

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI FERRARA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

CORSO DI LAUREA IN FISICA

**Caratterizzazione ottica indoor col metodo diretto
di prototipi Rondine®
Gen1 e Gen2 di concentratori solari realizzati dalla
CPower**

Relatore:

Prof. Antonio Parretta

Laureando:

Nicola Mattiello

Anno Accademico 2009/2010

Caratterizzazione ottica indoor con il metodo diretto di prototipi Rondine® gen1 e gen2 di concentratori solari realizzati dalla CPower

Indice

1	Concentrazione solare: sistemi IO e NIO	7
1.1	La fisica della concentrazione.....	8
1.1.1	Conservazione dell'ètendue.....	8
1.1.2	Definizione di rapporto di concentrazione.....	13
1.2	Introduzione all'ottica NonImaging.....	14
2	Ottica Geometrica	17
2.1	Concetti basilari di ottica geometrica.....	17
2.2	Procedura di Ray tracing.....	18
2.3	Proprietà elementari dei sistemi a formazione d'immagine.....	23
2.4	Le aberrazioni dei sistemi Ottici Imaging e i loro effetti sul rapporto di concentrazione.....	22
2.5	OPL e il Principio di Fermat.....	24
2.6	Etendue generalizzato.....	26
2.7	L'invariante del momento ottico (Skew Invariant).....	30
2.8	La radiometria.....	30
2.8.1	Sorgente lambertiana.....	35
3	Esempi di concentratori a formazione d'immagine	35
3.1	Proprietà per l'idealità di un concentratore IO.....	35
3.2	Esempi di configurazioni ideali di concentratori IO.....	39
3.2.1	Rifrangenti e a simmetria sferica.....	40
3.2.2	A indice di rifrazione variabile con continuità.....	42
3.2.3	Speculari.....	44
3.3	Conclusioni sui concentratori classici IO.....	45

4	Sistemi ad Ottica NonImaging	47
4.1	Limiti di concentrazione dei sistemi IO.....	47
4.2	Il concentratore NIO.....	49
4.2.1	Il metodo delle “stringhe” o EDGE RAY PRINCIPLE.....	50
4.3	Il CPC (Compound Parabolic Concentrator).....	52
4.3.1	Cenni storici sui CPC.....	62
4.4	Proprietà del CPC.....	64
4.4.1	Equazione della sezione meridiana di un CPC ideale.....	65
4.4.2	Curve di trasmissione dei CPC.....	68
4.5	Il CPC Troncato (CPCT).....	72
4.6	Il Modulo Rondine®	74
4.7	Coni e Paraboloidi come concentratori.....	76
5	Parte Sperimentale	79
5.1	Metodi di caratterizzazione di concentratori solari.....	79
5.1.1	Metodo diretto.....	80
5.2	Caratterizzazione diretta sperimentale del Rondine®	83
5.2.1	Sistema sperimentale e suo allineamento.....	85
5.3	Caratterizzazione diretta del Rondine® modello gen2.....	96
5.4	Conclusioni.....	98

Introduzione

Circa 130 anni fa, alcuni dei problemi principali dei paesi in via di sviluppo, erano il costo del carbon fossile (necessario per la produzione di energia) e la sua difficile reperibilità a causa dei trasporti non ancora diffusi.

Ora ci dobbiamo preoccupare della non illimitatezza delle risorse energetiche. L'uomo, durante il XX secolo, è stato spronato a doversi ingegnare per riuscire a sfruttare, in maniera sostenibile dal punto di vista economico e ambientale, risorse energetiche alternative ai combustibili fossili, come il sole, il vento e il mare.

A cavallo della seconda Rivoluzione Industriale (1856 – 1878), anche se non aveva interessato tutta l'umanità, lo sviluppo delle macchine a vapore e l'abnorme utilizzo di carbon fossile, aveva spronato alcuni scienziati (in particolare il francese Augustin Mouchot) ad ideare macchine che non necessitassero più del carbone in previsione del termine del carburante.

Proprio a quegli anni si fan risalire i primi veri esperimenti su macchine solari (versioni più tecnologiche dei famosi specchi ustori di Archimede), per sfruttare l'energia solare a scopi termici. Queste "macchine", dopo un entusiasmo iniziale, subirono l'ondata della scoperta di nuove fonti energetiche come il petrolio e l'elettricità, risalente proprio a quegli anni. Il problema della reperibilità delle risorse energetiche era superato. Così si credeva.

Oggi questo problema oltre a riguardare tutta l'umanità è appesantito anche dalle situazioni climatico - ambientali critiche, legate proprio allo sviluppo industriale e ad uno sfruttamento spregiudicato dell'ambiente con rilevanti immissioni nell'atmosfera di CO_2 . Proprio dagli inizi del XX secolo è cominciato lo sviluppo di sistemi in grado di sfruttare l'energia solare, che è l'alternativa più immediata ai combustibili fossili.

La tecnologia del solare, accompagnata anche dall'avvento dell'Ottica NonImaging (NIO), è oggi ad alti livelli. Oltre ai noti pannelli fotovoltaici piani (i loro costi sono legati alla lavorazione del Silicio) è stata sviluppata una vasta gamma di modelli di concentratori solari, come quelli statici, a puntamento a uno o due assi, con approccio riflettivo o rifrattivo. Tutti questi dispositivi, nonostante tutto, sono poco diffusi sia nei privati che nelle industrie, per motivi di costi e per problemi di carattere gestionale.

Questa tesi ha riguardato l'analisi delle caratteristiche ottiche dei componenti a concentrazione solare per dispositivi fotovoltaici, sia ad Ottica Imaging che ad Ottica NonImaging.

Si riporta in principio una descrizione teorica dei concentratori solari classici ad Ottica Imaging (IO) come ad esempio gli specchi paraboloidali, valutando il loro massimo di

concentrazione. Si passa, in seguito, a parlare dello sviluppo dell'Ottica NonImaging, la cui prima applicazione è stata proprio nella realizzazione di componenti ottici a concentrazione dotati di una geometria basata su *edge ray principle* tale da permettere il raggiungimento di elevati rapporti di concentrazione termodinamici. Inoltre il profilo di questi dispositivi ottici è tale per cui le celle solari, la cui funzione è quella di raccogliere il flusso di energia radiante e convertirlo in energia elettrica (con un'efficienza di circa il 15%), sono poste dietro di essi ed è così disponibile più spazio per i dissipatori di calore.

Oltre ai noti *Compound Parabolic Concentrator* (CPC) 2D-3D, si studia anche il modulo Rondine sviluppato dallo spin-off *CPower® S.r.l.* dell'Università di Ferrara, il quale ha la particolarità di avere il profilo dell'apertura dell'ingresso che non giace in un piano.

La tecnologia dei sistemi fotovoltaici a concentrazione richiede che i singoli componenti (di piccole dimensioni rispetto tutto il sistema) vengano caratterizzati con dei metodi ottici in modo tale da ricavare la loro efficienza ottica globale $\eta(\vartheta)$ in funzione del loro disallineamento rispetto al sole. Gli ultimi capitoli della tesi sono dedicati al metodo diretto per la caratterizzazione (DCM). Quello che viene fatto in laboratorio è di riproporre una sorgente luminosa i cui raggi abbiano la stessa geometria di quelli solari. Nel metodo diretto i raggi vengono puntati direttamente dall'apertura d'ingresso del concentratore verso la sua uscita (si misura il cambio di flusso) che raccoglie la cella solare in funzione di spostamenti angolari (entro un valore caratteristico ϑ_{acc} le proprietà del concentratore sono poco sensibili a questi spostamenti) del concentratore rispetto la direzione della sorgente. In questo modo è possibile costruire la curva d'efficienza del concentratore in funzione dell'angolo ϑ . Questa procedura, come si può intendere, richiede una serie lunga di misure.

Queste informazioni non sono solo un'analisi dei concentratori (ad Ottica Imaging e Ottica NonImaging) da un punto di vista applicativo, ma possono rivelarsi importanti per l'individuazione di altri metodi di caratterizzazione o di altre applicazioni dei concentratori.

Capitolo 1

Concentrazione solare: sistemi IO e NIO

La luce che viaggia attraverso un sistema ottico occupa un' area e ha una certa estensione angolare. Una sorgente sferica di luce S_R di raggio r emette luce in tutto lo spazio, questa espandendosi illuminerà la

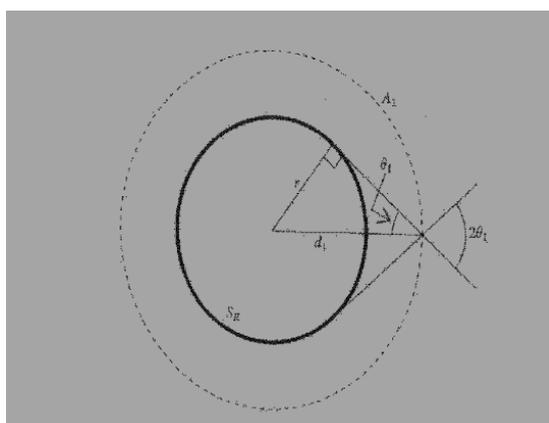


Fig. 1.1

superficie interna di una sfera di area $A_1 = 4\pi d_1^2$ e di raggio d_1 sottendendo un angolo θ_1 che si ottiene da $\frac{r}{d_1} = \sin \theta_1$. Inserendo questa equazione nell'espressione della superficie sferica A_1 otteniamo

$$A_1 \sin^2 \theta_1 = 4\pi d_1^2 = A_s$$

Dove A_s è l'area della sorgente S_R .

Questo si ripete man mano che la luce continua ad espandersi su superfici sferiche successive con raggi sempre più grandi ma in maniera tale che la quantità $A_1 \sin^2 \theta_1$ sia conservata.

Definiamo ora la grandezza $U = \pi A \sin^2 \theta$ chiamata étendue della radiazione che attraversa un'area A all'interno di un cono di semi angolo $\pm\theta$ ed è conservata nella geometria appena descritta. Se si avesse luce che si espande in un piano, emessa da una sorgente S_R a forma di cerchio di raggio d e un perimetro a sarebbe conservata la quantità $a \sin \theta$. La quantità $U = 2a \sin \theta$ è chiamata étendue di una radiazione che attraversa una lunghezza a all'interno di un angolo $\pm\theta$ ed è conservata nella geometria precedentemente spiegata.

1.1 La fisica della concentrazione

Un concentratore ottico è un dispositivo ottico che raccoglie la luce guidando i raggi su una sezione istantanea via via più piccola e allo stesso tempo incrementandone la divergenza angolare θ in modo tale che, secondo quanto si ricava dal teorema di Liouville, la quantità $A \sin^2 \theta$ sia costante, cioè un concentratore non fa altro che aumentare la densità del flusso incidente.

Un concentratore ottico reale non è in grado di concentrare con un'efficienza del 100%, per vari motivi, come l'assorbimento da parte delle pareti stese del concentratore oppure per riflessione indietro dei raggi.

1.1.1 Conservazione dell'étendue

Una tipica applicazione dell'ottica non imaging è quella di trasferire radiazione da una sorgente ad un ricevitore conservando l'étendue. Questo risulta molto importante anche in altri campi come in meccanica classica (statistica), in radiometria o in problematiche riguardanti il trasferimento di calore e può essere ricavata a partire da principi ottici.

Qui la si ricava a partire da un punto di vista termodinamico, e per farlo si introduce il concetto di *Radianza*

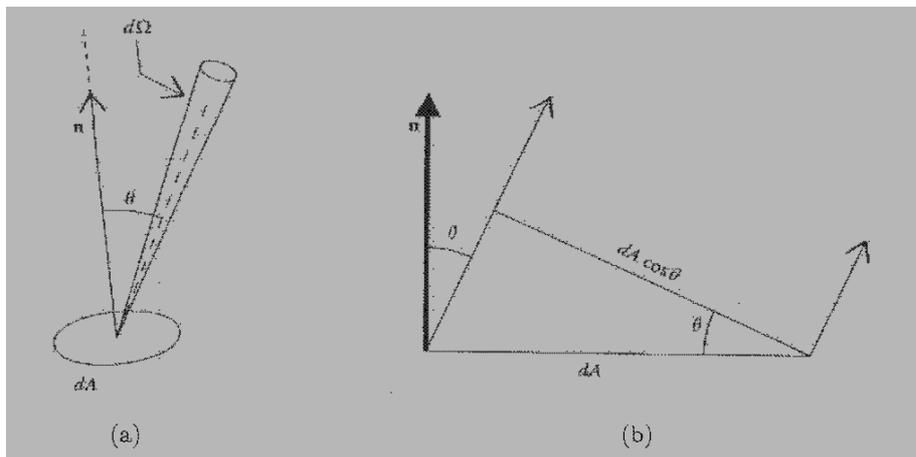


Fig 1.2 : Definizione di Radianza

Sia dA una superficie che emette radiazione con un flusso $d\phi$ ad un angolo θ rispetto il suo versore normale, e sia il flusso contenuto all'interno di un angolo solido $d\Omega$.

La radianza è definita da:

$$L = \frac{d^2\phi}{dA \cos \theta d\Omega}.$$

Nel caso in cui la superficie dA sia contenuta in un mezzo con un indice di rifrazione n , può essere riscritta come:

$$d\phi = \frac{L}{n^2} n^2 dA \cos \theta d\Omega = L^* dU,$$

dove $L^* = \frac{L}{n^2}$ è chiamata radianza fondamentale, mentre

$$dU = n^2 dA \cos \theta d\Omega$$

È l'étendue che è stata introdotta in precedenza, ma con un fattore n^2 in più all'interno dell'espressione poiché la radiazione si sta propagando in un mezzo con indice di rifrazione pari ad n .

L'intensità della radiazione, che corrisponde al flusso emesso per angolo solido, è data da

$$I = \frac{d\phi}{d\Omega} = L dA \cos \theta$$

dove dA è l'area della superficie emittente e l'angolo solido $d\Omega$ è preso attorno alla direzione che fa un angolo θ rispetto alla normale \mathbf{n} alla superficie. Generalmente L può dipendere dalla direzione della luce che viene emessa, ma un caso particolare importante è quello in cui invece L è costante. L'intensità allora è proporzionale al $\cos \theta$, che è la proiezione dell'area dA lungo la direzione θ . Una superficie che emette radiazione con questo tipo di distribuzione angolare detta emettitore Lambertiano. E' possibile calcolare ora il flusso totale di emissione $d\phi_{hem}$ di un area dA immersa in un mezzo ad indice di rifrazione n su un intero emisfero semplicemente integrando l'espressione

$$d\phi = \frac{L}{n^2} n^2 dA \cos \theta d\Omega = L^* dU,$$

su un angolo solido sotteso dall'emisfero stesso. L'area dA^* sulla superficie di una sfera di raggio r , sottende un angolo solido $d\Omega$ che è dato da:

$$d\Omega = \frac{dA^*}{r^2} = \sin \theta d\theta d\varphi$$

Il flusso della luce emessa sull'intero emisfero dall'area dA è quindi fornito da:

$$d\phi_{hem} = L^* n^2 dA \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi = \pi n^2 L^* dA$$

Si supponga che l'area dA sia un corpo nero emittente che si trova alla temperatura T , e che la sua emissione sia Lambertiana allora il flusso totale emesso, in watts, all'interno dell'emisfero è

$$d\phi_{hem} = \sigma T^4 dA$$

Il valore della costante σ di Stephan-Boltzmann in un materiale ad indice di rifrazione n è fornito dalla seguente espressione

$$\sigma = n^2 \frac{2\pi k^4}{15 c_0 h^3} = n^2 \sigma_v$$

dove $\sigma_v = 5.670 \times 10^{-8} Wm^{-2}K^{-4}$, valore preso nel vuoto ($n = 1$), h è la costante di Planck, k è la costante di Boltzmann e c_0 è la velocità della luce nel vuoto. In questo modo inserendo queste due ultime definizioni all'interno dell'espressione $d\phi_{hem}$ si ricava:

$$L^* = \frac{\sigma_v T^4}{\pi}$$

Per la radianza fondamentale di un corpo nero emittente alla temperatura T attraverso un mezzo con indice di rifrazione n .

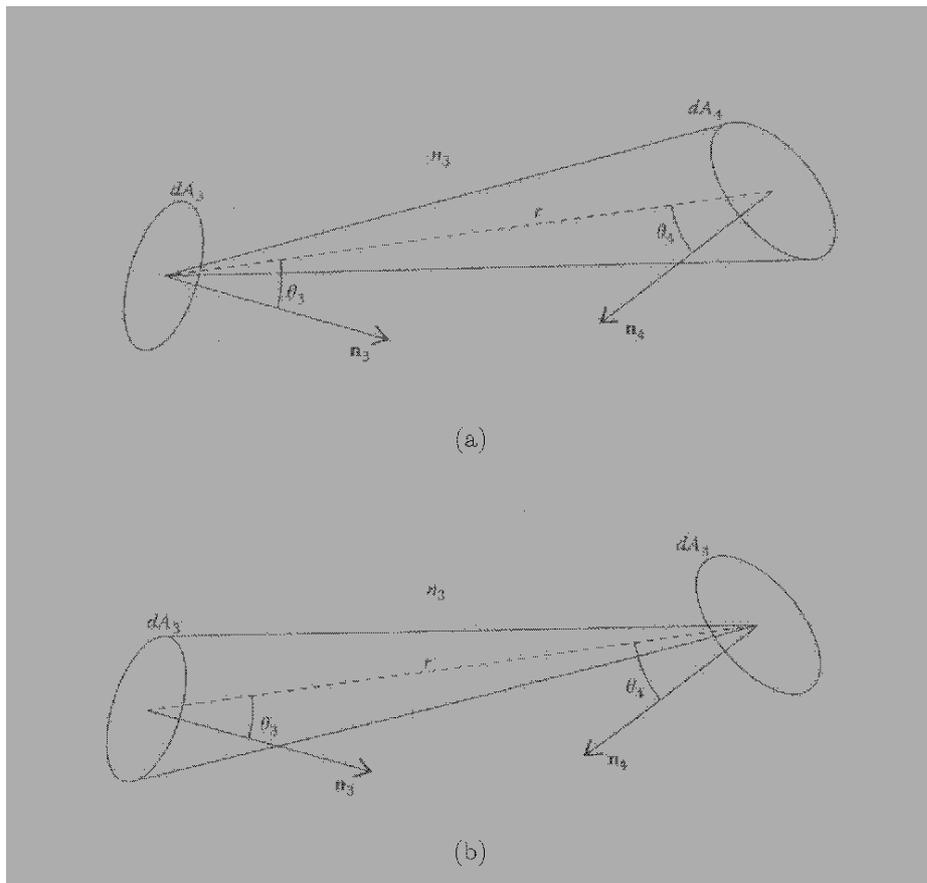


Fig 1.3: l'étendue della luce emessa da dA_3 verso dA_4 uguaglia la luce emessa da dA_4 verso dA_3 .

Definiamo adesso dA_3 e dA_4 come due elementi di superficie separati da una distanza r e da un mezzo con indice di rifrazione n_3 e θ_3 e θ_4 come gli angoli formati dalle normali \mathbf{n}_3 e \mathbf{n}_4 alle rispettive superfici con la direzione r .

Se la superficie dA_3 sta emettendo verso dA_4 , come mostrato in figura, allora l'étendue sarà

$$dU_{34} = n_3^2 dA_3 \cos \theta_3 d\Omega_{34} = n_3^2 dA_3 \cos \theta_3 \frac{dA_4 \cos \theta_4}{r^2}$$

Allo stesso modo anche nel caso contrario, l'étendue della luce diventerà

$$dU_{43} = n_3^2 dA_4 \cos \theta_4 d\Omega_{43} = n_3^2 dA_4 \cos \theta_4 \frac{dA_3 \cos \theta_3}{r^2}$$

A questo punto, attraverso le queste ultime due definizioni si avrà che:

$$dU_{34} = dU_{43}$$

Prendiamo ora in esame una seconda possibilità in cui il sistema sia in equilibrio, cioè il flusso di radiazione $d\phi_{34}$ che dA_3 emette verso dA_4 bilancia esattamente il flusso $d\phi_{43}$ che dA_4 emette verso dA_3 . Dall'uguaglianza dei due flussi $d\phi_{34} = d\phi_{43}$ e dalle precedenti relazioni si ha:

$$L_3^* = L_4^*$$

Dove L_3^* è la radianza fondamentale della luce emessa da dA_3 verso dA_4 e L_4^* invece è la radianza fondamentale emessa da dA_4 verso dA_3 .

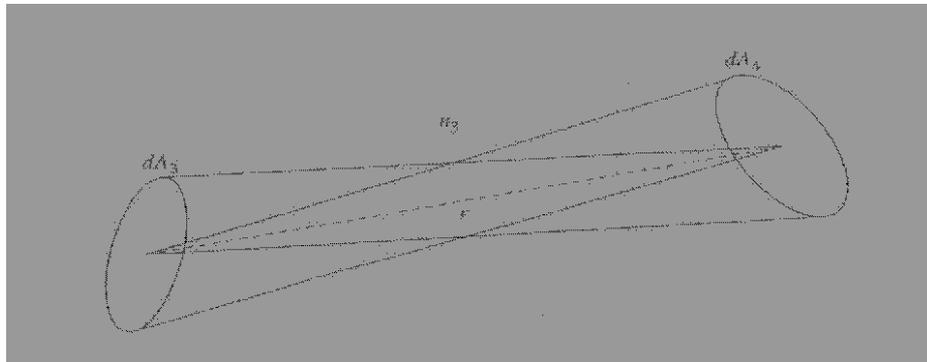


Fig. 1.4: Seconda situazione, all'equilibrio la radianza fondamentale della luce emessa da dA_3 verso dA_4 uguaglia quella della luce emessa da dA_4 verso dA_3 .

