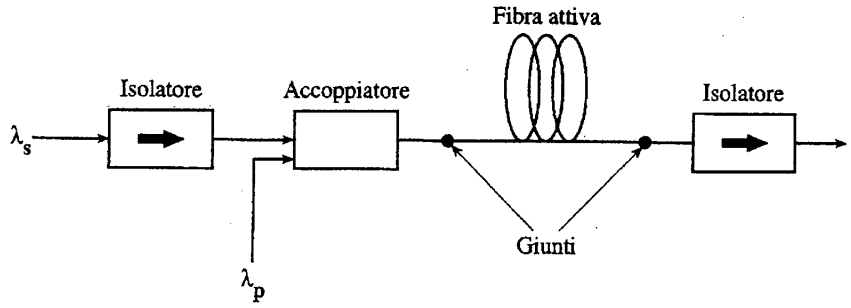

Figura 8.6: Schema di un amplificatore a fibra attiva.

drogata con la terra rara. Un accoppiatore ottico provvede ad inviare nella fibra sia il segnale da amplificare sia il segnale di pompa (*configurazione copropagante* con segnale ottico e di pompa paralleli). Quest' ultimo nel caso di drogaggio con Er può essere generato da un laser a semiconduttore con $\lambda = 980\ nm$ oppure $\lambda = 1480\ nm$, mentre nel caso di drogaggio con Nd si devono usare laser con $\lambda = 750\ nm$. Nella fibra attiva si ha l' amplificazione del segnale, che funge da radiazione che stimola l' emissione laser, a spese dell' assorbimento di una parte della potenza di pompa disponibile. I due isolatori impediscono effetti indesiderati dovuti a riflessioni (per evitare un effetto laser tra l' ingresso e l' uscita del dispositivo dato che esso è in grado di amplificare in entrambe le direzioni: occorre notare che la fibra attiva sfrutta i principi del laser, ma non è un laser!). Per la bidirezionalità dell' effetto di amplificazione, la radiazione di pompa può essere iniettata anche in senso opposto a quello di propagazione del segnale o in entrambe le direzioni (pompaggio contropropagante e bidirezionale). Le prestazioni di un amplificatore a fibra sono determinate anche dalla configurazione di pompaggio scelta: il pompaggio copropagante è preferibile per contenere il rumore del dispositivo, quello contropropagante per massimizzare la potenza di uscita.

In termini molto semplici, la fibra attiva funziona secondo lo stesso schema del laser a tre livelli, ma per capire il meccanismo basta considerare le transizioni tra i livelli 1 e 2. Consideriamo le funzioni densità del drogante

$N_t(z,r)$ = densità totale di ioni del drogante
$N_1(z,r)$ = densità totale di ioni del drogante sul livello 1
$N_2(z,r)$ = densità totale di ioni del drogante sul livello 2
$N_3(z,r) \simeq 0$ densità totale di ioni del drogante sul livello 3

$$\begin{aligned} N_t(z,r) = N_1(z,r) + N_2(z,r) &= N_0 \quad r < a \quad nucleo \\ &= 0 \quad r > a \quad mantello \end{aligned} \tag{8.10}$$

A causa dell' azione combinata del pompaggio e della emissione stimolata, le densità di popolazione sui due livelli risulteranno essere funzione della posizione lungo la fibra (z). Si introducano le densità di popolazione normalizzate:

$$N_1^{'}(z,r) = \frac{N_1(z,r)}{N_t(z,r)} \tag{8.11}$$

$$N_2^{'}(z,r) = \frac{N_2(z,r)}{N_t(z,r)} \tag{8.12}$$

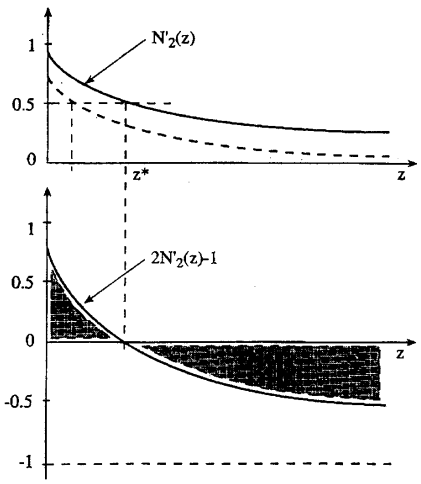

Figura 8.7: Ottimizzazione della lunghezza di una fibra attiva.

Nella solita ipotesi di eguaglianza tra sezione d' urto di assorbimento e di emissione stimolata, $\sigma_{12} \simeq \sigma_{21} \simeq \sigma$, si vede che il guadagno di una fibra attiva, definito come il rapporto tra la potenza in uscita dopo una lunghezza l di fibra e la potenza in ingresso alla fibra, $G = P(l)/P(0)$ dipende dalla lunghezza l tramite l' integrale (cfr. formula 6.7, 6.13):

$$\sigma \int_0^l [2N_2^{'}(z,r) - 1]dz \tag{8.13}$$

Poichè $0 < N_2'(z,r) < 1$, nel caso di pompaggio copropagante potranno al più essere verificate le condizioni $N_2'(z,r) \to 1$ e $N_2'(z,r) \to 0$ con $N_2'(z,r)$ funzione monotona decrescente di z, come indicato in figura 8.7 in alto.