Vi è un'altra situazione cioè si considera dA_3 come un corpo nero alla temperatura T_3 che emette luce all'interno di un mezzo con indice di rifrazione n_3 . Tra le aree dA_4 e dA_5 è sistemata un'ottica arbitrari, che chiameremo O_p , che manda la luce in arrivo da dA_3 verso dA_5 . Analogamente anche dA_5 è un corpo nero e la sua temperatura T_5 è strettamente legata alla radiazione che scambia con la sorgente dA_3 . Il corpo nero dA_5 a sua volta, a causa della sua stessa temperatura, emette luce, perciò si può considerare che l'ottica O_p spedisca la luce di nuovo verso dA_3 . A questo punto si può incominciare a fare considerazioni di tipo termodinamico. Il secondo principio della termodinamica afferma che in un processo in cui si abbia il solo trasferimento di calore da un corpo ad un altro a temperatura più alta è impossibile (postulato di Clausius). Per come è stato supposto il sistema e per il secondo

principio della termodinamica il valore massimo della temperatura di dA_5 deve uguagliare la temperatura di dA_3 , cioè $T_{5max} = T_3$. Quindi è stabilito anche il massimo valore della radianza fondamentale L_5^* a dA_5 , poiché essa è strettamente connessa alla temperatura per la

$$L^* = \frac{\sigma_v T^4}{\pi}$$

Se tutto il sistema è all'equilibrio a $T_3 = T_5$ e cioè anche le radianze fondamentali, associate alle rispettive temperature sono uguali e quindi si può ricavare che

$$L_3^* = L_4^* = L_5^*$$

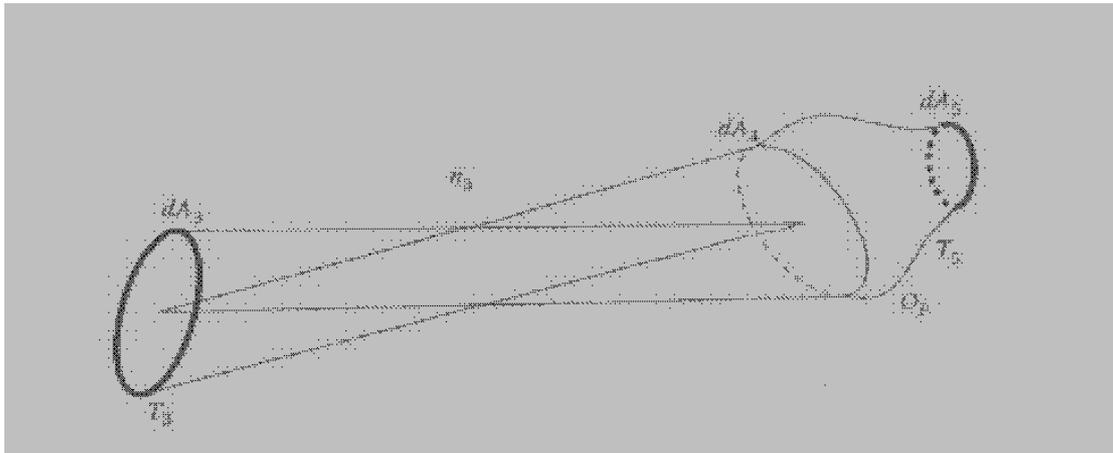


Fig. 1.5: Terza situazione un corpo nero dA_3 alla temperatura T_3 emette luce verso l'apertura d'ingresso dA_4 di un'ottica O_p

La quarta e ultima situazione comprende tutte le situazioni precedenti. Sia dA_1 un corpo nero alla temperatura T_1 che emette luce attraverso il mezzo ad indice di rifrazione n_2 in cui è immerso. La luce emessa, viene catturata da dA_2 che è l'apertura d'ingresso di un'ottica, e se ne esce attraverso l'apertura d'uscita dA_3 . La luce viaggia poi da dA_3 verso dA_4 in un mezzo con un indice di rifrazione n_3 per poi giungere ad un corpo nero dA_5 attraversando un'altra ottica O_p .

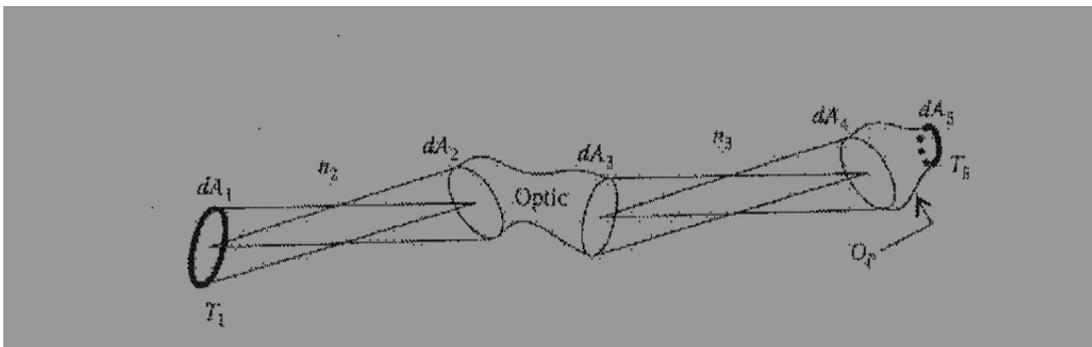


Fig. 1.6: Quarta situazione un corpo nero dA_1 alla temperatura T_1 emette luce che entra all'interno di un'ottica attraverso dA_2 . La stessa luce che esce dall'ottica attraverso dA_3 andando verso dA_4 , viene infine ridiretta verso dA_5 per mezzo dell'ottica O_p . All'equilibrio termico, $T_5 = T_1$

Come è stato mostrato nella seconda situazione si può concludere che vale

$$L_1^* = L_2^*$$

E poiché per il secondo principio della termodinamica si stabilisce che la temperatura massima per il corpo nero dA_5 non può essere $T_5 = T_1$, si ha pure l'uguaglianza tra queste radianze $L_1^* = L_5^*$. Nel complesso si ottiene il seguente risultato:

$$L_1^* = L_2^* = L_3^* = L_4^* = L_5^*$$

che ci mostra come la radianza fondamentale si conservi attraverso tutto il sistema. Si può quindi affermare che, poiché la radianza fondamentale è a sua volta conservata, anche attraverso l'ottica (cioè $L_1^* = L_2^*$), allora anche l'étendue è conservata attraverso l'ottica. Così si può scrivere

$$dU_{21} = dU_{34}$$

La quale stabilisce che l'étendue della luce che entra nell'ottica a dA_2 uguaglia l'étendue della luce che esce dall'ottica in dA_3 .

1.1.2 Definizione di rapporto di concentrazione

E' necessario introdurre una grandezza che quantifichi quanto è grande il potere di concentrazione di un concentratore. Una delle proprietà più importanti di un concentratore è il *rapporto di concentrazione* C . Si possono definire due tipi distinti di rapporto di concentrazione in base alle quantità che vengono utilizzate per valutare il grado di concentrazione di un concentratore: se viene calcolato sulla base della geometria del concentratore si valuterà il rapporto di concentrazione geometrico $C = C_{geo}$, mentre se viene calcolato sulla base di quantità energetiche si valuterà quello ottico $C = C_{opt}$.

Si supponga ora che un arbitrario concentratore sia modellato come una scatola costituita da un'apertura d'ingresso planare di area A e da un'apertura d'uscita di area $A' < A$, che è larga abbastanza da permettere a tutti i raggi trasmessi di emergere.

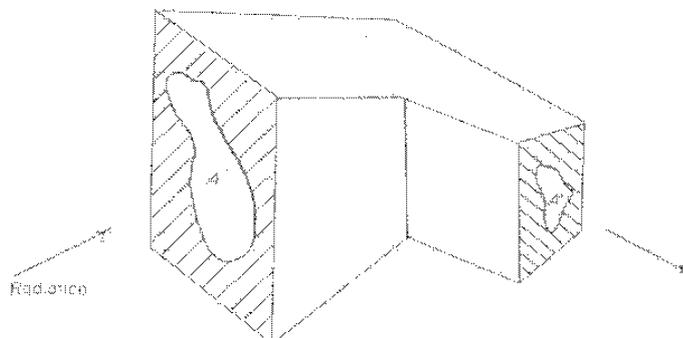


Fig. 1.6: Diagramma schematico di un concentratore. Le superfici d'ingresso e d'uscita possono guardare in qualsiasi direzione; si è assunto che l'apertura A' sia larga abbastanza da permettere a tutti i raggi passati attraverso l'ottica, dotata di un certo angolo di accettazione, di emergere.

In base a questa definizione il rapporto di concentrazione geometrico sarà:

$$C_{geo} = \frac{A}{A'}$$

Per la definizione appena fatta è stato assunto che la compressione del fascio, entrano nel concentratore, avvenga in entrambe le dimensioni trasverse rispetto alla direzione del fascio stesso, esattamente come avviene nei sistemi costituiti da lenti. Questa puntualizzazione è legata al fatto che nella tecnologia dell'energia solare esiste una classe ampia di sistemi, nella quale il fascio subisce la compressione in una sola dimensione.

Il rapporto di concentrazione ottico è invece definito come

$$C_{opt} = \frac{E_{out}}{E_{in}}$$

Il quale è il rapporto tra due irradianze misurate in W/m^2 . Generalmente C_{opt} è inferiore C_{geo} , infatti queste sono legate dalla seguente relazione

$$C_{opt} = \eta(\theta)C_{geo}$$

Dove la $\eta(\theta)$ è l'efficienza di trasmissione di un concentratore, che può al massimo arrivare al valore 1. Il caso limite è quando $C_{geo} = C_{opt}$ e questo si verifica nel caso ideale, cioè quando tutta la radiazione che viene trasmessa all'apertura d'uscita del concentratore emerge senza perdite, la cui efficienza è del 100%.

1.2 Introduzione all'Ottica NonImaging

Per introdurre il concetto di Ottica NonImaging nell'ambito della concentrazione si sceglie come esempio esplicativo la sua applicazione per l'utilizzo dell'energia solare. La densità di potenza di radiazione che arriva sulla Terra dalla superficie del Sole, generalmente denotata con S , arriva approssimativamente a $1 kWm^{-2}$, ma questo dipende da molti fattori. Se si volesse raccogliere questa potenza assorbendola con un corpo nero perfetto, trascurando effetti quali perdite per convezione o conduzione, la temperatura T del corpo nero sarà data da:

$$\sigma T^4 = S$$

Secondo questo esempio la temperatura di equilibrio del corpo nero sarebbe 364K, la quale sarebbe sufficiente per il rifornimento di acqua calda per i privati. La generazione di potenza elettrica su larga scala richiede ben più di una sorgente a 364K, poiché quest'ultima ha una bassa efficienza termodinamica, cioè non sarebbe in grado di fornire una grande differenza in temperatura nel caso in cui si usasse un fluido per fornire calore. Una temperatura oltre i 300K, la quale permetterebbe di generare potenza motrice, può essere ottenuta aumentando S di un fattore C .

I primi sistemi per la concentrazione della densità di potenza della radiazione solare erano basati sull'Ottica Imaging. I problemi da risolvere per questi sistemi sono sia tecnici che pratici, ma hanno portato anche ad alcune considerazioni relative alla pura ottica geometrica. Una prima domanda riguardante i sistemi a concentrazione ad Ottica Imaging è relativa alla concentrazione massima, ovvero quanto può essere grande il valore di C nel limite di permissività teorica. A questo punto un'altra domanda potrebbe essere se questo valore di C può essere raggiunto anche in pratica. Si osserverà in seguito che per questi sistemi, riguardo il valore limite di concentrazione bisogna tener conto di problematiche legate ai materiali e alla lavorazione degli stessi. In breve, i progettisti hanno constatato che la costruzione di concentratori ad Ottica Imaging che siano dotati di determinate caratteristiche richiederebbero un numero inammissibile di superfici rifrangenti e riflettenti. A volte fin da principio, non possono stabilire se esista la possibilità di apportare delle correzioni alle aberrazioni di un certo tipo. L'approccio naturale dei fisici dell'ottica classica è allora quello di giudicare il problema al pari di quello di riuscire a disegnare un sistema ad Ottica Imaging dotato di un numero di apertura molto grande o con un piccolo rapporto di apertura.

Uno dei risultati più interessanti emersi in questo campo è una classe di concentratori molto efficienti che soffrirebbero di aberrazioni molto grandi se fossero usati come i noti sistemi a formazione d'immagine. Questi sistemi, chiamati concentratori ad Ottica NonImaging (NIO) possono essere disegnati in modo tale che approssino il limite teorico massimo di concentrazione. Il termine *NonImaging* a volte viene sostituito dal termine *anidolico* (dal greco letteralmente *senza immagine*) nelle lingue come lo spagnolo e il francese poiché è più specifico. Hanno alcune delle proprietà delle *pipe lumineuse* e alcune delle proprietà dei sistemi a formazione d'immagine ma con grandi aberrazioni. Lo sviluppo di progetti per questi concentratori e lo studio delle loro proprietà ha portato allo sviluppo di nuove idee e teoremi in ottica geometrica.

Il tipo particolare di concentratore NIO, che ha dato inizio al più grande sviluppo, era originariamente concepito come un dispositivo per la raccolta di più luce possibile da un grande volume in un certo range di angolo solido al catodo di un fotomoltiplicatore.

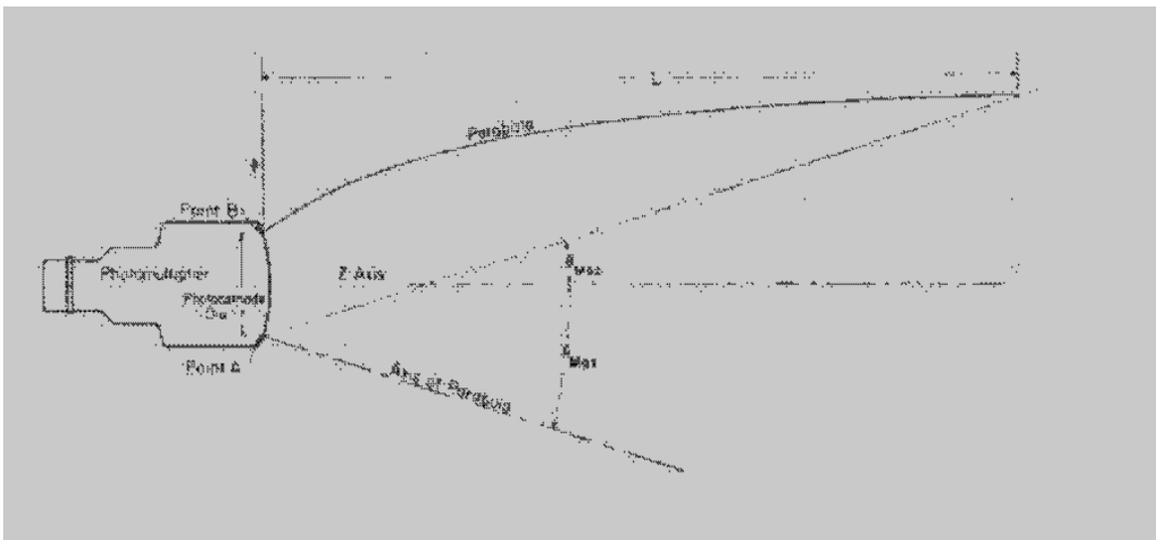


Fig. 1.7: Costruzione di un imbuto per la luce

Poiché il fotomoltiplicatore era limitato in dimensione, mentre il volume in questione era di $1m^3$, questo era chiaramente un problema di concentrazione. In seguito questo concetto

venne applicato alla rivelazione di infrarossi dove è ben noto che il rumore in un sistema per un certo tipo di rilevamento cresce con l'area della superficie del rivelatore.

E' fondamentale chiarire che l'aggettivo *NonImaging* non è opposto a quello *Imaging*.

Capitolo 2

Ottica Geometrica

2.1 Concetti basilari di ottica geometrica

L'*ottica geometrica* è usata come strumento base nel disegno della maggior parte dei sistemi ottici, sia che siano a formazione d'immagine o meno. Si usa l'idea intuitiva di raggio di luce, definito come il percorso lungo il quale l'energia del raggio viaggia, abbinata alle superfici che riflettono e trasmettono la luce. Basti pensare alla ben nota *legge della riflessione*, secondo la quale, quando un fascio di luce viene riflesso da una superficie regolare, i raggi incidenti e quelli riflessi con la normale alla superficie stessa fanno lo stesso angolo e sono complanari. Quando invece il fascio viene trasmesso, la direzione del raggio cambia in accordo con la *legge di Snell*:

$$\frac{\sin \vartheta_i}{\sin \vartheta_r} = \frac{n_r}{n_i}$$

Queste due leggi, nel caso in cui si considerino solo raggi parassiali (i raggi possono essere considerati paralleli tra loro se la sorgente è molto lontana dalla lente o dallo specchio) permettono facilmente di calcolare e costruire la posizione e la dimensione dell'immagine. La maggior parte dei progetti e analisi dei concentratori è accompagnata da uno studio per la costruzione (con l'uso dell'ottica geometrica) dei percorsi fatti (o quelli possibili) dai raggi luminosi applicando correttamente le leggi della riflessione e rifrazione. Questo processo viene chiamato *ray tracing*. Questo è un processo ben noto per il disegno di lenti convenzionali, ma non è per niente immediato quando invece ci si trova a dover progettare un concentratore. Il motivo di tale semplicità per le lenti sta nella simmetria di questi sistemi ottici, costituiti da superfici rifrangenti che hanno forme relativamente semplici, il più delle volte sono porzioni di sfere in cui centri stanno tutti lungo una linea retta. Invece i concentratori NIO non hanno in generale superfici sferiche o superfici con forme analitiche esplicite.

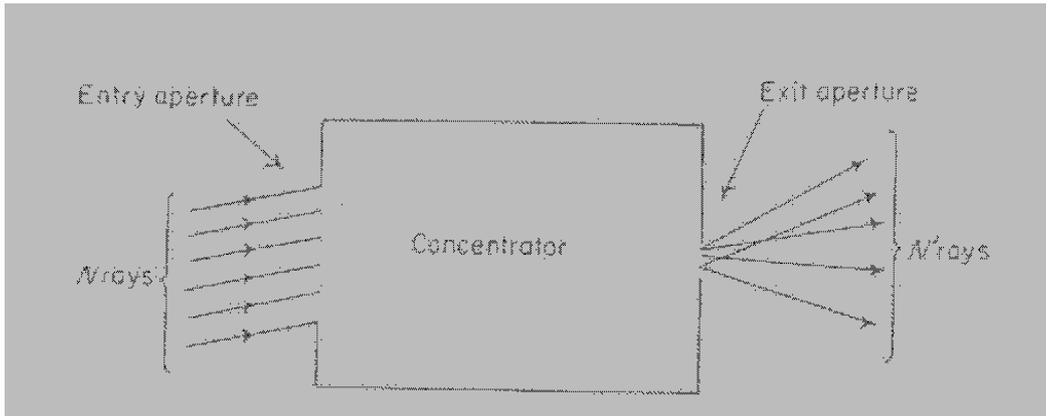


Fig. 2.1: Determinazione della trasmissione dei raggi luminosi per mezzo del ray tracing

In ottica geometrica si usa la seguente convenzione: la densità di potenza attraverso una superficie viene rappresentata per mezzo delle intersezioni della densità dei raggi con la superficie, mentre la potenza totale associata al fascio corrisponde al numero totale di raggi. A questo punto, si mandino N raggi, spazialmente uniformi, verso l'apertura d'ingresso di un concentratore ad un angolo ϑ come in figura. Si supponga ora che, dopo aver effettuato il processo di tracciatura dei raggi attraverso il sistema, solo N' emergano dall'apertura d'uscita, in questo modo le dimensioni di quest'ultima sono univocamente determinate dal rapporto di concentrazione che si vuole raggiungere. I raggi rimanenti $N - N'$ vengono persi. La potenza di trasmissione del concentratore considerato all'angolo ϑ sarà allora data dal rapporto N/N' , ed è chiaro che N deve essere grande abbastanza affinché sia possibile fare un'esplorazione dei possibili percorsi dei raggi all'interno del concentratore.

2.2 Procedura di Ray tracing

Si sceglie di esprimere la legge della riflessione e quella della rifrazione in forma vettoriale in modo tale che sia garantito l'adattamento della procedura di ray tracing a tutte le situazioni

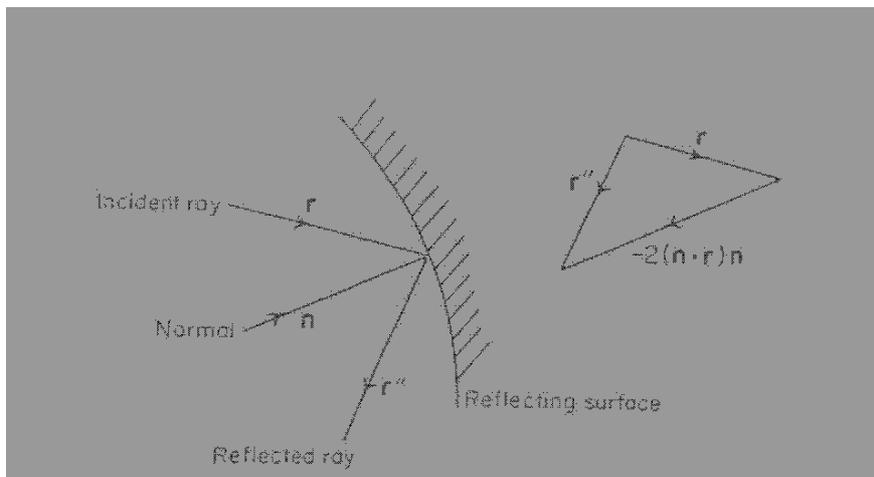


Fig. 2.2: Formulazione vettoriale della riflessione, dove r, r'' e n sono tutti vettori unitari

Nella figura sopra si può vedere la geometria costituita dai raggi unitari r e r'' rispettivamente lungo il raggio incidente e quello riflesso, mentre n è il vettore unitario lungo la normale alla superficie.