A parità di tutte le altre grandezze, la lunghezza di fibra che massimizza il guadagno (z^*) è quella per cui la fibra attiva raggiunge la condizione di trasparenza ($N_2'(z,r) = 0.5$). Infatti, l' integrale (8.13) e quindi il guadagno cumulativo aumenta per lunghezze di fibra fino a z^* (area positiva in figura 8.7), mentre successivamente diminuisce (area negativa in figura 8.7). Si può anche intuire l' effetto della potenza di pompa all' ingresso della fibra, che determina il valore di $N_2'(0,r)$ e quindi anche l' intersezione con l' asse delle z.

Per quanto riguarda il guadagno, la migliore soluzione è di usare contemporaneamente pompaggio copropagante e contropropagante come schematizzato in figura 8.8. Si ha qualche problema con il rumore di fondo,

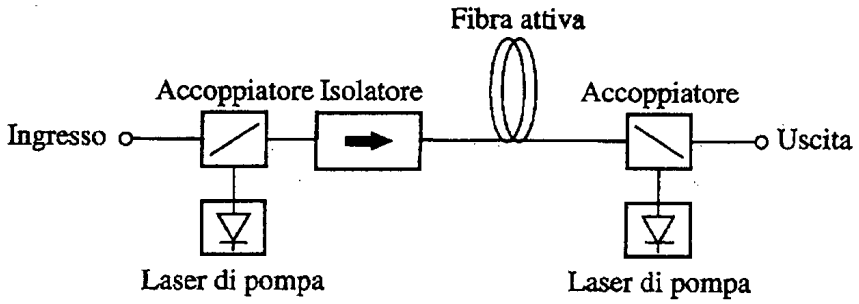

Figura 8.8: Configurazione di pompaggio copropagante e contropropagante per un amplificatore a fibra attiva.

ma per la trattazione di questo punto si rimanda a testi di Ingegneria delle Comunicazioni.

8.3 Laser e sicurezza

8.3.1 Classificazione delle sorgenti laser (norma CEI 76–2)

La grande varietà di lunghezze d' onda (ultravioletto, visibile, infrarosso), energie e caratteristiche d' impulso dei laser e dei sistemi che includono laser, nonchè delle applicazioni e dei modi di impiego di tali sistemi, ha reso indispensabile ai fini della sicurezza del loro utilizzo il raggruppamento di

tali sistemi in categorie o *classi di pericolosità*. È stata introdotta a tal fine una normativa, la *norma CEI 76-2 (Comitato Elettrotecnico Italiano)*, che raccoglie le "norme di buona tecnica" per l' utilizzo dei laser, sia per quanto riguarda le attività produttive, sia per quanto riguarda i laboratori di ricerca. È stato anche introdotto un parametro, detto *Limite di Emissione Accettabile (LEA)*, che descrive i livelli di radiazione emergente da un sistema laser, la cui valutazione permette la collocazione dell' apparato nella opportuna categoria di rischio. La determinazione del LEA deve essere effettuata nelle condizioni più sfavorevoli ai fini della sicurezza.

Sono state individuate cinque classi (1, 2, 3A, 3B, 4) con indice di pericolosità crescente. Nella classe 1 vengono raggruppati i sistemi laser cosiddetti *intrinsecamente sicuri* poichè il livello di esposizione massima permesso non viene mai superato, oppure quei sistemi laser non pericolosi grazie alla loro progettazione ed ingegnerizzazione: involucri fissi e sicurezze intrinseche come, ad esempio, sistemi che bloccano definitivamente l' emissione in caso di guasto o di apertura involontaria o volontaria dell' apparato. I LEA per la classe 1 sono le condizioni di esposizione massima permessa più rigide e limitative per ciascuna lunghezza d' onda e durata di esposizione. Rientrano nella classe 1 dispositivi quali lettori di compact disk e stampanti laser.

Nella classe 2 rientrano quelle sorgenti o quei sistemi che emettono radiazione nell' intervallo $400 - 700$ nm, cioè nel visibile, a bassa potenza (distanziometri laser, ...).

La classe 3A comprende i laser con potenze di uscita non superiori a 5 mW. Per la classe 3B i livelli, sia per la radiazione visibile che per quella non visibile, non devono superare i 500 mW.

I laser di classe 4 sono i più potenti e pericolosi. La classe 4 comprende tutti quei sistemi che superano i livelli imposti alla classe 3B.