L'equazione della riflessione espressa in forma vettoriale è la seguente

$$r'' = r - 2(n \cdot r)n$$

Sulla base dell'espressione sopra riportata, per effettuare il ray tracing per la luce riflessa da una superficie regolare è necessario: primo individuare il punto d'incidenza del raggio incidente, secondo individuarne la normale alla superficie e infine individuare la direzione del raggio riflesso attraverso l'equazione della riflessione sopra riportata.

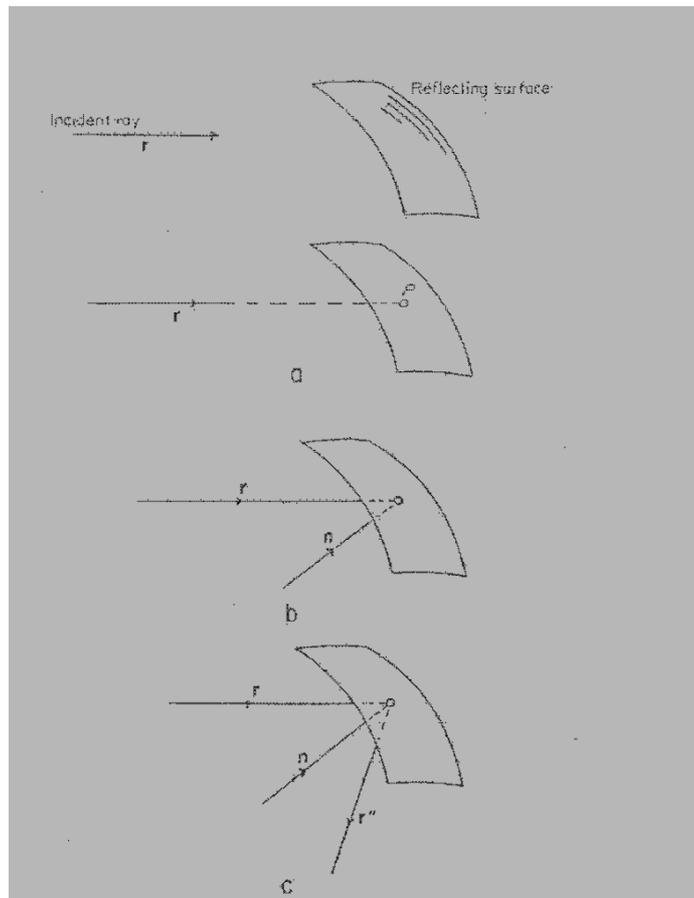


Fig.2.3: I vari passaggi per il ray tracing nella riflessione. (a) Si trova il punto di incidenza P . (b) Si trova la normale a P . (c) Applicando l'equazione si trova il raggio riflesso r'' .

La procedura di ray tracing, attraverso una superficie che rifrange è analoga a quella appena vista, ma prima si deve esprimere la legge di Snell in forma vettoriale. Questa si trova nella forma

$$\sin(I')n' = \sin(I)n$$

dove I e I' sono rispettivamente gli angoli di incidenza e di rifrazione, mentre n e n' sono gli indici di rifrazione dei mezzi attraversati dalla luce da entrambi i lati della superficie rifrangente.

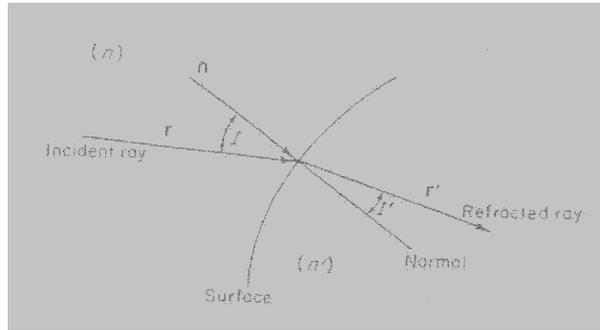


Fig. 2.4: Formazione vettoriale della rifrazione.

L'espressione della legge della rifrazione in forma vettoriale è invece la seguente:

$$n'(\mathbf{r}' \times \mathbf{n}') = n(\mathbf{r} \times \mathbf{n})$$

dove \mathbf{r} è il vettore unitario lungo il raggio incidente, mentre \mathbf{r}' è il vettore unitario lungo il raggio rifratto e \mathbf{n} è il vettore unitario lungo la normale alla superficie nel punto d'incidenza come viene mostrato in figura 2.4. Questa espressione in realtà non è propriamente la più comoda per procedere con il ray tracing. Per questo motivo moltiplichiamo settorialmente entrambi i membri dell'espressione soprastante per \mathbf{n} e otteniamo

$$\begin{aligned} n'(\mathbf{r}' \times \mathbf{n}') \times \mathbf{n} &= n(\mathbf{r} \times \mathbf{n}) \times \mathbf{n} \\ n'(\mathbf{n} \times (\mathbf{r}' \times \mathbf{n}')) &= n(\mathbf{n} \times (\mathbf{r} \times \mathbf{n})) \\ n'((\mathbf{n} \cdot \mathbf{n})\mathbf{r}' - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}')\mathbf{n}) &= n((\mathbf{n} \cdot \mathbf{n})\mathbf{r} - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{r})\mathbf{n}) \\ n'\mathbf{r}' - n\mathbf{r} &= n'(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}')\mathbf{n} - n(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r})\mathbf{n} \\ n'\mathbf{r}' &= n\mathbf{r} + (n'\mathbf{r}' \cdot \mathbf{n} - n\mathbf{r} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} \end{aligned}$$

dove, tra la seconda e la terza riga si sono usate alcune proprietà del prodotto scalare e del prodotto vettoriale quali:

$$\begin{aligned} \mathbf{a} \times \mathbf{b} &= -\mathbf{b} \times \mathbf{a} \\ (\mathbf{b} \times (\mathbf{c} \times \mathbf{d})) &= (\mathbf{b} \cdot \mathbf{d})\mathbf{c} - (\mathbf{b} \cdot \mathbf{c})\mathbf{d} \end{aligned}$$

Analogamente alla situazione del ray tracing per un raggio riflesso, usando le espressioni sopra riportate, dopo aver individuato il punto di incidenza e la normale alla superficie rifrangente, si ricava la direzione del raggio rifratto \mathbf{r}' . In ultima analisi si potrebbe constatare che, se della radiazione viaggia da un mezzo ad indice di rifrazione n verso un bordo con un altro indice di rifrazione $n' < n$, essendo impossibile avere $\sin(I')$ maggiore dell'unità, essa è costretta ad essere completamente riflessa al bordo. Questo fenomeno va sotto il nome di *riflessione totale*.

2.3 Proprietà elementari dei sistemi a formazione d'immagine

Il ray tracing fornisce tutte le informazioni riguardo l'ottica geometrica del sistema ottico, sia esso NIO o IO. Questa procedura non è sufficiente invece nel caso in cui si vogliono costruire nuovi sistemi con proprietà adatte per certi propositi.

Per introdurre alcuni di questi concetti si consideri una lente convergente sottile, con spessore trascurabile, caratterizzata da una lunghezza focale f , punto in cui convergono tutti i raggi che sono giunti sulla lente paralleli gli uni agli altri a partire da una sorgente emissiva a distanza infinita. E' stato osservato che se i raggi provengono da una sorgente di dimensione finita posta a grande distanza dalla lente questi raggi convergeranno in separati punti focali formando un'immagine.

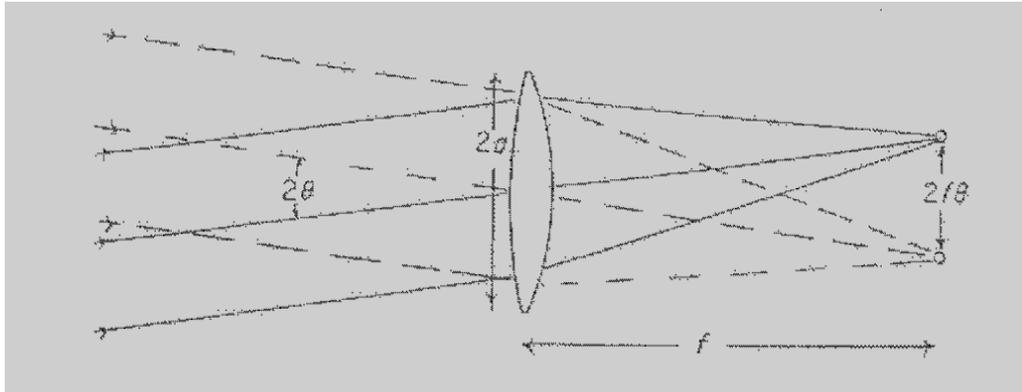


Fig. 2.5: Un oggetto all'infinito ha un'estensione angolare 2θ . Una lente di focale f forma n'immagine di dimensione $2f\theta$

Se la sorgente sottende un angolo 2θ piccolo, rispetto all'asse della lente, è stato mostrato che la dimensione dell'immagine che si forma nel suo fuoco è $2f\theta$ come si può vedere in figura. Sulla base di quanto detto fino ad ora si possono intuire alcune importanti concetti per la teoria dei concentratori: il diametro del fascio di luce e l'angolo sotteso dal fascio. Il prodotto di queste due quantità, $a^2\theta^2$, fornisce l'étendue o l'accettazione del sistema. E' un invariante attraverso il sistema ottico, nel caso si assuma che non ci siano ostruzioni al fascio di luce e che si possano trascurare perdite dovute ai materiali, quali l'assorbimento o lo scattering. Per interpretare fisicamente $a^2\theta^2$ per il sistema 3D della lente, si consideri un sistema ottico che funzioni come un concentratore con $C_{geo} = \left(\frac{2a}{2f\theta}\right)^2$, cioè deve far convergere attraverso un'apertura d'uscita di diametro $2f\theta$ solo quei raggi che sono entrati dall'apertura d'ingresso di diametro $2a$ all'interno di un'estensione angolare pari a $\pm\theta$, come mostrato in Figura 2.6.

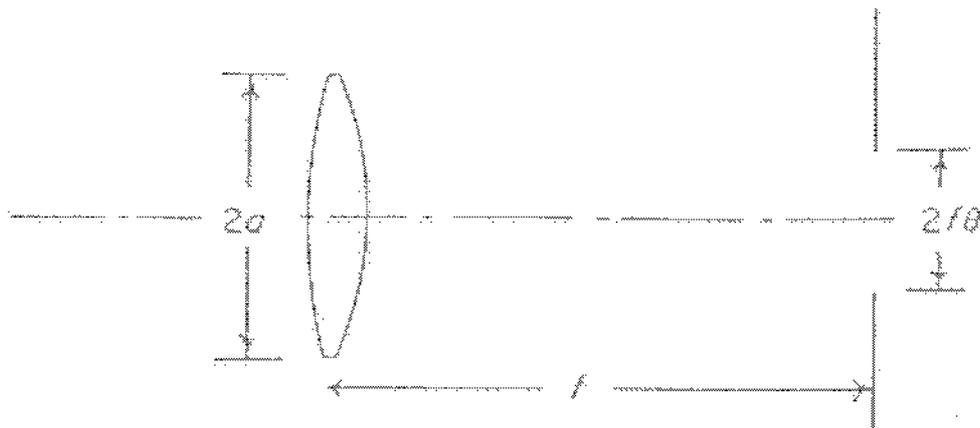


Fig. 2.6: Un sistema ottico di étendue pari a $a^2\theta^2$

Si supponga ora che un flusso di radiazione B ($Wm^{-2}sr^{-1}$) incida sulla lente provenendo da sinistra; il flusso totale accettato dalla lente è pari a $B\pi^2\vartheta^2a^2W$, ciò significa che la quantità ϑ^2a^2 rappresenta la potenza del flusso che la può attraversare, assumendo che la formulazione dell'immagine sia corretta e che l'apertura d'uscita attraverso la quale passano i raggi abbia diametro $2f\vartheta$. A livello pratico, un sistema con diametro fissato, caratterizzato da un certo valore del rapporto di concentrazione C_{geo} , guadagna in concentrazione man mano che si riduce il più possibile la lunghezza focale f .

2.4 Le aberrazioni dei sistemi Ottici Imaging e i loro effetti sul rapporto di concentrazione

Secondo l'ultima affermazione della sezione precedente basterebbe quindi diminuire a sufficienza la lunghezza focale f per ottenere un rapporto di concentrazione geometrica indefinitamente grande. Nella realtà, in generale, esiste un limite superiore al rapporto di concentrazione *massimo* e la motivazione di questa affermazione è legata ad una problematica che caratterizza proprio i sistemi ad Ottica Imaging, per i quali non si riesce più ad applicare l'approssimazione par assiale; sono soggetti ad *aberrazioni ottiche* di varia natura, quali ad esempio quella sferica (laterale e longitudinale), quella *off-axis* (fuori asse), cromatica, la distorsione e così via. Per aberrazione ottica di un sistema ottico si intende ogni deformazione dell'immagine rispetto all'oggetto.

Si consideri una lente come quella mostrata in Figura 2.7

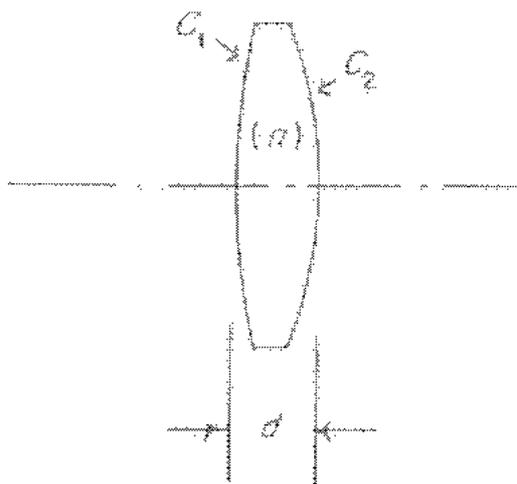


Fig.2.7: Rappresentazione di una lente semplice. La curvatura c_1 è positiva mentre quella c_2 è negativa

La lente che ha le curvature c_1 e c_2 (non sono altro che i reciproci dei raggi), spessore centrale d , e indice di rifrazione n , nel caso in cui si trascura d , nell'approssimazione par assiale ha una lunghezza focale f , che è data da

$$\frac{1}{f} = (n - 1)(c_1 - c_2)$$

In generale i raggi non provengono da una sorgente all'infinito e quei raggi che incidono su una lente convessa in punti lontani dall'asse (*raggi marginali*) non convergono nel fuoco ma in punti vicini al piano dell'immagine, come si può vedere nella Figura 2.8.

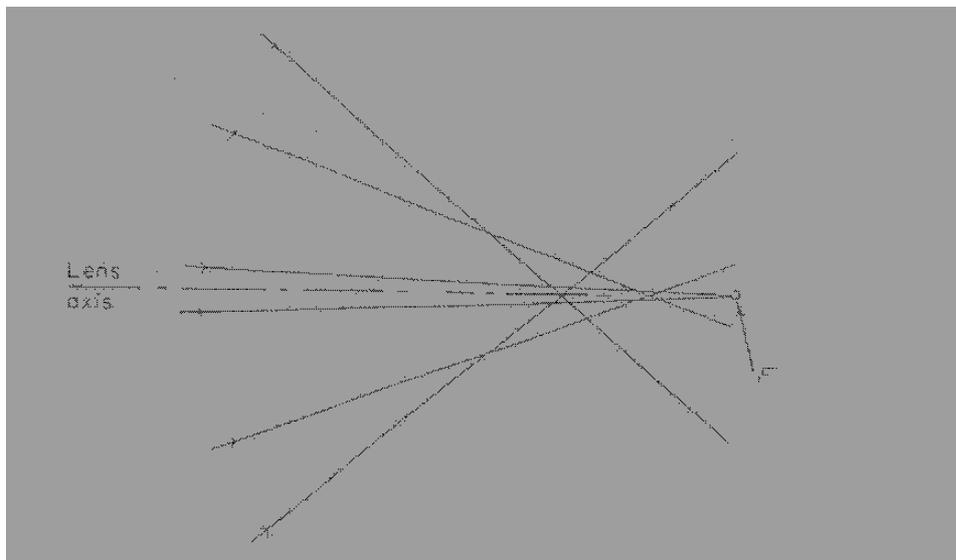


Fig. 2.8: Rappresentazione dell'aberrazione sferica: i raggi a seconda del punto sul quale incidono sulla lente vengono deviati in punti diversi del piano dell'immagine nelle vicinanze del fuoco

Questo effetto è noto come *aberrazione sferica*, dove si precisa che l'aggettivo sferico è fraintendibile, poiché questo tipo di aberrazione si può verificare anche per sistemi che non sono costituiti da superfici rifrangenti sferiche. L'aberrazione cromatica, invece, è semplicemente dovuta al fatto che l'indice di rifrazione cambia con la lunghezza d'onda della luce. Ora, si supponga che per un momento sia possibile eliminare le aberrazioni sferiche appena spiegate, ma non quelle dovute ad un fuori asse del sistema come rappresentato in figura 2.6. Alcuni raggi del fascio all'angolo estremo ϑ cadranno fuori dall'apertura d'uscita di diametro $2f\vartheta$. Per mettere bene a fuoco cosa significa questo, si supponga ora di rappresentare l'aberrazione attraverso un diagramma a punti, i quali non sono altro che le intersezioni dei raggi del fascio con il piano dell'immagine che contiene l'apertura d'uscita del concentratore.

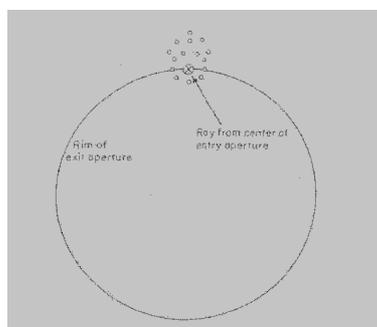


Fig.2.9: Un diagramma a punti per i raggi del fascio che entrano nella concentrazione ad Ottica Imaging all'angolo massimo ϑ_{max} . La concentrazione per questo sistema è inferiore al limite teorico massimo poiché alcuni raggi non incidono sul bordo dell'apertura d'uscita a causa delle aberrazioni.

Qui in figura 2.9 vi è riportato un diagramma di questo genere per ϑ_{max} . Il diagramma mostra come i raggi che passano attraverso il centro della lente all'angolo estremo ϑ , giungano proprio sul bordo dell'apertura d'uscita del concentratore per definizione, perciò un ammontare considerevole di flusso non lo attraversa ma allo stesso tempo parte del flusso del fascio ad un angolo più grande di ϑ viene raccolto. Questa situazione può essere riassunta con un grafico sulla proporzione di luce raccolta dal concentratore per diversi angoli fino al valore massimo teorico ϑ_{max} come si può notare in figura 2.10.

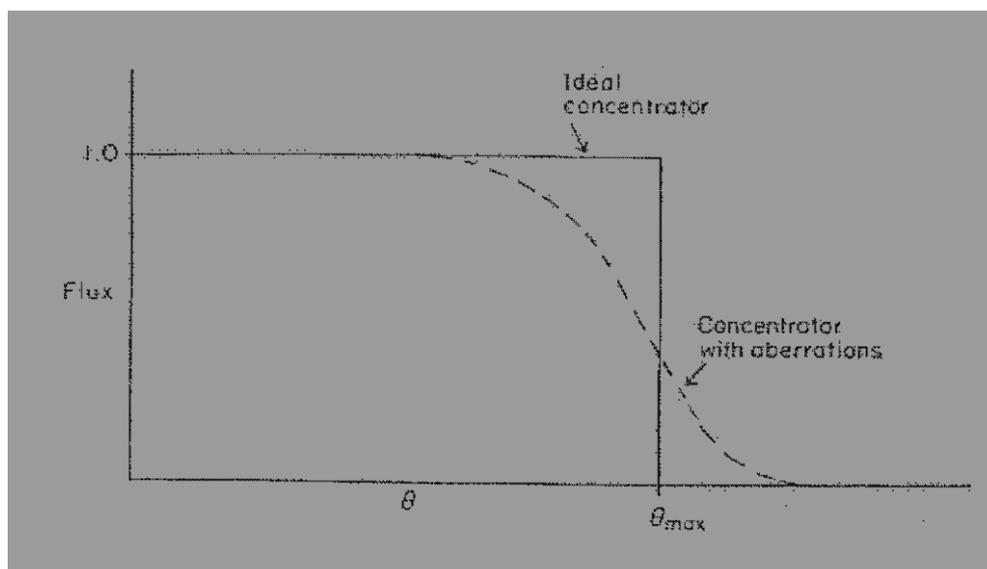


Fig.2.10: Grafico dell'efficienza in funzione dell'angolo ϑ . L'ordinata è la proporzione tra il flusso che entra dall'apertura d'ingresso del concentratore all'angolo ϑ e quello che emerge dall'apertura d'uscita.

Un concentratore ideale seguirebbe l'andamento a gradino dell'efficienza di collezione in funzione dell'angolo, cioè la curva con la linea piena, poiché raccoglierebbe solo il flusso contenuto all'interno dell'angolo ϑ_{max} e non quello al di fuori di questo angolo.

Per finire possiamo dare qualche stima qualitativa sull'effetto delle aberrazioni per le performance dei sistemi ottici a formazione d'immagine. Le aberrazioni sono di piccola entità per quei sistemi ottici che sono stati progettati per formare immagini nitide, ma per soddisfare questa condizione, essi non sono in grado di lavorare ad un angolo di convergenza abbastanza grande per poter raggiungere il rapporto di concentrazione teorico massimo. Se volessimo usare un sistema a formazione d'immagine convenzionale in queste condizioni, esso sarebbe soggetto a grandi aberrazioni che deprimerebbero seriamente il rapporto di concentrazione. Questo non significa che la formazione d'immagine è incompatibile con il raggiungimento della concentrazione massima, ma la limitazione dovuta alle aberrazioni è stato sicuramente uno dei motivi che contribuirono allo sviluppo dei sistemi Ottici Non Imaging.

2.5 OPL e il Principio di Fermat

E' molto interessante delineare i concetti fondamentali dell'ottica geometrica e le performance dei sistemi ottici secondo un approccio alternativo. Precedentemente è stato visto che la velocità di un raggio luminoso in un mezzo ad indice di rifrazione n è pari a $\frac{c}{n}$,

ovvero in questo mezzo copre una distanza s in un tempo $\frac{s}{v} = \frac{ns}{c}$. La quantità ns è la lunghezza di cammino ottico (in inglese Optical Path Length abbreviato OPL) corrispondente alla lunghezza s . Si supponga di avere una sorgente O che emette luce in un sistema ottico come quello nella Figura 2.11

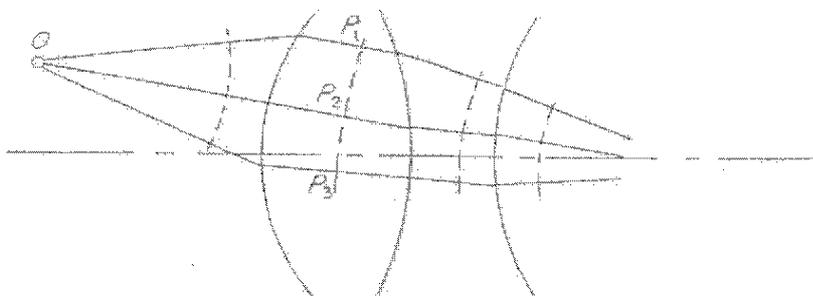


Fig. 2.11: Rappresentazione dei raggi luminosi e dei fronti d'onda geometrici (linee segmentate)

Si tracciano un numero qualsiasi di raggi attraverso esso e si etichettino lungo ognuno di questi raggi con P_1, P_2, P_i , quei punti che si trovano alla stessa lunghezza di cammino ottico rispetto al punto O dove c 'è la sorgente. Questa stessa procedura può essere ripetuta nel caso in cui la radiazione passa in un mezzo. Questa stessa procedura può essere ripetuta nel caso in cui la radiazione passa in un mezzo. Questi punti possono essere uniti tra loro a formare una superficie a fase costante per l'onda luminosa che si sta propagando (teoria ondulatoria della luce) ed è chiamata *fronte d'onda geometrico* o semplicemente *fronte d'onda*.

Ora si può procedere con l'introduzione del principio di Fermat: si basa sul concetto di cammino ottico. Per mezzo di tale principio si può predire il percorso fisicamente possibile per un raggio luminoso attraverso un mezzo ottico. Si immagini allora di disporre di un sistema ottico costituito da lenti e da specchi posizionati in un mezzo ad indice di rifrazione che si assuma vari con continuità. Si vuole individuare il percorso della luce tra due punti A e B , come in figura 2.12.

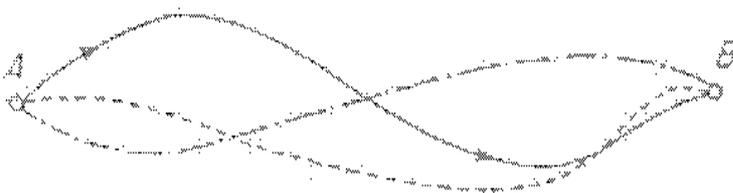


Fig.2.12: Principio di Fermat. Si assume che il mezzo attraversato dalla radiazione abbia un indice di rifrazione che vari con continuità. Il percorso disegnato con la linea piena ha una lunghezza di cammino ottico stazionaria tra A e B , perciò è un percorso fisicamente possibile per un raggio.

Si possono disegnare tra questi due punti un numero infinito di possibili percorsi per la luce, ma il Principio di Fermat stabilisce che il percorso fisicamente possibile tra tutti è quello per il quale la lunghezza di cammino ottico lungo esso tra A e B è un estremo, dove per estremo si può anche dire minimo, termine usato nella stesura originale del Principio di Fermat.

A partire da esso si deriva tutto dell'ottica geometrica, come le leggi della riflessione, della rifrazione e anche il perché i fronti d'onda geometrici sono ortogonali ai raggi luminosi. A partire da questo principio si può arrivare anche ad una spiegazione alternativa delle aberrazioni. Se un sistema non soffre di nessun tipo di aberrazione, l'OPL tra un punto dell'oggetto e un punto dell'immagine è lo stesso lungo tutti i raggi, questo perché in tale condizione tutti i raggi si incontrano in uno stesso punto, cioè il fuoco e i fronti d'onda devono quindi essere porzioni di sfere. Le aberrazioni possono allora essere viste come un discostamento dalla forma sferica ideale dei fronti d'onda geometrici.

2.6 Etendue Generalizzato

In precedenza è stato spiegato che la quantità $(a\vartheta)^2$ è la misura della potenza accettata dal sistema stesso caratterizzato da una apertura d'ingresso di raggio a e con ϑ pari al semiangolo d'inclinazione del fascio raccolto rispetto l'asse del sistema. Questa è un invariante nell'approssimazione parassiale per un sistema ottico assial-simmetrico; se viene considerata all'interno di un mezzo ad indice di rifrazione diverso dall'unità, per rimanere invariante deve essere scritta come $(na\vartheta')^2$. Per capire questa modifica si osservi questa figura:

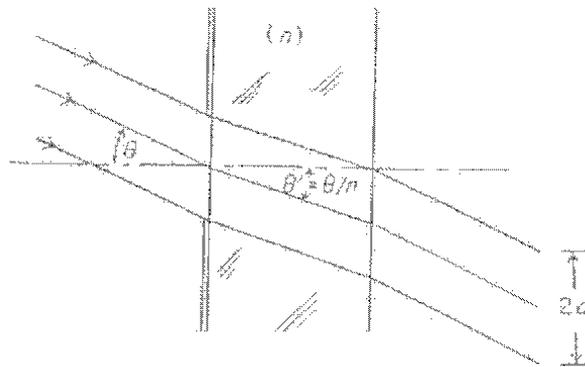


Fig.2.13: L'étendue in mezzo ad indice di rifrazione n diventa $(na\vartheta')^2$.

Il fascio incide all'angolo estremo ϑ su un piano di vetro ad indice di rifrazione n . Al suo interno, proprio a causa dell'indice di rifrazione diverso dall'unità, la sua escursione angolare subisce un cambiamento secondo $\vartheta' = \frac{\vartheta}{n}$ in accordo con la legge della rifrazione.

Si potrebbe pensare di usare l'étendue per ricavare il limite superiore teorico del rapporto di concentrazione per un sistema ottico. Si supponga di avere un sistema assial-simmetrico con apertura d'ingresso di raggio a , tale per cui se un fascio parallelo lo colpisce dovrà emergere dall'apertura d'uscita di raggio a' . Per definizione il rapporto di concentrazione geometrico C_{geo} è $\frac{a}{a'}$, ma se si usa l'étendue invariante e si assume che il mezzo iniziale e quello finale attraversati dal fascio sono entrambi l'aria allora si otterrà $C_{geo} = \frac{\vartheta'}{\vartheta}$. Per considerazioni geometriche ϑ' non può superare $\frac{\pi}{2}$, perciò è immediato porre il limite massimo teorico del

rapporto di concentrazione pari a $(\frac{\pi}{2\vartheta})^2$, che è discordante con il significato fisico dell'étendue al quale rappresenta una postenza che si deve conservare, quindi, non potendo dipendere da un angolo è essenzialmente una quantità parassiale. Secondo questo risultato si avrebbe per l'appunto un'étendue non più invariante per angoli ϑ' prossimi a $\frac{\pi}{2}$ e tutto ciò sarebbe causato dalle aberrazioni ottiche.

E' neccario ricorrere ad una generalizzazione dell'étendue per raggi ad angoli finiti rispetto all'asse ottico del sistema, in modo tale che si possa applicare a sistemi ottici con struttura qualsiasi (con simmetria o meno, rifrangenti riflettenti o con indice di rifrazione che varia con continuità). Si supponga di avere un sistema ottico interposto tra mezzi ad indice di rifrazione omogenei n ed n' e che un raggio luminoso passi attraverso i punti P e P' , i quali si trovano rispettivamente nel mezzo d'ingresso e in quello d'uscita, per il raggio. Si considerino piccoli spostamenti spaziali e cambiamenti in direzione del segmento del raggio che parte da P . Questi cambiamenti si ripercuoteranno sul raggio emergente in P' con il risultato che si avrà un fascio con una certa sezione d'urto e un'estensione angolare. Per valutare questi cambiamenti si costruisca un sistema di riferimento cartesiano $Oxyz$ nel mezzo n ed uno $O'x'y'z'$ nel mezzo n' ; le origini e le direzioni degli assi di uno sono arbitrarie rispetto a quelle dell'altro come si può vedere anche in Figura 2.14.

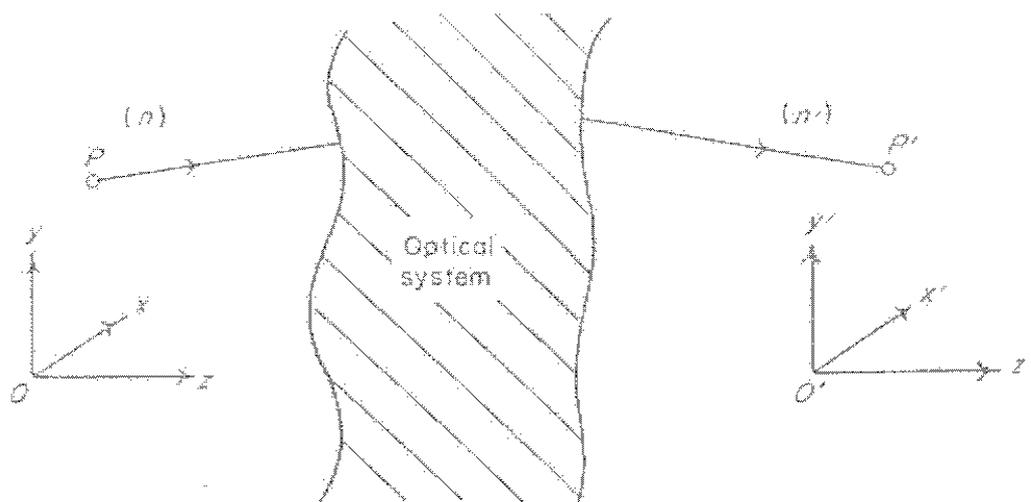


Fig.2.14: Generalizzazione dell'étendue

Le direzioni per i raggi uscenti dal punto $P(x, y, z)$ sono definite dai coseni direttori (L, M, N) e la stessa modalità si mantiene per i raggi uscenti nel secondo mezzo dal punto $P'(x', y', z')$. Gli spostamenti spaziali del punto P , considerando nullo lo spostamento lungo l'asse $z = z' = costante$, vengono rappresentati per mezzo di incrementi dx e dy rispettivamente lungo x e y , mentre spostamenti in direzione del raggio uscente da questo punto saranno etichettati con dL e dM , che sono variazioni dei coseni direttori lungo x e y . Si dispone ora di un fascio costituito da una sezione spaziale $dx dy$ ed una estensione angolare $dL dM$ il quale una volta passato nel mezzo n' per continuità avrà una sezione $dx' dy'$ ed una estensione angolare $dL' dM'$ (come mostrato in Figura 2.15).

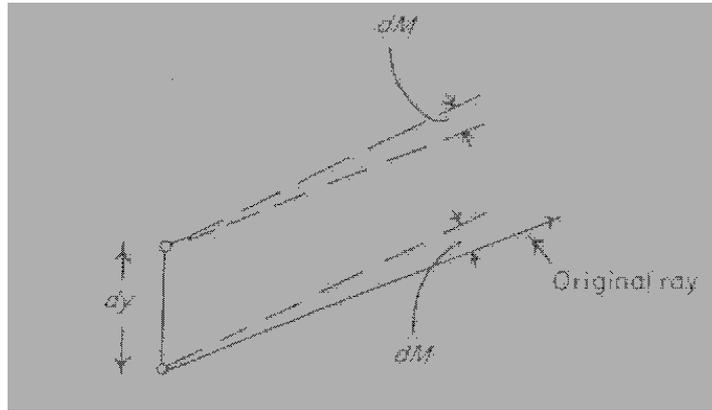


Fig.2.15: Etendue generalizzata nella direzione y

Per poter scrivere un'étendue generalizzata la quantità che deve risultare invariante deve essere $n^2 dx dy dL dM$, consegue perciò che deve valere

$$n'^2 dx' dy' dL' dM' = n^2 dx dy dL dM$$

Con $dx' dy' = a'^2$ e $dL' dM' = d\theta'^2$ mentre ad a^2 e ad $d\theta^2$ corrispondono rispettivamente $dx dy$ ed $dL dM$ (ci riferiamo con gli apici a quegli elementi appartenenti al mezzo n').

Il significato fisico di questa relazione è quello di fornire il cambiamento delle dimensioni e dell'estensione angolare di un fascio dopo aver attraversato il sistema. Ora è possibile fare una corretta misura della potenza del fascio trasmesso dal sistema stesso. Si associa un valore di étendue a qualsiasi fascio di raggi a quattro parametri (ma possono esserci altri insiemi dei quattro parametri, diversi tra loro, che descrivono lo stesso fascio) e per ogni combinazione dei quattro parametri spiegati sopra, cioè x, y, L, M (X', Y', L', M'), si definisce un singolo raggio del fascio.

In geometria 2D, i raggi sono contenuti nel piano, il *piano meridiano* (in questo modo intendiamo il piano del foglio stesso) e si può definire l'étendue per qualsiasi gruppo di raggi per mezzo di due soli parametri (man mano che il sistema ha più simmetria ha bisogno di un numero calante di gradi di libertà per definirlo). Si supponga, ad esempio, che il piano contenente tutti i raggi sia $x = costante$; l'étendue differenziale, invariante, è semplicemente $dE = n dy dM$. Una volta che è stato esposto come generalizzare l'étendue invariante si potrebbe pensare di usarla per calcolare il corretto rapporto di concentrazione teorico massimo, dato che il problema avuto in precedenza era proprio un'erronea espressione di C_{geo} dovuta alla non invarianza dell'étendue. Si consideri per semplicità un sistema 2D come quello in Figura 2.16 (sempre assial-simmetrico come si può vedere).

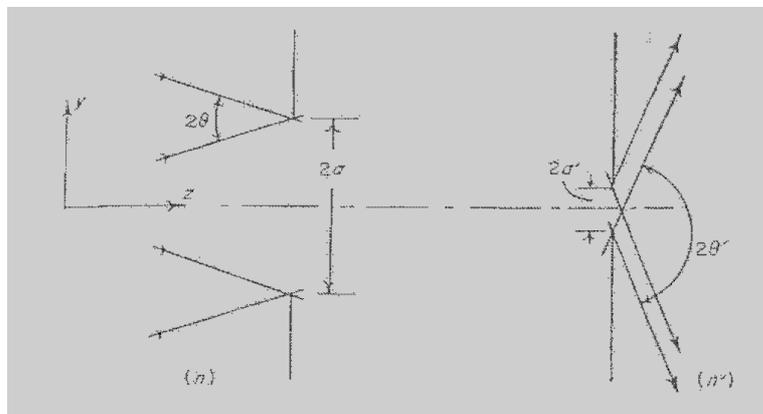


Fig.2.16: Piano meridiano per un sistema ottico 2D: calcolo del rapporto di concentrazione teorico massimo

Per ogni raggio di un certo fascio che attraversa il sistema, supponendo che:

$z = z' = \text{costante}$, si ha

$$n dy dM = n' dy' dM'$$

La quale integrata sul dominio d'integrazione di valori fisicamente accettabili, individuato da $y \in [-\sin \vartheta, \sin \vartheta]$ e $M \in [-\sin \vartheta, \sin \vartheta]$, si ottiene

$$4na \sin \vartheta = 4n'a' \sin \vartheta'$$

Cosicché il rapporto di concentrazione è

$$\frac{a}{a'} = \frac{n' \sin \vartheta'}{n \sin \vartheta}$$

dove a' è il raggio dell'apertura d'uscita del concentratore (grande abbastanza da permettere a qualsiasi raggio che la raggiunge di emergere), mentre ϑ' è il semi-angolo più grande al quale possono emergere i raggi, che chiaramente per costruzione non può superare $\frac{\pi}{2}$. Il rapporto di concentrazione teorico massimo per un sistema 2D è quindi

$$(C^{2D})_{max} = \frac{n'}{n \sin \vartheta}$$

Analogamente si può mostrare che per un sistema assial-simmetrico 3D il rapporto di concentrazione teorico massimo è

$$(C^{3D})_{max} = \left(\frac{a}{a'}\right)^2 = \left(\frac{n'}{n \sin \vartheta}\right)^2$$

Dove ϑ è il semi-angolo di ingresso dei raggi rispetto l'asse del sistema. I risultati delle ultime due equazioni sono quindi i valori massimi che possono o no essere raggiunti da concentratori 2D e 3D. In pratica, si è visto che il concentratore 3D è soggetto a perdite di raggi anche se sono entrati entro l'angolo limite ϑ , a causa ad esempio di assorbimento o scattering da parte dei materiali.

2.7 L'invariante del momento ottico (Skew Invariant)

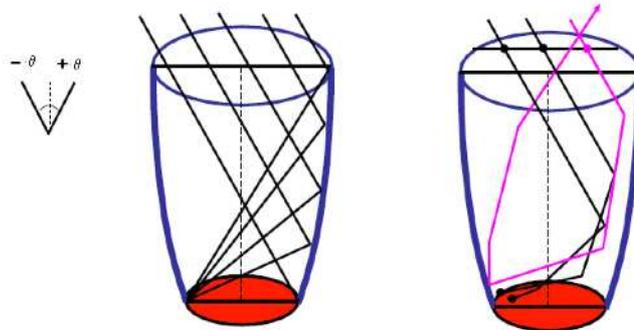


Fig.2.17: Nella figura di sinistra sono messi in evidenza i raggi che incidono un CPC 3D nel piano meridiano all'interno di un cono $\pm\theta$. Solo i raggi contenuti in questo piano vengono raccolti. Nella figura di destra sono mostrati anche i raggi obliqui molti dei quali vengono rigettati dal concentratore

Il problema della perdita di raggi (quelli fuori dal piano meridiano) per un sistema 3D (Figura 2.17), suggerisce la necessità di caratterizzare quei raggi che entrano nel sistema ad una certa distanza dall'asse ottico e con una certa inclinazione rispetto ad esso. La cosa più lecita è associare un *invariante* al cammino di un raggio che attraversa obliquamente un sistema ottico 3D assial-simmetrico. Sia S la distanza più corta proiettata tra il raggio e l'asse del concentratore e sia γ l'angolo tra queste due direzioni. L'*invariante del momento ottico* attraverso tutto il sistema è definito come

$$h = nS \sin \gamma$$

E' immediato capire come i raggi meridiani (quelli che stanno nel piano del foglio, cioè il piano meridiano che è l'unico piano considerabile per un sistema 2D) siano un caso particolare dell'espressione sopra riportata, poiché essi avendo $S = 0$ hanno lo skew invariant $h = 0$.

2.8 La radiometria

In ottica si associa una unità fisica alle quantità legate all'energia. Per questa unità fisica è possibile scegliere il sistema *m.k.s* o un ibrido che usa anche i Watt.

L'**energia radiante** Q_e espressa in Joule indica l'ammontare totale dell'energia emessa, trasmessa o raccolta in un processo che riguarda la radiazione.

La **densità di energia radiante** U_e , espressa in Joule/m^3 , è l'energia radiante contenuta in una unità di volume dello spazio.

Il flusso radiante ϕ_e , espresso in Watt, è la potenza di energia radiante. Le quantità così definite si riferiscono alla radiazione totale per tutte le lunghezze d'onda.

Di particolare interesse, soprattutto in ambito dell'ottica, è il flusso di energia radiante che passa attraverso un'area unitaria di una superficie sia essa reale o immaginaria. La nomenclatura adottata distingue le superfici della sorgente da altre superfici.

L'**emittanza** M_e , espressa in $Watt/m^2$, è il flusso emesso per unità di area dalla sorgente della radiazione; il suo valore può variare con la posizione dell'area considerata sulla superficie della sorgente (Figura 2.18)

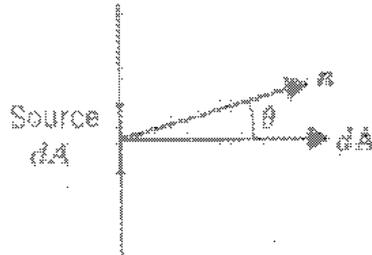


Fig.2.18: L'emittanza è la potenza per unità di area. Qui è rappresentata mentre la radiazione lasciando dA successivamente prosegue verso destra. Sono incluse tutte le direzioni di propagazione ϑ tra 0 e $\frac{\pi}{2}$.