8.3.2 Effetti biologici della radiazione laser

L' occhio, per la sua configurazione anatomofunzionale e per il suo comportamento ottico, è l' organo più vulnerabile nei confronti della luce laser e rappresenta l' organo critico per eccellenza. A seconda della radiazione ottica (vicino ultravioletto: 100–400 nm, visibile: 400–760 nm, infrarosso: $>$ 760 nm) e l' intensità di dose si possono avere diversi tipi di danno a carico di questo organo: danni retinici di natura fotochimica, alterazioni retiniche caratterizzate da piccoli addensamenti di pigmento, discromie, effetti catarattogeni di origine fotochimica e termica, fotocheratocongiuntivite, ustioni corneali.

Di minore importanza è l' eventuale danno a carico della cute, quale eritemi, ustioni cutanee superficiali e profonde. La gravità del danno sarà

legata sia all' energia calorica incidente che al grado di pigmentazione della zona colpita, all' efficienza dei fenomeni locali di termoregolazione, alla capacità di penetrazione nei vari strati cutanei delle radiazioni incidenti. Laser di potenza notevolmente elevata possono danneggiare seriamente anche gli organi interni.

Considerando il danno biologico relativo all' uso dei dispositivi, le classi di rischio possono anche essere riassunte nel seguente modo:

- Classe 1: comprende dispositivi intrinsecamente sicuri perchè di bassa potenza;

- Classe 2: comprende dispositivi non intrinsecamente sicuri, ma la protezione dell' occhio è normalmente facilitata dal riflesso di ammiccamento. Bisogna evitare di guardare nel fascio.

- Classe 3A: comprende dispositivi non intrinsecamente sicuri, ma la protezione dell' occhio è normalmente facilitata dal riflesso di ammiccamento. Bisogna evitare di guardare nel fascio e di osservare direttamente con strumenti ottici.

- Classe 3B: la visione diretta del fascio è sempre pericolosa, mentre non è a rischio la visione di radiazioni non focalizzate, mediante riflessione diffusa.

- Classe 4: comprende dispositivi il cui uso richiede una estrema prudenza. Sono pericolosi anche per riflessione diffusa. Essi possono causare danni a carico della cute e presentano anche un rischio di incendio. È necessario evitare l' esposizione dell' occhio e della pelle alla radiazione diretta o diffusa.

8.3.3 Rischi collaterali e misure di sicurezza

Accanto al danno biologico occorre, poi, considerare anche i rischi collaterali legati al funzionamento del sistema laser. Tra essi ricordiamo:

- Contaminazione ambientale: dovuta a residui di lavorazione di materiali tagliati, perforati o saldati con fasci laser, a gas provenienti da sistemi laser flussati a gas o da sottoprodotti di reazioni laser (Br, Cl, HCN, ...), coloranti usati come materiali attivi e relativi solventi, sostanze nocive contenute in elementi quali condensatori e trasformatori impiegati nell' operazione dei sistemi;

- radiazioni ottiche collaterali non provenienti direttamente dal sistema laser, quali radiazioni UV, visibili e IR provenienti da lampade flash e da tubi di scarica dei laser in continua o da reirradiazione dei bersagli;

- rischi elettrici legati alle alte tensioni con cui vengono normalmente alimentati i sistemi laser o ai banchi di condensatori utilizzati per i laser impulsati;

- rischi di esplosioni legati, per esempio, ai banchi di condensatori o ai sistemi di pompaggio ottico di laser di elevata potenza o alle reazioni esplosive di reagenti nei laser chimici;

- rischi di incendio nell' uso di fasci laser di elevata potenza e nell' operazione degli apparati elettrici

- rumore prodotto dai condensatori di laser impulsati di potenza elevata e alla interazione con il bersaglio nella lavorazione dei materiali.

Nei laboratori dove si usano laser di classe qualunque devono essere messe in atto delle misure di prevenzione e sicurezza proporzionate al rischio collegato con la classe dell' apparato in uso. Tali misure riguardano in genere:

- protezione sulla sorgente: segnali e cartelli di avvertimento, schermi protettivi, connettori di blocco a distanza;

- protezione dal fascio laser: arresto di fascio automatico in caso di radiazione eccedente i livelli prestabiliti, tragitto dei fasci su materiali con proprietà termiche e di riflettività adeguate e schermature, assenza assoluta di superfici speculari;

- protezione degli occhi: un protettore oculare adeguato al livello specifico di radiazione deve essere utilizzato ove siano in funzione laser delle classi 3 e 4;

- vestiti protettivi: da prevedere ove siano utilizzati laser di classe 4 e gli operatori siano sottoposti a livelli di radiazione che superano i livelli di esposizione massima permessi;

- formazione: i laser di classe 3 e 4 possono rappresentare un pericolo non solo per gli utilizzatori ma anche per altre persone, anche a considerevole distanza. Il personale che opera con tali dispositivi deve, pertanto avere una preparazione adeguata per minimizzare il rischio professionale;

- sorveglianza medica: esami oculistici e dermatologici da effettuarsi prima dell' assunzione e periodicamente durante l' utilizzo di dispositivi di classe 3 e 4.