L'**irradianza** E_e , in $Watt/m^2$, è il flusso incidente per unità di area su una superficie reale o immaginaria. Si può quindi scrivere per il flusso da o verso l'area dA .

$$d\phi_e = M_e dA d\phi_e = E_e dA$$

L'**intensità radiante** I_e , in $Watt/sr$, è il flusso per unità di angolo solido emesso da una intera sorgente in una data direzione \mathbf{n} . In particolare, l'intensità per una sorgente posta ad una grande distanza da un piccolo rivelatore è trasportata da raggi che possono quindi essere pensati come paralleli uscenti da qualsiasi punto della sorgente e allo stesso modo incidenti in qualsiasi punto del rivelatore.

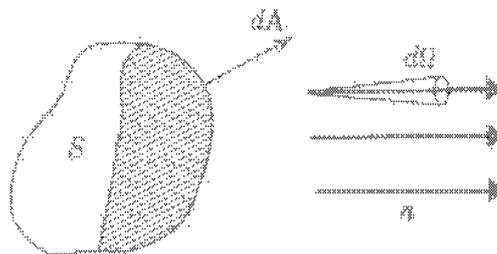


Fig.2.19: L'intensità radiante $I(\mathbf{n})$ rappresenta la potenza totale per unità di angolo solido in una direzione \mathbf{n} da una sorgente finita S .

E' altrettanto utile in ottica misurare nel piano focale di una lente la luce che è stata emessa da una sorgente. Nell'approssimazione parassiale, tutti i raggi uscenti dalla sorgente con una certa direzione \mathbf{n} convergeranno nello stesso punto, cioè il fuoco, contenuto in questo piano (come si può vedere nella Figura 2.20).

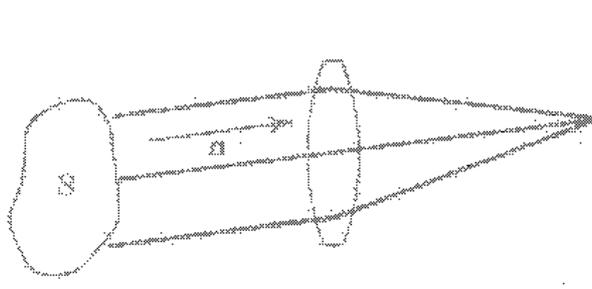


Fig.2.20: Tutti i raggi nella stessa direzione \mathbf{n} sono focalizzati nello stesso punto dalla lente.

Se si considera che i raggi stanno tutti all'interno di un cono che sottende un angolo solido $d\Omega$ attorno alla direzione \mathbf{n} , allora il flusso è dato da:

$$d\phi_e = I_e d\Omega$$

L'intensità I_e dipenderà in generale dalla direzione \mathbf{n} . Secondo quanto detto, l'intensità di una sorgente isotropa è pari a $I_e = \frac{\phi_{e,tot}}{4\pi}$, nell'assunzione che la sorgente emittente considerata sia a simmetria sferica. Le proprietà di emissione di una sorgente reale spesso variano con le zone considerate della sua superficie, perciò l'intensità radiante I_e integrata su tutta la superficie, potrebbe essere sbagliata. Per questo motivo si definisce una dipendenza angolare differenziale, la **radianza** L_e , espressa in $Watt/sr m^2$, che indica il flusso per unità di angolo solido per unità di area proiettata (Figura 2.21).

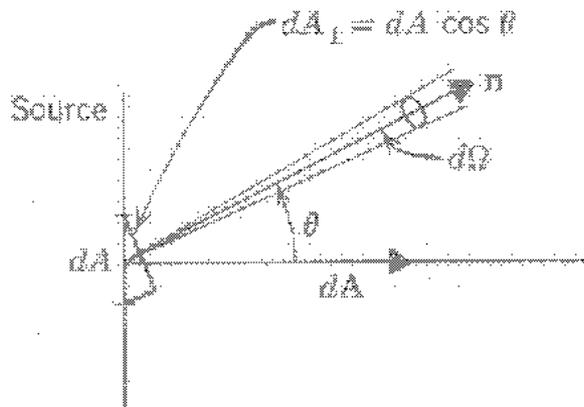


Fig.2.21

Il flusso emesso da un elemento d'area dA sulla superficie della sorgente in un elemento di angolo solido $d\Omega$ attorno alla direzione \mathbf{n} è dato da

$$d^2\phi_e = L_e d\Omega dA_{\perp} = L_e d\Omega dA \cos \vartheta = L_e d\Omega (\mathbf{n} \cdot d\mathbf{A})$$

dove $d\mathbf{A}$ è un vettore che punta lungo la direzione del versore normale alla superficie della sorgente con modulo dA coincidente con l'area dell'elemento di superficie considerato. In generale, L_e sarà funzione di \mathbf{n} e della posizione \mathbf{r} sulla superficie della sorgente, cioè $L_e = L_e(\mathbf{n}, \mathbf{r})$. La radianza può essere misurata per mezzo dell'apparato illustrato nella Figura 2.22.

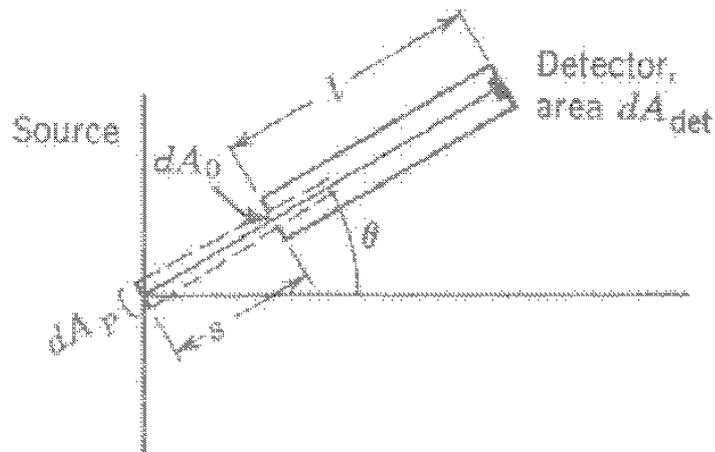


Fig.2.22

La piccola apertura ha area dA_0 . Si proietta quest'area sulla superficie della sorgente usando delle linee rette a partire da un punto al detector. L'area proiettata sulla sorgente è allora

$$dA_p = dA_0 \frac{(l + s)^2}{l^2}$$

L'angolo solido sotteso dal detector, visto dalla sorgente è

$$d\Omega = \frac{dA_{det}}{(l + s)^2}$$

In definitiva si può scrivere

$$dA_p d\Omega = \frac{dA_0 dA_{det}}{l^2}$$

Se il detector è calibrato in Watt, esso dà in uscita il flusso $d^2\phi_e$, dal quale si ottiene la radianza L_e

$$L_e = \frac{d^2\phi_e}{dA_0 dA_{det}} = \frac{d^2\phi_e l^2}{dA_0 dA_{det}}$$

Il concetto di radianza si può estendere anche ad oggetti che non sono sorgenti fisiche di radiazione, nel senso che si può parlare di radianza anche riferendosi all'immagine formata da un sistema ottico.

L'emittanza M_e di una sorgente può essere ottenuta per integrazione dalla

$$d^2\phi_e = L_e d\Omega (\mathbf{n} \cdot d\mathbf{A})$$

Su tutto l'angolo solido, per un fissato dA :

$$d\phi_e = \iint d^2\phi_e = dA \iint_{(\frac{1}{2})} L_e \cos \vartheta d\Omega$$

Quindi l'emittanza M_e si ottiene integrando questa ultima equazione:

$$M_e = \iint L_e \cos \vartheta d\Omega$$

Dove $\iint_{(\frac{1}{2})}(\dots)d\Omega$ si riferisce ad un'integrazione angolare su metà dell'angolo solido complessivo su tutte le direzioni uscenti dalla superficie. Allo stesso modo l'intensità della radiazione uscente dalla sorgente può essere ottenuta dall'integrazione di $d^2\phi_e$ sull'area nell'espressione precedente per fissati \mathbf{n} e $d\Omega$:

$$d\phi_e = \iint_{area} d^2\phi_e = d\Omega \iint_{area} L_e \cos \vartheta dA = d\Omega \mathbf{n} \cdot \iint_{area} L_e dA$$

Il risultato finale cercato per l'intensità in funzione della radianza è quindi

$$I_e = \iint L_e \cos \vartheta dA = \mathbf{n} \cdot \iint L_e dA$$

Radiometry	Symbol	m.k.s. units
	Physical	
Radiant Energy	Q_e	Joule
Radiant density	U_e	$Joule/m^3$
Radiant flux	ϕ_e	Watt
Radiant exitance	M_e	$Watt/m^2$
Irradiance	E_e	$Watt/m^2$
Radiant intensity	I_e	$Watt/\omega$
Radiance	L_e	$Watt/\omega - m^2$

Fig.2.23: Tabella riassuntiva della nomenclatura radiometrica

2.8.1 Sorgente lambertiana

Una sorgente lambertiana o emettitore lambertiano è tale da avere le stesse proprietà direzionali di un piccolo foro in una cavità (Figura 2.24).

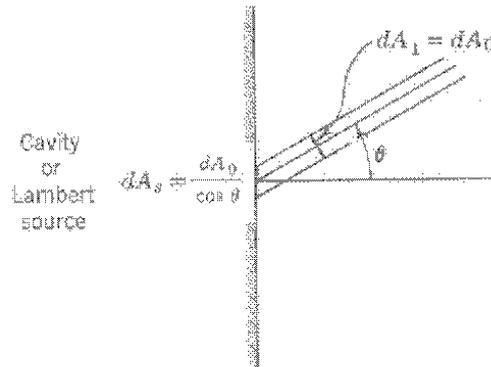


Fig.2.24

All'interno della cavità, la luce si propaga ovunque in tutte le direzioni con la stessa radianza. Per una sorgente lambertiana si ha

$$L_e(\mathbf{r}, \mathbf{n}) = L_e$$

Cioè è indipendente sia da \mathbf{r} che da \mathbf{n} . Un apparato che produce una sorgente lambertiana deve essere tale da fornire in uscita un flusso che sia indipendente dalla posizione e da ϑ , con campo di visuale del detector limitato da un'apertura di area dA_0 che non coincida con il bordo della sorgente. Nel caso di sorgente lambertiana è quindi possibile mandare L_e fuori dall'integrale $[M_e = \iint L_e \cos \vartheta d\Omega]$ per l'emittanza. L'angolo solido $d\Omega$ è pari a $2\pi \sin \vartheta d\vartheta$, cioè l'area dell'anello per una sfera unitaria, come si può vedere nella Figura 2.25.

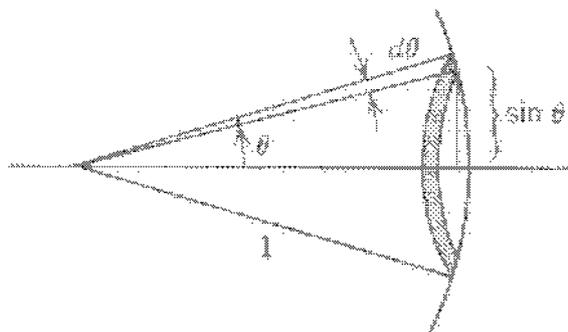


Fig.2.25: L'angolo solido infinitesimale $d\Omega$ è l'area ombreggiata sulla sfera unitaria e uguaglia $2\pi \sin \vartheta d\vartheta$

Si ottiene, per una sorgente lambertiana:

$$M_{e,L} = L_e \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \vartheta 2\pi \sin \vartheta d\vartheta = \pi L_e \int_0^{\frac{\pi}{2}} d(\sin^2 \vartheta) = \pi L_e$$

Capitolo 3

Esempi di concentratori a formazione d'immagine

3.1 Proprietà per l'idealità di un concentratore IO

Per fissare le idee sui sistemi a formazione d'immagine bisognerebbe prima descriverne l'azione applicandoli nel solare.

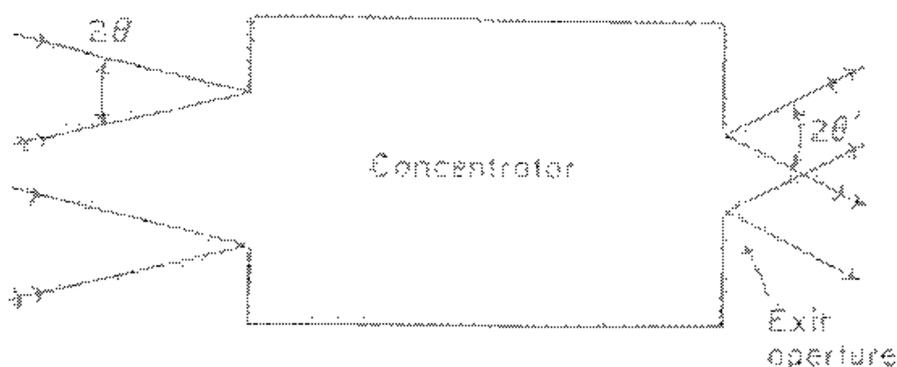


Fig.3.1: Sezione meridiana di un concentratore IO che forma alla sua apertura d'uscita un'immagine della sorgente all'infinito. I diversi raggi che passano per il sistema vengono etichettati con un numero differente di frecce.

Nella Figura 3.1 viene mostrata la configurazione più semplice per un ipotetico concentratore IO. Se ora prendiamo il caso in cui l'indice di rifrazione del mezzo finale sia l'aria, l'angolo di uscita dal concentratore dei raggi può essere al massimo $\frac{\pi}{2}$. Per i raggi che escono proprio all'angolo massimo di $\frac{\pi}{2}$ è stato raggiunto il rapporto di concentrazione teorico massimo.

Un sistema di questo tipo può essere costruito con la superficie all'uscita in vetro o un altro materiale che però abbia un indice di rifrazione $n > 1$ (Figura 3.2).

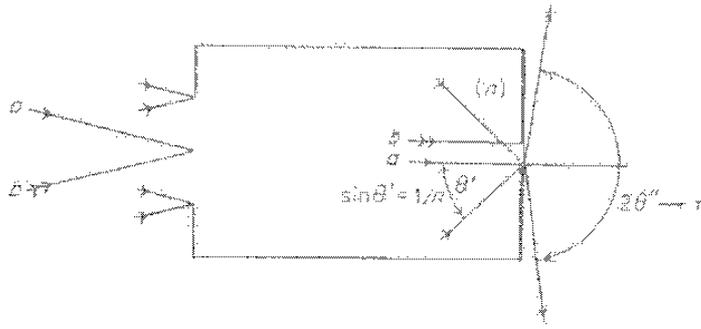


Fig.3.2: Sezione meridiana di un concentratore IO con rapporto di concentrazione massimo, in cui il mezzo finale in corrispondenza della sua apertura di uscita ha un indice di rifrazione n maggiore dell'unità. L'angolo ϑ' in questo mezzo dovrebbe essere $\sin^{-1}(\frac{1}{n})$ dando un angolo massimo di $\frac{\pi}{2}$ in aria a di fuori di esso.

L'angolo ϑ' con il quale tali raggi arrivano a questa superficie dall'interno, prima di emergere dal concentratore effettivamente ad angoli compresi entro $\pm \frac{\pi}{2}$, deve soddisfare la seguente relazione

$$\sin \vartheta' = \frac{1}{n}$$

Per materiali tipici l'angolo ϑ' sarebbe circa di 40° . Se adesso prendiamo il caso in cui l'equazione sopra riportata non venga soddisfatta allora bisogna far fronte al problema della *riflessione interna* dei raggi, oltre ad altre problematiche come l'assorbimento dei raggi e il loro scattering da parte dei materiali del concentratore. Una possibile soluzione a questo problema potrebbe essere quella di porre in contatto ottico con la superficie dell'apertura di uscita (indice di rifrazione $n > 1$) l'assorbitore del flusso radiante.

Se un concentratore termina in un mezzo ad indice di rifrazione n , si ha un guadagno nel rapporto di concentrazione teorico massimo di un fattore n o n^2 a seconda che il concentratore sia di tipo 2D o 3D.

Si può definire un concentratore come un sistema *ideale* se è tale da fare emergere dalla sua apertura di uscita, di raggio $a' = \frac{na \sin \vartheta_{max}}{n' \sin \vartheta'_{max}}$, entro un cono angolare $\pm \vartheta'_{max}$, tutti quei raggi che sono entrati dall'apertura d'ingresso entro un cono angolare $\pm \vartheta_{max}$. Tuttavia questo tipo di concentratore non potrà mai raggiungere il rapporto di concentrazione teorico massimo.

Ora definiamo quali sono le grandezze fisiche più adatte per la descrizione dei sistemi ottici, in particolare quelli a formazione d'immagine. Per dare una misura delle performance di un sistema ottico IO si utilizza la quantità NA o *apertura numerica*, poiché la lunghezza focale non è indicata per sistemi in cui i raggi formano (rispetto all'asse ottico) grandi angoli che approssimano $\frac{\pi}{2}$.

Nella figura 3.3 è raffigurato un sistema con apertura d'ingresso di diametro $2a$, il quale forma un'immagine dell'oggetto puntiforme, in asse, posto all'infinito; il semiangolo del cono dei raggi estremi emergenti è α'_{max} .

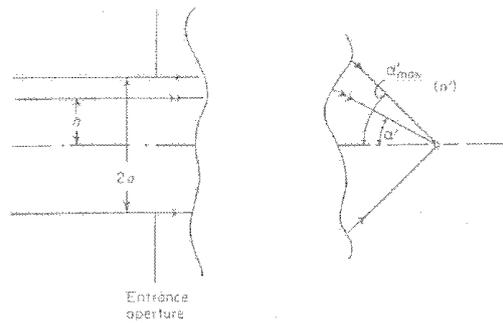


Fig.3.3: Definizione dell'apertura numerica di un sistema lo. NA è pari a $n' \sin \alpha'_{max}$

In termini di queste quantità, NA è allora definito nel modo seguente

$$NA = n' \sin \alpha'_{max}$$

dove n' è l'indice di rifrazione del mezzo nello spazio dell'immagine. Abbe mostrò che i punti per un oggetto off-axis possono ugualmente formare un'immagine se tutti i raggi soddisfano

$$h = n' \sin \alpha' \times const$$

dove h è la distanza di ciascun raggio incidente dall'asse ottico, mentre α' è l'angolo formato dalla direzione dei raggi emergenti con l'asse ottico nel mezzo n' . L'Equazione sopra è la nota *condizione del seno* di E. Abbe per una buona formazione d'immagine; non assicura una formazione perfetta dell'immagine per tutti i punti dell'oggetto fuori-asse, ma assicura che le aberrazioni, le quali crescono linearmente con l'estensione dell'angolo di fuori-asse, siano nulle. Queste aberrazioni sono vari tipi di coma, cioè quando la luce proveniente da un punto si diffonde in una famiglia di cerchi sul piano focale che si collocano in un cono. Un sistema ottico privo di aberrazioni sferiche e coma è appunto detto *aplanatico*. Con questa nuova definizione si può dire che la formazione aplanatica di un'immagine è una condizione necessaria e non sufficiente affinché un concentratore IO abbia C_{max} o sia ideale (senza però raggiungere C_{max}).

La costante nella condizione del seno di Abbe ha il significato di una lunghezza focale, questa affermazione vale solo per un sistema aplanatico che ha lunghezza focale costante, dal lato dell'apertura d'ingresso del concentratore come mostrato nella Figura 3.3, e la si indica semplicemente con f .

Da $h = n' \sin \alpha' \times const$ si ricava la semiapertura d'ingresso del sistema ottico

$$a = fNA$$

e sostituendola nell'espressione del rapporto di concentrazione

$$a' = \frac{a \sin \vartheta_{max}}{NA}$$

si ottiene infine

$$a' = f \sin \vartheta_{max}$$

dove ϑ_{max} è il semi-angolo massimo dei raggi di ingresso dal concentratore. Questa ultima equazione mostra che, per un sistema IO con rapporto di concentrazione teorico massimo, il raggio dell'apertura di uscita è proporzionale a $\sin \vartheta_{max}$. Tutte queste considerazioni sono importanti per caratterizzare il sistema ottico, ma nel reale si avranno comunque aberrazioni tra le quali anche il coma o le distorsioni che vanno ad incidere sulla forma e la qualità dell'immagine come mostrato in figura 3.4.

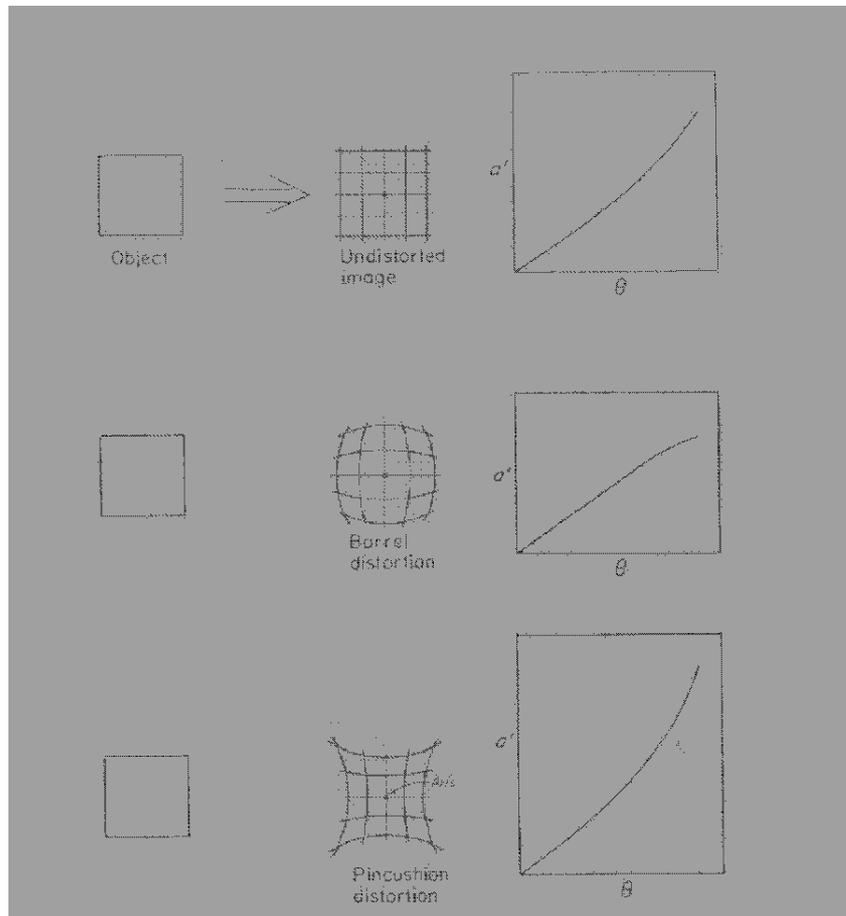


Fig.3.4: Rappresentazione dei vari effetti di distorsione per sistemi IO. Sono raffigurate tre immagini di uno schermo-oggetto rettangolare: nella prima non ci sono distorsioni, nella seconda l'oggetto è soggetto alla distorsione "barrel" letteralmente "a barileto" secondo la quale l'ingrandimento laterale decresce con la dimensione dell'oggetto e nella terza invece è soggetto a distorsione "pincushion" letteralmente "a cuscinetto", dove l'ingrandimento cresce con la distanza dall'asse ottico. I sistemi ottici, si assume che abbiano una simmetria rispetto ad un asse di rotazione.

3.2 Esempi di configurazioni ideali di concentratori IO

In questa Sezione si vogliono mettere a sfruttare le proprietà di un concentratore IO ideale spiegate nei capitoli precedenti, cioè si cercherà di definirne le caratteristiche ed un profilo. Per esempio, un sistema costituito da lenti non sarebbe molto efficiente come concentratore, poiché per lavorare a dimensioni abbastanza grandi per applicazioni pratiche, si verificherebbe una rapida crescita delle aberrazioni (crescono linearmente con le dimensioni del sistema). E' comunque interessante e utile, per avere degli argomenti concreti di confronto tra questi

sistemi e quelli ad ottica non imaging, vedere come sia possibile configurare un sistema IO come concentratore ideale ignorando le limitazioni pratiche e assumendo che siano soddisfatte certe condizioni.

Se ad esempio fosse possibile costruire un concentratore con un numero di lenti molto alto, o postulare che un tale sistema abbia delle proprietà ottiche estreme, esso potrebbe mostrare delle prestazioni vicine quelle di un concentratore ideale (nel senso che tutti i raggi che entrano nel concentratore in un cono $\pm\vartheta_{max}$ emergono in un cono $\pm\vartheta'_{max}$), o altrimenti mostrare un'efficienza di collezione teorica massima.

3.2.1 Rifrangenti e a simmetria sferica

Si consideri ad esempio una superficie sferica rifrangente. E' ben noto dai tempi di Huygens che una porzione di lente sferica crea delle superfici di immagine concentriche, come mostra la Figura 3.5.

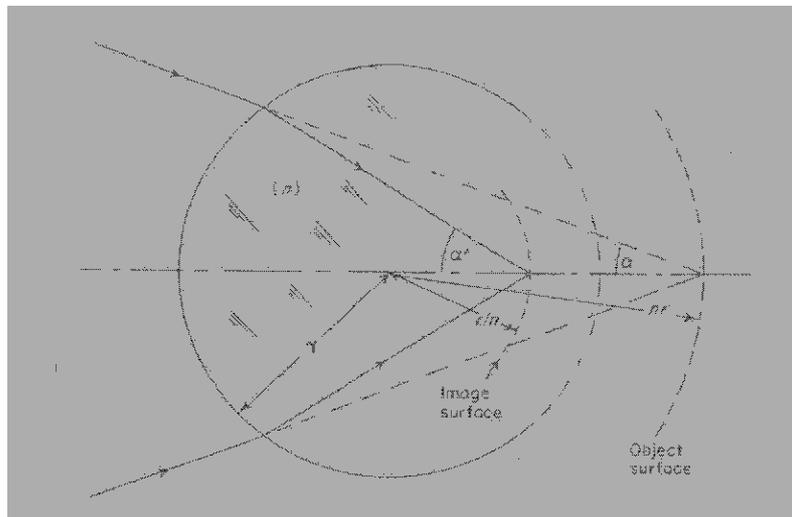


Fig.3.5: Creazione di superfici concentriche aplanatiche per una superficie sferica rifrangente

Il sistema quindi forma delle superfici concentriche coniugate, rispettivamente di raggi $\frac{r}{n}$ e rn . Una delle due superfici, in particolare quella dell'oggetto, deve essere sempre virtuale, perciò un cosiffatto sistema, in pratica da solo non sarebbe idoneo per essere usato come concentratore (sembra che nessuna combinazione di un numero finito di componenti concentrici possa formare un'immagine reale priva di aberrazioni di un oggetto reale). Il sistema di Figura 3.5 si potrebbe usare come ultimo stadio per un concentratore IO. Gli angoli di convergenza sono legati dall'equazione

$$\sin \alpha' = n \sin \alpha$$

e in presenza di una superficie piana che termina in aria, l'angolo finale α'' al quale emerge un raggio è dato da

$$\sin \alpha' = n^2 \sin \alpha$$

Quindi il sistema potrebbe essere usato in coppia con un altro sistema dotato da un valore di NA relativamente piccolo, formando così un concentratore *quasi* corretto, come nella Figura 3.6.

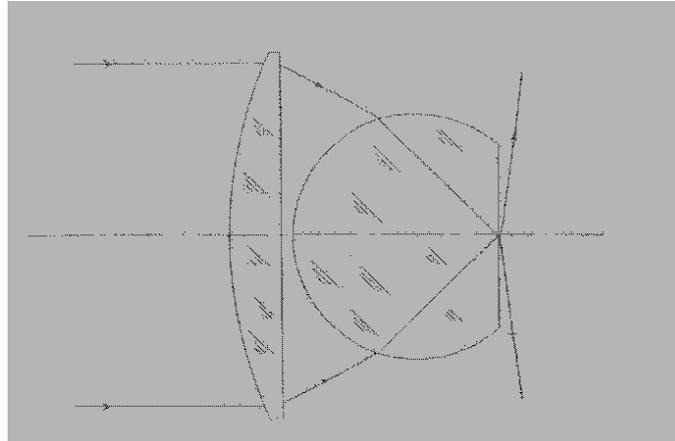


Fig.3.6: Un concentratore a formazione d'immagine costituito da un componente aplanatico

In ogni caso, un qualsiasi sistema composto da lenti, fatto con materiali disponibili risulterebbe complicato (a causa soprattutto delle aberrazioni) e avrebbe dei costi improponibili se volessimo costruirlo in dimensioni utili per essere utilizzato come concentratore solare.

Si supponga ad esempio di ovviare al problema delle aberrazioni sferiche supponendo di usare delle lenti ellissoidali con eccentricità pari a $\frac{1}{n}$ (Figura 3.7).

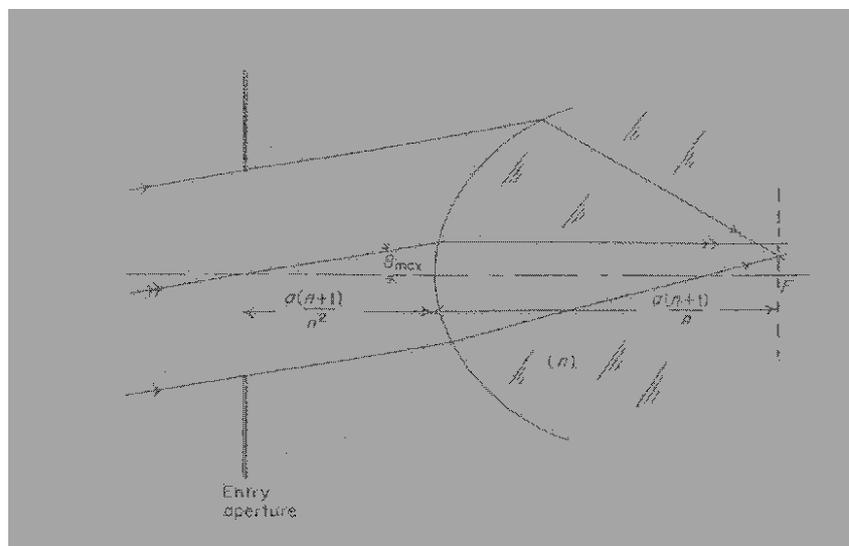


Fig.3.7: Un ellissoide di rivoluzione come concentratore. L'apertura d'ingresso è posta in corrispondenza del primo fuoco del sistema

L'ellissoide è caratterizzato da una forte coma e tutti i raggi emergenti da esso incontrano il piano dell'immagine vicino all'asse all'interno di un cerchio di raggio proporzionale a $\tan \vartheta_{max}$, in contrasto con il risultato dell'equazione $h = n' \sin \alpha' \times const$, secondo la quale tutti i raggi dovrebbero cadere in un cerchio di raggio proporzionale a $\sin \vartheta_{max}$.

3.2.2 A indice di rifrazione variabile con continuità

Si sceglie ora una strada diversa: si suppone di disporre di un sistema ottico in cui l'indice di rifrazione varia con continuità, in modo tale che tutti i raggi luminosi, attraversando superfici a simmetria sferica, vadano verso il piano dell'immagine formando un'immagine perfetta. Adesso vengono riportati due esempi storici: il *fish-eye* (letteralmente *occhio di pesce*) di J.C. Maxwell e la lente di Luneburg.

J.C. Maxwell, nel 1854, mostrò che se un mezzo ha la seguente distribuzione dell'indice di rifrazione

$$n = \frac{a^2}{b^2 + r^2}$$

dove a e b sono delle costanti, mentre r è la coordinata radiale, è possibile ottenere un'immagine perfetta. Questa particolarità è legata al fatto che il profilo della distribuzione dell'indice di rifrazione corrisponde alla geometria di una sfera. Con questo profilo, i raggi luminosi emessi in ogni direzione da un punto della sfera seguono dei cerchi tutti attorno alla lente, fino a che non si incontrano perfettamente sul lato opposto. Nel caso in valga $a = b = 1$, le distanze dei punti coniugati dall'origine sono legati dalla relazione

$$rr' = 1$$

Alcuni raggi, formanti l'immagine, potrebbero essere come quelli tracciati nella Figura 3.8.

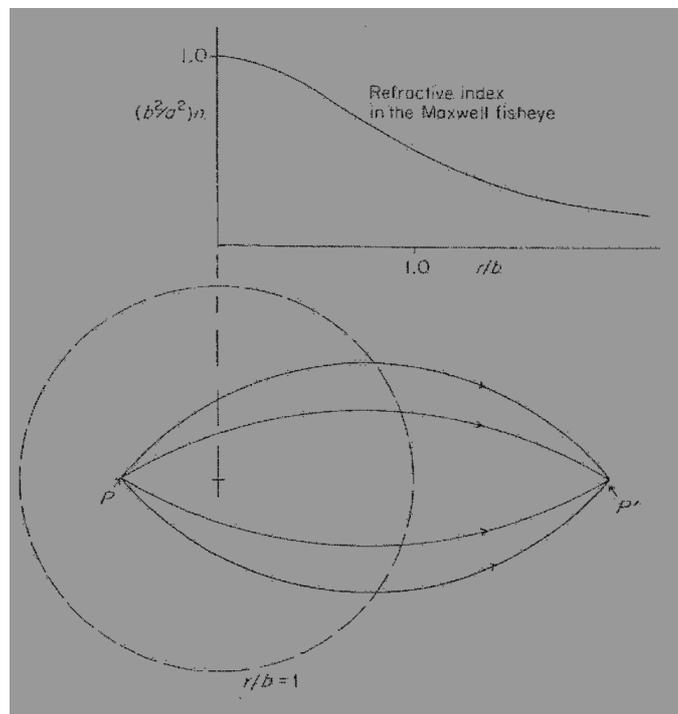


Fig.3.8: Raggi nella lente fish-eye di J.C. Maxwell. I raggi sono archi di cerchio.

Questo tipo di sistema, che è noto come lente *fish-eye* di J.C. Maxwell, non è però pratico per essere usato come concentratore solare (potrebbe essere considerato come concentratore

ideale, ma non riesce a raggiungere il rapporto di concentrazione massimo teorico) poiché sia l'oggetto che l'immagine devono essere immersi in un mezzo.

Nel 1964 Luneburg riportò altri esempi di mezzi a simmetria sferica dotati di proprietà ideali per la formazione di immagini. In particolare trovò un esempio noto con il nome di lente di Luneburg, in cui la distribuzione dell'indice di rifrazione si estende solo su un raggio finito e dove l'oggetto coniugato è posto all'infinito. La distribuzione dell'indice di rifrazione è la seguente

$$n(r) = \begin{cases} \sqrt{2 - \frac{r^2}{a^2}}, & x < 1 \\ 1, & x \geq 1 \end{cases}$$

Questa distribuzione forma un'immagine perfetta con apertura numerica unitaria, come si può notare nella Figura 3.9.

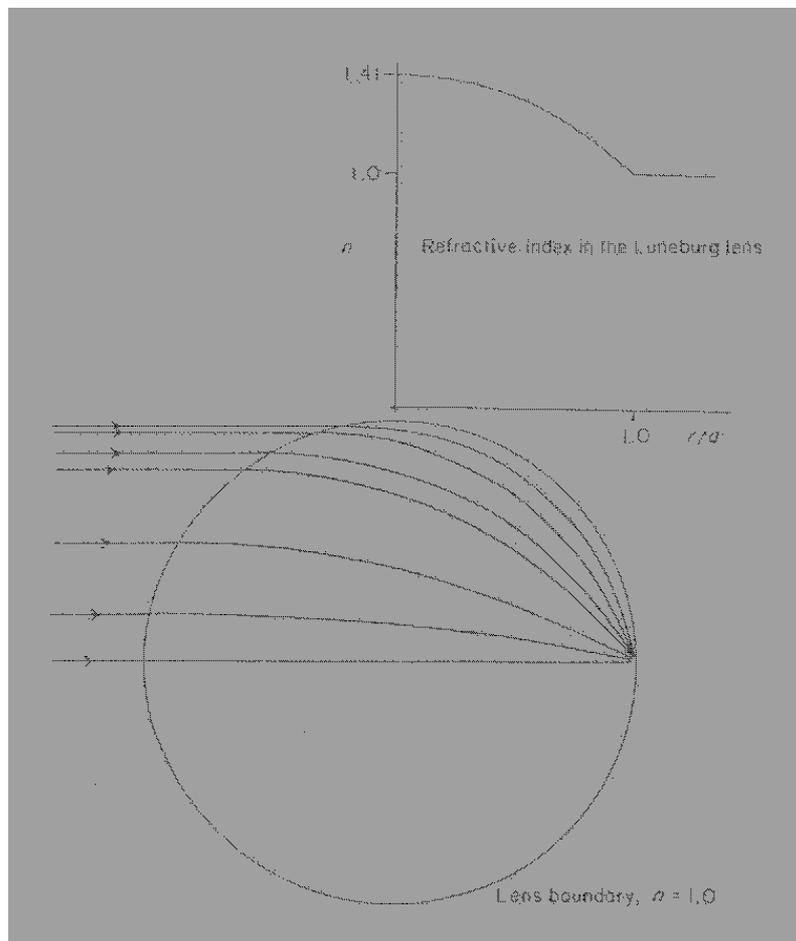


Fig.3.9: Lente di Luneburg

Può essere anche mostrato che per la simmetria sferica i punti di un'immagine perfetta sono formati da raggi paralleli che provengono da tutte le direzioni. La lente di Luneburg può essere considerata come un concentratore ideale IO con rapporto di concentrazione massimo per angoli di collezione ϑ_{max} fino a $\frac{\pi}{4}$, nella situazione in cui si concentra da una sorgente concava

sferica all'infinito, su un assorbitore concavo sferico in contatto ottico con la lente. Oltre al problema pratico della costruzione delle lenti, la lente di Luneburg presenterebbe un'apertura d'uscita nella forma di una calotta sferica ed un'apertura d'ingresso che cambia di forma con l'inclinazione dei raggi, mentre finora sono state sempre considerate aperture d'ingresso e d'uscita planari.

3.2.3 Speculari

Questa parte sarà dedicata all'analisi delle performance di sistemi speculari se fossero impiegati come concentratori. Si consideri uno specchio paraboloidale come mostrato in figura.

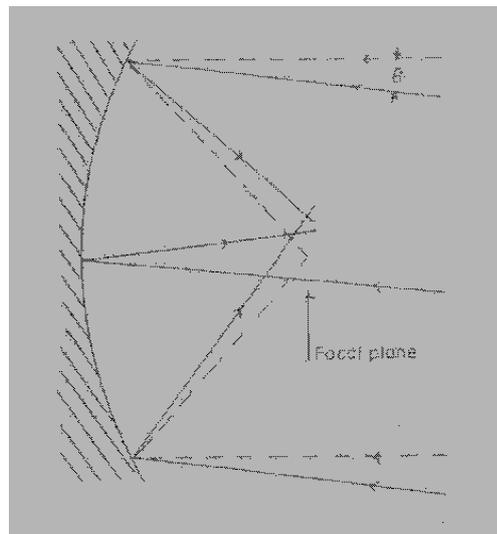


Fig.3.10: Rappresentazione del coma per uno specchio paraboloidale. I raggi di un fascio assiale sono mostrati per mezzo della linea tratteggiata. I raggi emergenti di un fascio obliquo ad un angolo ϑ rispetto l'asse ottico, incontrano il piano focale lontano dall'asse rispetto ai raggi centrali di questo stesso fascio.

Uno specchio di questo tipo focalizza i raggi paralleli all'asse ottico esattamente nel fuoco, cioè è uno specchio privo di aberrazioni di sfericità. I fasci off-axis sono mal aberrati. Nella sezione meridiana, sfruttando il ray tracing, è possibile verificare che i raggi estremi all'angolo ϑ attraversano il piano focale lontano dall'asse rispetto ai raggi centrali. Questo significa che lo specchio paraboloidale può essere usato come un concentratore ideale solo per quei raggi che emergono ad angolo molto inferiore a $\frac{\pi}{2}$. Per mezzo di pura geometria è possibile sapere quanto deve essere estesa l'apertura d'uscita per poter raccogliere tutti i raggi nella sezione meridiana. Si consideri ora lo specchio concavo mostrato nella Figura 3.11.

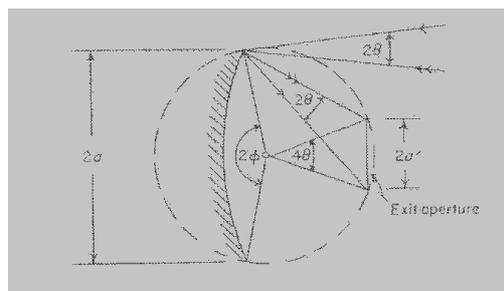


Fig.3.11: Raccolta della totalità di raggi da uno specchio concavo.

L'assorbitore piano dei raggi (che corrisponde all'apertura d'uscita del sistema) deve essere grande abbastanza da poter intercettare il fascio divergente, riflesso dai bordi estremi dello specchio stesso. Quando questa condizione è soddisfatta, i bordi dell'assorbitore e quelli dello specchio cadono su un cerchio comune di raggio r . Non è stata precisata alcuna forma particolare di questo specchio, ma deve essere tale da spedire tutti i raggi che riceve all'apertura d'uscita. Secondo le proprietà del cerchio, se l'assorbitore sottende, al centro del cerchio, un angolo massimo di $4\vartheta_{max}$, l'angolo di raccolta della luce è $2\vartheta_{max}$. Se lo specchio concavo sottende al centro del cerchio un angolo di 2ϕ si trova

$$\frac{a'}{a} = \frac{\sin 2\vartheta_{max}}{\sin \phi}$$

secondo la quale il minimo valore di a' è ottenuto quando $\phi = \frac{\pi}{2}$. Con questo valore di ϕ e con $0 < \vartheta_{max} < \frac{\pi}{4}$, il rapporto di concentrazione ottico (Equazione sopra), tenendo conto dell'ostruzione dovuta dall'assorbitore, diventa

$$C = \left(\frac{a}{a'}\right)^2 - 1 = \frac{1}{4 \sin^2 \vartheta_{max}} \frac{\cos^2 \vartheta_{max}}{\cos^2 \vartheta_{max}} < \frac{1}{4 \sin^2 \vartheta_{max}}$$

Questo valore è inferiore ad $\frac{1}{4}$ del valore del rapporto di concentrazione teorico massimo.

La grande perdita in concentrazione a grandi aperture è principalmente causata dal fatto che uno specchio concavo singolo usato in questo modo, soffre di un grande coma, perciò non soddisfa la condizione del seno di Abbe ($h = n' \sin \alpha' \times const$). Il coma introdotto nel piano dell'immagine comporta un aumento in dimensioni dell'apertura d'uscita del sistema ed un conseguente calo nel potere di concentrazione rispetto al valore ideale.

3.3 Conclusioni sui concentratori classici IO

Secondo le possibilità teoriche, sarebbe certamente possibile costruire un concentratore ideale con rapporto di concentrazione teorico massimo, se ad esempio si potessero avere gradi di libertà come la simmetria sferica, un indice che varia con continuità e materiali con proprietà quasi irreali (per esempio con un indice di rifrazione che varia tra 1 e 2 senza dispersione). Se non si volessero aggiungere gradi di libertà e si volessero concentrare due punti di un oggetto sui due punti corrispondenti di un'immagine, sarebbero sufficienti le due superfici di una lente (ogni superficie per ogni punto). Se si volessero concentrare tanti punti di un oggetto nei corrispondenti punti dell'immagine sarebbero necessarie tante superfici (tante lenti) quante sono i punti. E' chiaro che il numero di lenti potrebbe anche essere infinito, quindi anche con questo stratagemma si otterrebbe comunque un sistema troppo complesso. In ogni caso, a parte le difficoltà di disegnare un sistema ottico ideale a formazione d'immagine, i dispositivi ottici disponibili non producono immagini perfette ma soggette ad aberrazioni. Tutto ciò non significa che sia impossibile costruire un sistema in grado di creare immagini perfette e di concentrare al limite massimo teorico; è evidente che non è cosa semplice. Un sistema ad ottica imaging infatti richiede molti gradi di libertà in quanto la

formazione dell'immagine impone un gran numero di condizioni che devono essere soddisfatte simultaneamente.

Se l'obiettivo di un sistema ottico è quello di trasferire energia da uno sorgente ad un ricevitore, la formazione dell'immagine non è più necessaria. L'immagine del Sole può essere necessaria in astronomia solare o per lo studio delle macchie solari, ma non ha nessun vantaggio per sistemi di conversione dell'energia solare.

Capitolo 4

Sistemi ad Ottica Non Imaging

4.1 Limiti di concentrazione dei sistemi IO

Nelle sezioni precedenti è stato studiato il rapporto di concentrazione per un sistema costituito da uno specchio concavo e da un assorbitore piano. E' stato possibile vedere quantitativamente che esso è inferiore ad $\frac{1}{4}$ del valore del rapporto di concentrazione teorico massimo. Si ricorda che ci sono due dimostrazioni più consuete per questo limite. Il primo è basato su un argomento di tipo termodinamico, nel senso che se C_{geo} potesse essere reso più grande, e A' più piccolo, non ci sarebbe abbastanza area per irradiare l'energia incidente e la sua temperatura potrebbe crescere superando quella della sorgente, in violazione della seconda legge della termodinamica. Il secondo motivo con il quale si spiega il limite di concentrazione teorico massimo è basato sulla conservazione del volume occupato da un insieme di raggi nello spazio delle fasi.

Ora si riportano ulteriori esempi di valori limiti di C per altri sistemi. Per esempio si consideri un sistema ottico a lente di un telescopio, corretto da aberrazione sferica e coma; esso ridurrà l'apertura d'uscita del telescopio, rispetto l'apertura d'ingresso, secondo la relazione

$$\frac{r_2}{r_1} = \frac{f_F}{f_T}$$

dove f_F è la lunghezza focale dell'ottica, f_T è la lunghezza focale del telescopio, che è legata all'angolo massimo ϑ_{max} dei raggi nel suo spazio immagine per mezzo dell'espressione

$$f_T = \frac{1}{(2 \sin \vartheta_{max})}$$

Sostituendo queste due ultime equazioni all'interno dell'equazione $C_{geo} = \frac{A}{A'}$, si ottiene

$$C = \frac{1}{(2f_F \sin \vartheta_{max})^2}$$

Si enfatizza che, le lunghezze focali così come sono definite da queste equazioni, sono valide solo e soltanto per sistema privo di aberrazioni sferiche e coma (cioè per un sistema aplanatico). Il valore pratico più basso di f_F per una lente è ~ 1 anche se questo in realtà non è un limite rigoroso; Des Cartes e Huygens, ad esempio, hanno disegnato lenti asferiche capaci di raggiungere il limite $f = 0.5$ imposto dalla condizione del seno di Abbe. In ogni caso, le

prestazioni di questi ed altri sistemi a lente con lunghezza focale corta sono severamente limitate dalle aberrazioni ed in molti casi anche da perdite di radiazione a causa di assorbimento. Per sistemi ottici che devono essere usati nella banda dell'infrarosso dello spettro elettromagnetico, è realistico assumere che effettivamente $f_F \gtrsim 1$ e quindi

$$C \leq \frac{1}{(4 \sin^2 \vartheta_{\max})}$$

Nel caso in cui il sistema ottico è immerso in un mezzo in cui ad esempio il rivelatore è posto in contatto ottico con un mezzo ad indice di rifrazione n , il flusso di concentrazione guadagna un fattore n^2 . Si consideri ora un concentratore 2D parabolico termico con ricevitore tubolare come mostrato in Figura 4.1.

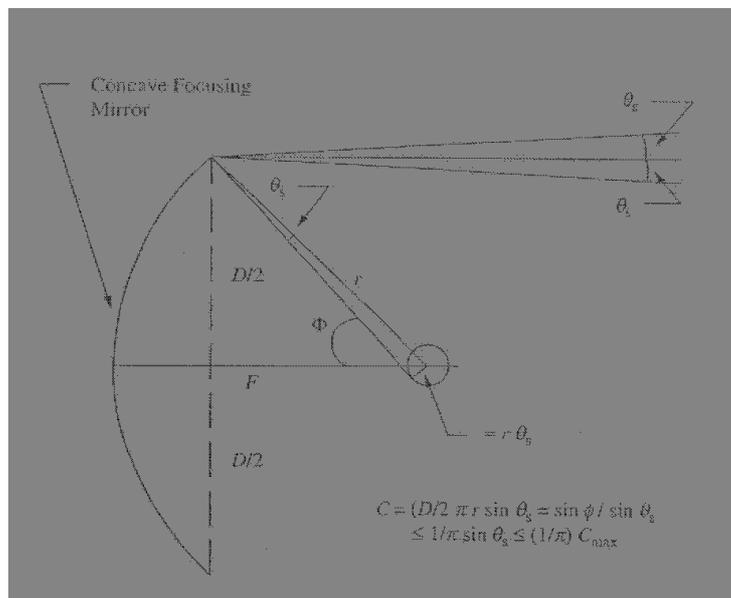


Fig.4.1: Concentratore solare 2D parabolico con assorbitore tubolare

In questo caso il rapporto di concentrazione diventa

$$C = \frac{\sin \phi}{\pi \sin \vartheta_{\max}}$$

che massimizzato diventa

$$C_{\max} = \frac{1}{\pi \sin \vartheta_{\max}}$$

Per un'apertura angolare dello specchio di 90° . Questo risultato è inferiore a $\frac{1}{\pi}$ volte il rapporto di concentrazione teorico massimo C_{\max} . Questo è il motivo per cui i concentratori solari parabolici hanno angoli di apertura molto grandi.

Nei casi che sono stati riportati qui, il rapporto di concentrazione cala di un fattore 4 o π rispetto alla legge del seno del limite di concentrazione.

In tecnologia, questi fattori non sono trascurabili. Il tentativo di voler avvicinare i livelli di concentrazione raggiunti dai più comuni sistemi IO al limite di concentrazione dato dalla legge del seno, ha motivato l'invenzione dell'Ottica NonImaging.

4.2 Il concentratore NIO

E' interessante fare un confronto tra i sistemi ottici presentati nelle Figure 4.2(a) e 4.2(b).

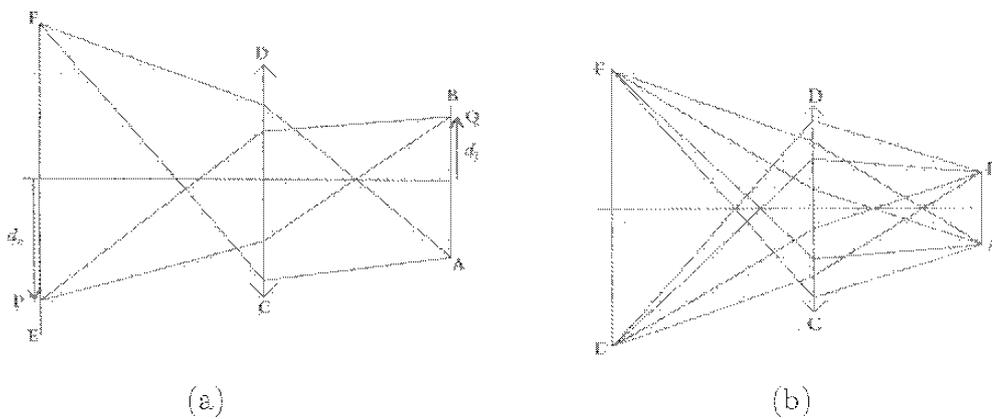


Fig.4.2: (a) In un sistema IO, la luce che proviene da qualsiasi punto **P** dell'oggetto è concentrata su un punto **Q** dell'immagine secondo $d_i = Md_0$, dove d_0 e d_i diventano rispettivamente le distanze di **P** e di **Q** dall'asse ottico. (b) Raffigurazione schematica di un sistema ottico che focalizza i raggi marginali uscenti da **F** verso il punto estremo **A** e quelli marginali uscenti da **E** verso il punto estremo **B**. Notare che **E** ed **F** sono i punti estremi dell'oggetto, posto a distanza finita dalla lente **CD**, mentre **A** e **B** sono i punti estremi dell'oggetto.

In entrambi i casi, la condizione è tale per cui la luce che proviene da **EF** deve passare proprio attraverso **BA**. Nel caso della Figura 4.2(a) è anche richiesto che la luce che proviene da **F** deve essere concentrata su **A** e che la luce che proviene da **E** deve essere proprio concentrata su **B**. Inoltre, la luce proveniente da qualsiasi altro punto **P** deve essere concentrato su un punto **Q** dell'immagine, dove d_0 e d_i sono rispettivamente le distanze di questi punti dall'asse ottico del sistema. Nella Figura 4.2(b) è presentato un dispositivo ottico, nel quale si ha la sola richiesta che la luce proveniente da **F** venga concentrata in **A** e che quella proveniente da **E** venga concentrata in **B**. La luce proveniente da un punto generico **P** dell'oggetto non sarà necessariamente concentrato su un punto lungo **AB**, quindi in generale nessuna immagine verrà formata.

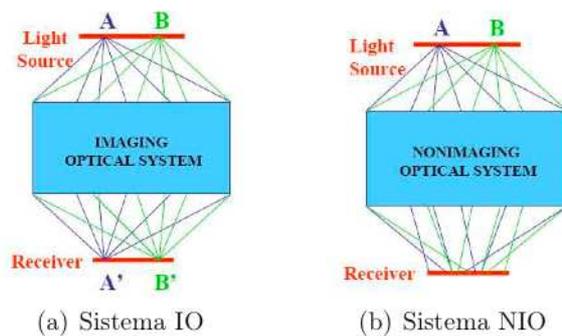


Fig.4.3: Rappresentazione più essenziale riguardo alla differenza tra un sistema IO ed uno NIO, nell'uno i raggi vanno dai punti dell'oggetto ai rispettivi punti dell'immagine, nell'altro i raggi non vanno a formare nessuna immagine dell'oggetto.

Il dispositivo presentato nella Figura 4.3(a) è il classico sistema a formazione d'immagine, mentre quello nella Figura 4.3(b) è un disegno schematico di un dispositivo ad ottica nonimaging (Figura 4.3). È importante notare che si assomigliano se vengono usati come collettori di radiazione, ma quelli a formazione d'immagine sono disegnati appositamente per i raggi assiali, mentre quelli nonimaging sono costruiti in base ai raggi estremi per il campo di vista desiderato (raggi vicini all'asse ad esempio non vengono quindi focalizzati nel fuoco, ma vengono comunque concentrati).

Un dispositivo NIO può quindi essere usato come concentratore, dove la formazione dell'immagine non è una condizione necessaria. L'unica condizione che deve essere soddisfatta nei dispositivi NIO a concentrazione è che la radiazione che entra nel dispositivo ottico deve emergere concentrata da un'apertura d'uscita: cioè l'ottica NIO analizza la luce in termini di quantità di flussi energetici e non di qualità di un'immagine. I dispositivi ottici soffrono di aberrazioni: in particolare il sistema rappresentato nella Figura 4.2(b) può presentare aberrazioni cromatiche, ovvero rifrangere diverse lunghezze d'onda in differenti direzioni. Per evitare questo genere di problema in un concentratore NIO, possono essere utilizzate superfici a specchio, le quali riflettono allo stesso modo tutte le lunghezze d'onda.

4.2.1 Il metodo delle "stringhe" o EDGE RAY PRINCIPLE

Nella sezione precedente è stata affrontata la possibilità che non sia necessaria la formazione dell'immagine per un sistema, il cui scopo sia quello di concentrare energia radiante. Questa affermazione richiede una teoria o di un principio che la supporti in modo tale che questo discorso possa essere esteso a tutti i sistemi NIO. Prima di ciò bisogna riprendere il Principio di Fermat dal quale derivano i disegni dei profili dei sistemi a formazione d'immagine. La lunghezza di cammino ottico (OPL) tra punti dell'oggetto e punti dell'immagine è la stessa per tutti i raggi (Figura 4.4(a)).

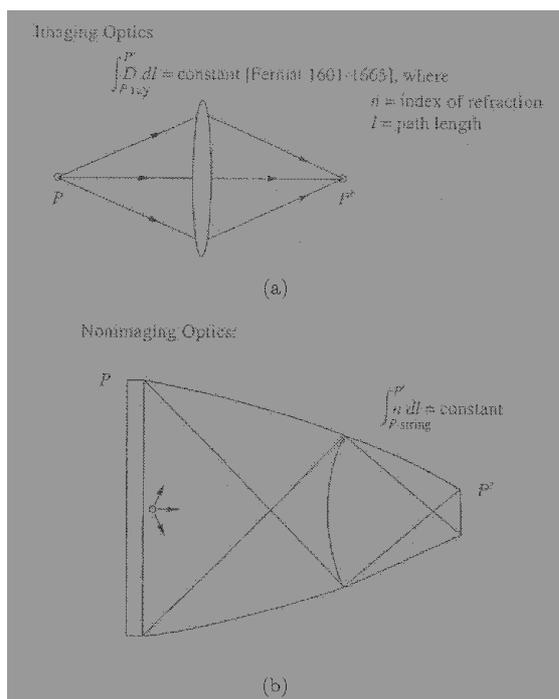


Fig.4.4: Il principio di Fermat per i raggi e per le "stringhe".

Quando questo stesso principio viene applicato alle stringhe piuttosto che ai raggi, si ottiene l'algoritmo, noto con il nome di *edge ray principle* (letteralmente *principio del raggio marginale*, ma anche noto come *metodo delle stringhe*), per il disegno di sistemi ottici nonimaging. Per capire cosa sono le stringhe si può ricorrere ad un esempio: si vuole risolvere il problema di come raggiungere il limite di concentrazione dato dalla legge del seno nel caso semplice d'assorbitore piatto (Sezione 3.2.3). Si lega un estremo della corda ad

un'asta inclinata di un angolo ϑ rispetto al segmento dell'apertura AA' e si lega l'altro estremo al bordo dell'apertura d'uscita B' . Si traccia il profilo del riflettore mantenendo fissa la lunghezza man mano che la stringa viene mossa da C ad A' . Per mezzo di semplice geometria è immediato trovare la seguente relazione $BB' = AA' \sin \vartheta$, la quale è associata alla costruzione del CPC 2D o più semplicemente CPC. La rotazione di questo profilo attorno all'asse di simmetria fornisce il profilo del CPC 3D. La costruzione delle stringhe è molto versatile e può essere applicata a qualsiasi assorbitore convesso o per lo meno non concavo.

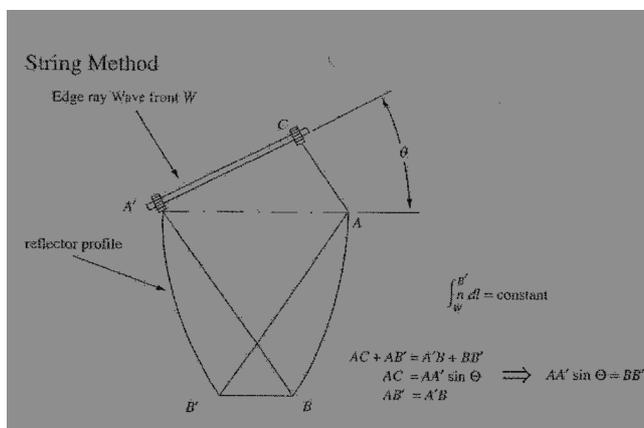


Fig.4.5: Costruzione stringhe per un concentratore con assorbitore piano

4.3 Il CPC (Compound Parabolic Concentrator)

Si consideri una sorgente emittente di radiazione E_1 ed un ricevitore AB , sul quale si vuole concentrare più luce possibile rispetto a quella proveniente dalla sorgente stessa (Figura 4.6(a)). Quando si prova a muovere questa sorgente verso sinistra, come in Figura 4.6(b), cresce in dimensioni mantenendo i suoi bordi sempre in contatto con i raggi r_1 e r_2 i quali fanno un angolo di 2ϑ tra ogni altro; il campo della radiazione sarà visto dalla superficie AB come radiazione uniforme. Ogni punto del ricevitore AB vede cioè arrivare la radiazione tra due raggi estremi, che fanno un angolo di 2ϑ tra ogni altro (Figura 4.7). Si cerca il profilo di un sistema NIO che possa concentrare la radiazione in maniera tale che la potenza massima raggiunga l'apertura AB , a partire da quello rappresentato nella Figura 4.6, che non è altro che il profilo di un cono di luce: il primo concentratore di tipo nonimaging.

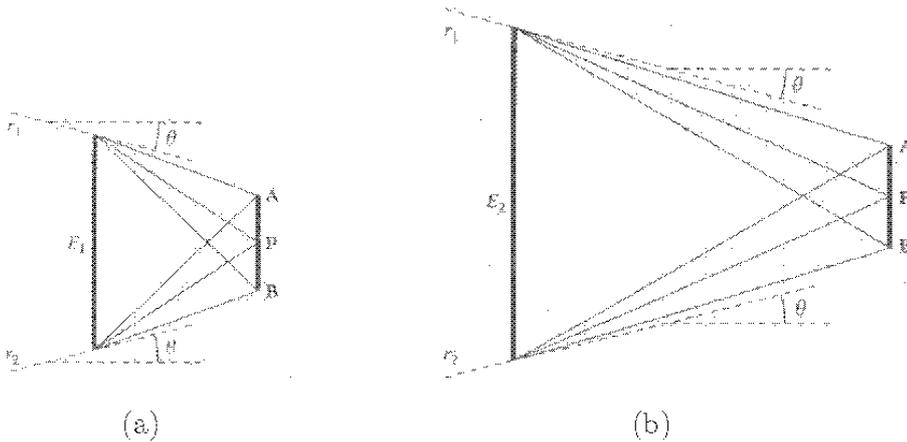


Fig.4.6: Man mano che la sorgente E si muove verso sinistra e cresce in maniera tale che i suoi bordi continuino a toccare i raggi r_1 e r_2 , le sue dimensioni saranno via via E_1, E_2, \dots . La radiazione ricevuta da AB si trova confinata in ogni punto all'interno di un angolo 2ϑ .

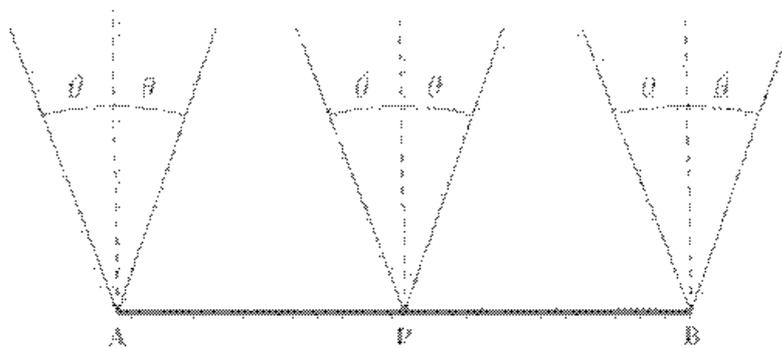


Fig.4.7: Radiazione uniforme di apertura angolare totale 2ϑ che cade verso la superficie AB .

Sia allora AB l'apertura d'uscita del dispositivo, i profili degli specchi vanno creati proprio a partire dai punti A e B , ad esempio, per iniziare si possono far partire da questi punti dei semplici specchi piani. Si consideri il problema simmetrico rispetto ad un asse verticale che passa per il centro del segmento AB , in questo modo i due specchi sono simmetrici tra loro come si può notare dalla Figura 4.8.

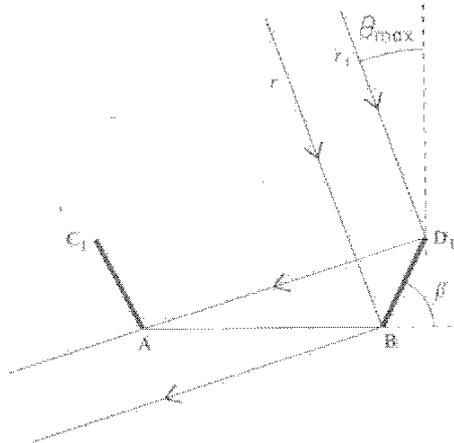


Fig.4.8: Per concentrare la radiazione su AB si posizionano degli specchi proprio nei punti A e B . Per raccogliere una potenza massima di radiazione l'apertura d'ingresso C_1D_1 deve essere a sua volta massima, che equivale a dire che l'angolo β formato da questi specchi con la linea orizzontale deve essere minimo. Il valore minimo di β è ottenuto quando il raggio estremo r_1 provenendo da sinistra, una volta caduto su D_1 , viene riflesso verso il punto A . Se si provasse a diminuire ulteriormente l'angolo β , questo raggio marginale verrebbe riflesso dal punto D_1 verso lo specchio AC_1 e da qui verrebbe riflesso lontano da AB .

Per spedire attraverso AB la massima quantità di radiazione, l'angolo β formato dagli specchi con l'orizzontale, deve essere il più piccolo possibile, ovvero l'apertura d'ingresso C_1D_1 deve essere la più grande possibile. Il valore minimo di β è individuato dall'imposizione che il raggio limite r_1 incidendo su D_1 venga spedito verso il punto A . In questo modo, per valori più piccoli di β , i raggi che giungono su BD_1 vengono riflessi verso AC_1 e da qui lontano da AB .

E' possibile migliorare questa configurazione aggiungendo un secondo specchio come si può vedere nella Figura 4.9.

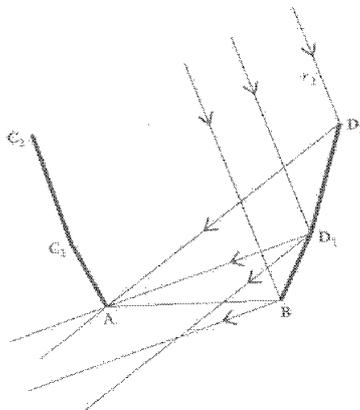


Fig.4.9: E' possibile ora aggiungere un nuovo specchio nei punti C_1 e D_1 allargando ulteriormente l'apertura d'ingresso, che ora è diventata C_2D_2 .

Analogamente a prima l'inclinazione degli specchi, che ventono aggiunti alla configurazione precedente, deve essere tale da massimizzare la nuova apertura d'ingresso C_2D_2 ; in questo modo il raggio estremo che proviene da sinistra, una volta giunto sul punto D_2 , viene riflesso verso il punto A dell'apertura d'uscita. Si potrebbe continuare in questo modo aggiungendo specchi di dimensione finita e imponendo la condizione sui raggi estremi. Questi specchi però possono anche essere portati a dimensioni infinitesime, in questo modo i loro profili considerati nella totalità si adattano ad una curva. In questa situazione, presentata anche in Figura 4.10, l'angolo β è ora diventato l'inclinazione della curva rispetto l'asse orizzontale e deve a sua volta essere minimizzato in ogni punto.

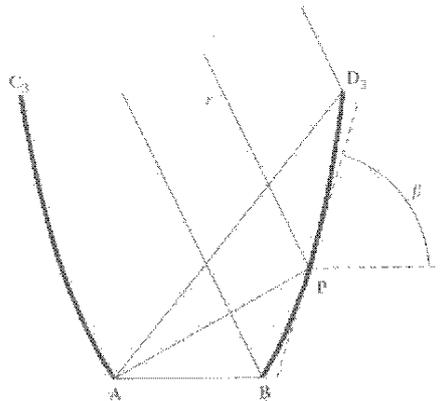


Fig.4.10: La procedura presente nella precedente figura può essere ora estesa aggiungendo sempre più specchi in questo modo rendono sempre più piccole le loro dimensioni.

La curva così per come è stata definita deve essere tale da deflettere verso il punto A dell'apertura d'uscita tutti i raggi estremi r_i provenienti da sinistra. Se si devono considerare solo i raggi nella sezione meridiana la soluzione è semplice, in quanto la curva geometrica che ha la caratteristica di deflettere un insieme di raggi paralleli in un punto, è una parabola, con il suo asse parallelo ai raggi estremi r_i , mentre il suo foco giace nel punto A (lo stesso discorso vale per il lato sinistro in cui per l'appunto si avrà un profilo di parabola simmetrico a quello D_3B). Questa curva è proprio tale per cui in ogni suo punto P si ha il valore più piccolo di β al quale corrisponde l'apertura d'ingresso massima C_3D_3 . Si può evincere dalla Figura 4.11, che se si provassero a prolungare i due profili di parabola, si raggiungerebbe un punto oltre il quale esse comincerebbero a piegare l'una verso l'altra verso l'asse di simmetria del sistema, riducendo la dimensione dell'apertura d'ingresso.

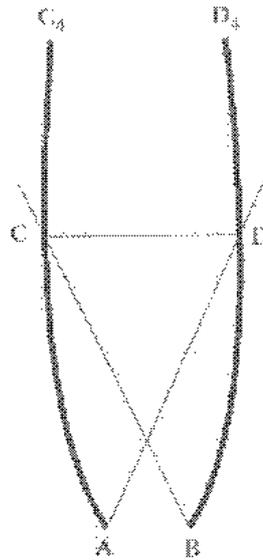


Fig.4.11: Se i due archi di parabola venissero estesi in lunghezza verso l'alto, la distanza tra gli specchi aumenterebbe fino alla massima apertura CD per poi cominciare a decrescere. Inoltre le porzioni DD_4 e CC_4 dello specchio ombreggerebbero le altre porzioni di specchio AC e BD rispettivamente. Poiché lo scopo è quello di massimizzare le dimensioni dell'apertura d'ingresso è necessario tagliare le parabole a CD .

Quando si verifica questo, la cima dello specchio di destra comincia ad oscurare la base dello specchio di sinistra e viceversa. Questa ovviamente non può essere considerata una condizione adatta del sistema per raccogliere la massima potenza della radiazione, perciò è necessario tagliare i due profili di parabola all'altezza della linea CD , dove effettivamente la larghezza dell'apertura d'ingresso è massima. Il concentratore finale deve allora presentarsi come nella Figura 4.12.

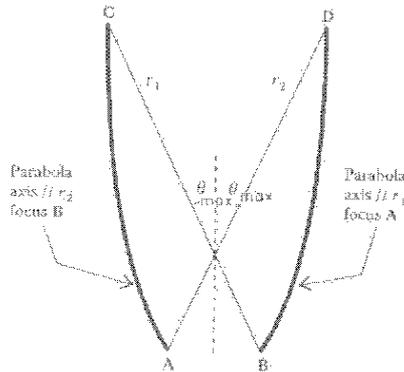


Fig.4.12: Sezione meridiana di un CPC. E' un concentratore con apertura d'ingresso CD , che accetta radiazione che fa un angolo di $\pm\vartheta_{max}$ rispetto l'asse ottico del sistema e la concentra su AB .

Il profilo di questo dispositivo, proprio perché consiste in due archi di parabola AC e BD , è chiamato CPC (nome che deriva da Compound Parabolic Concentrator o più letteralmente *Concentratore Parabolico Composto*). L'arco BD è parte di una parabola avente il suo asse proprio parallelo alla direzione BC (in particolare inclinata di ϑ verso sinistra) e fuoco in A . L'arco AC , come è stato già accennato in precedenza, è simmetrico all'arco BD .

Il punto di partenza era stata la ricerca di un profilo di concentratore NIO, che avesse l'apertura d'ingresso più grande possibile, e a partire da questo, è stato ottenuto un disegno

che è il risultato della combinazione di due curve, le quali deflettono i raggi provenienti dai bordi della sorgente di radiazione sui bordi del ricevitore stesso. Questo è il principio fondamentale per il disegno dei concentratori non imaging ed è conosciuto con il nome di *edge ray principle* per cui i raggi di luce che provengono dai bordi della sorgente *devono* essere deflessi sui bordi del ricevitore.

Si vuole ora analizzare un'importante caratteristica di questo dispositivo e per farlo bisogna osservare la Figura 4.13 la quale mostra come tutti i raggi paralleli ai raggi marginali siano concentrati sui bordi del concentratore.

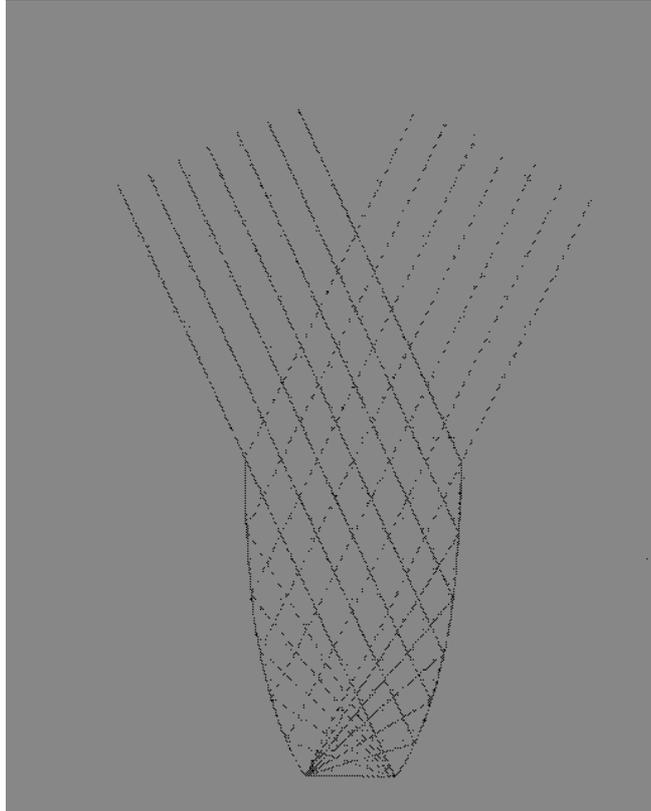


Fig.4.13: Traiettorie dei raggi marginali all'interno del CPC nel piano marginale

La Figura 4.14(a) mostra la traiettoria di un raggio marginale all'interno del CPC nel piano meridiano. Questo raggio entra nel CPC all'angolo ϑ_{max} rispetto l'asse ottico del sistema e viene riflesso verso il bordo del ricevitore (che è il fuoco di un arco di parabola). Invece nella Figura 4.14(B) il raggio, entrando nel CPC con un angolo rispetto all'asse ottico pari a $\vartheta_1 < \vartheta_{max}$, viene riflesso proprio verso il ricevitore. La Figura 4.14(c) mostra il caso in cui il raggio entri con un'inclinazione rispetto l'asse ottico $\vartheta_2 > \vartheta_{max}$; il raggio dopo aver subito diverse riflessioni viene reindirizzato verso l'apertura d'ingresso attraverso la quale viene perso.

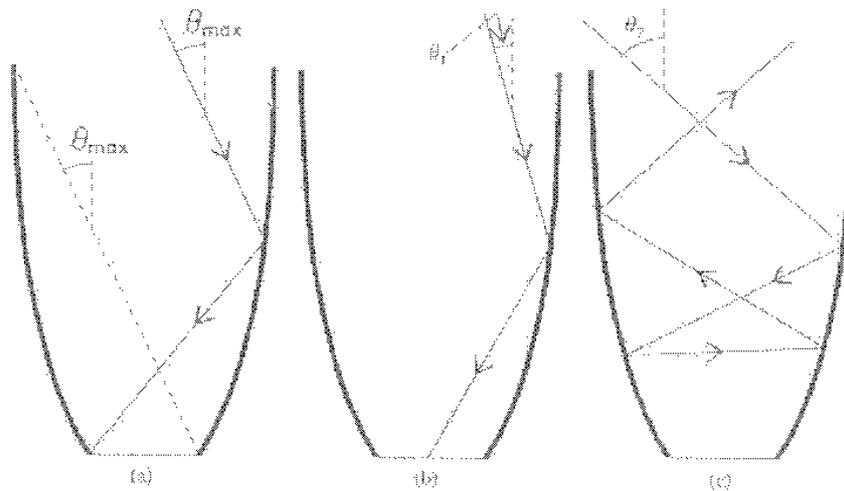


Fig.4.14: Rappresentazione delle traiettorie di tre tipi di raggi all'interno del CPC (nella sezione meridiana). (a) Caso limite: un raggio che entra nel CPC con una inclinazione pari a metà angolo di accettazione ϑ_{max} . Questo raggio è riflesso al bordo del ricevitore. (b) Un raggio che entra invece nel CPC con un angolo rispetto all'asse ottico che è inferiore a ϑ_{max} , viene accettato e incide sul ricevitore. (c) Un raggio che entra nel CPC ad un angolo più grande di ϑ_{max} viene rigettato dal sistema e per mezzo di riflessioni viene mandato indietro verso l'apertura d'ingresso.

Questo differente comportamento dei raggi all'interno del CPC è del tutto generale, nel senso che tutti i raggi che entrano con angoli $\vartheta_i < \vartheta_{max}$ incidono il ricevitore e si dice che vengono accettati, mentre tutti i raggi che entrano con $\vartheta_i > \vartheta_{max}$ si dice che vengono rigettati poiché dopo varie riflessioni vengono spediti indietro attraverso l'apertura d'ingresso.

Il rapporto tra il numero dei raggi accettati e il numero totale dei raggi che sono entrati nel CPC è chiamata *accettanza*:

$$Accettanza = \frac{\text{numero di raggi che raggiungono il ricevitore}}{\text{numero di raggi che entrano nel CPC}}$$

Quindi, per $\vartheta_1 < \vartheta_{max}$ e $\vartheta_1 > -\vartheta_{max}$, l'accettanza è pari ad 1, ovvero tutti i raggi che entrano nel CPC arrivano tutti anche al ricevitore, mentre per $\vartheta_2 > \vartheta_{max}$ o $\vartheta_2 < -\vartheta_{max}$, l'accettanza è 0, quindi tutti i raggi che entrano nel CPC finiscono con il ripassare per l'apertura d'ingresso.

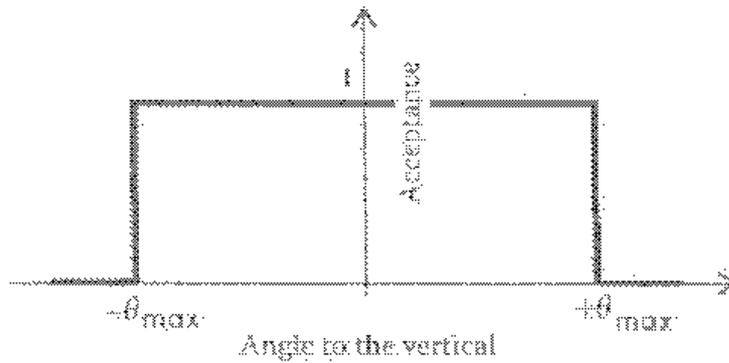


Fig.4.15: Diagramma dell'accettanza di un CPC ideale. Tutti i raggi che entrano nel CPC con inclinazioni inferiori a ϑ_{max} rispetto l'asse di simmetria colpiscono il ricevitore (*Accettanza* = 1). I raggi che entrano nel CPC con angoli più grandi di ϑ_{max} rispetto all'asse di simmetria sono rigettati e quindi si ha accettanza nulla.

Il concentratore, disegnato prima, deve essere capace di raggiungere la concentrazione massima, proprio perché è stato costruito in maniera tale che l'apertura d'ingresso sia quella massima, nell'assunzione che non ci siano perdite di radiazione. E' interessante calcolare il rapporto di concentrazione teorico massimo che un tale dispositivo può raggiungere. Prima di farlo bisognerebbe ricordare una proprietà della parabola mostrata nella Figura 4.16. Se una linea, che passa attraverso i punti **A** e **B**, è perpendicolare all'asse ottico, si ha che vale $[A,C] + [C,F] = [B,D] + [D,F]$, dove **F** è il fuoco, mentre **AC** e **BD** sono raggi paralleli all'asse ottico.

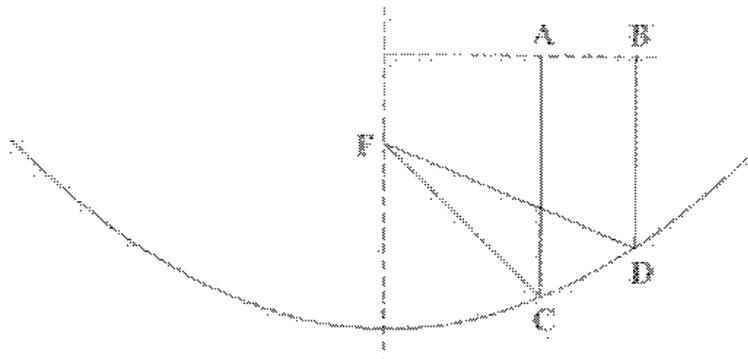


Fig.4.16: In una parabola la lunghezza del tragitto di due raggi di luce **ACF** e **BDF** è lo stesso per **A** e **B** posti lungo una linea perpendicolare all'asse ottico e con **AC** e **BD** paralleli all'asse ottico.

Qui, $[X, Y]$ fornisce la distanza tra due punti arbitrari X e Y . Nella Figura 4.17, è rappresentato un CPC con apertura d'ingresso $2a$, un'apertura d'uscita $2a'$ e un semi-angolo di accettazione ϑ_{max} .

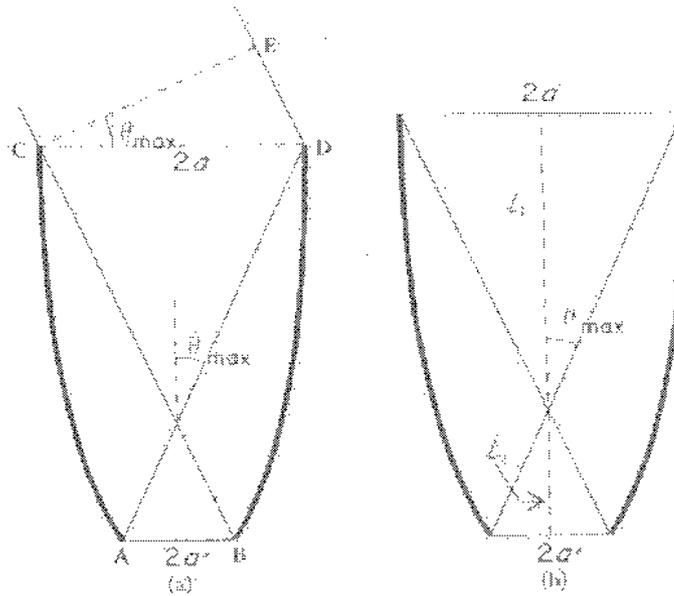


Fig.4.17: (a)Rappresentazione della situazione di raggiungimento del rapporto di concentrazione teorico massimo del CPC; (b)la sua lunghezza è $L = L_1 + L_2$.

La parabola BD ha fuoco nel punto A e il suo asse è parallelo a BC . Dalla proprietà della parabola menzionata in precedenza, è possibile scrivere:

$$[C, B] + 2a' = [E, D] + [D, A] \Leftrightarrow 2a' = 2a \sin \vartheta_{max} \Leftrightarrow \frac{a}{a'} = \frac{1}{\sin \vartheta_{max}}$$

poiché $[C, B] = [D, A]$ e $[E, D] = 2a \sin \vartheta_{max}$. La relazione appena trovata, che lega la dimensione dell'apertura d'ingresso a quella dell'apertura d'uscita, è definita come il rapporto di concentrazione teorico massimo del CPC in due dimensioni. Questa situazione, corrisponde all'emergere dall'apertura d'uscita del concentratore di tutti i raggi che vi sono entrati, all'interno dell'angolo di accettazione ϑ_{max} .

La linea CE è perpendicolare al raggio marginale che proviene da sinistra, è un fronte d'onda, quindi la lunghezza di cammino ottico tra esso e il fuoco A è lo stesso per tutti i raggi marginali perpendicolari a CE . Grazie alla simmetria del profilo del CPC assial-simmetrico, è possibile ricavare la lunghezza focale della parabola e la lunghezza L , deve essere tale da poter garantire il passaggio di tutti i raggi marginali dall'apertura d'uscita, del CPC ideale che raggiunge il rapporto di concentrazione massimo; sulla base delle Figure 4.17 e 4.18, la lunghezza focale è

$$f = a'(1 + \sin \vartheta_{max})$$

mentre L è

$$L = \frac{a'(1 + \sin \vartheta_{max}) \cos \vartheta_{max}}{\sin^2 \vartheta_{max}}$$

che può essere scritta come

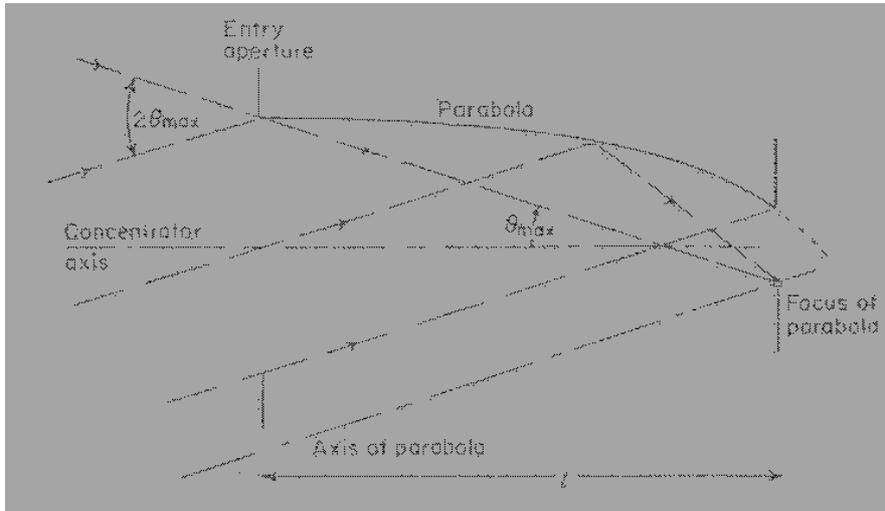


Fig.4.18: Esempio di costruzione del profilo di un CPC per mezzo dell'edge ray principle.

$$L = L_1 + L_2 = \frac{a}{\tan \vartheta_{max}} + \frac{a'}{\tan \vartheta_{max}} = (a + a') \cot \vartheta_{max}$$

Si può ben vedere che tutte queste considerazioni determinano completamente la forma del CPC in termini del diametro di apertura d'uscita e dell'angolo di accettazione ϑ . E' interessante notare che, quando $\vartheta_{max} \rightarrow 0, L \rightarrow \infty$; cioè per piccoli angoli di accettazione, il CPC diventa molto lungo come si può anche vedere nella Figura 4.19. Il CPC, sebbene sia ideale in due dimensioni, non è ideale quando viene costruito come dispositivo tridimensionale (la superficie riflettente del CPC 3D assial-simmetrico è ottenuta per rotazione degli archi di parabola attorno all'asse di simmetria del concentratore).

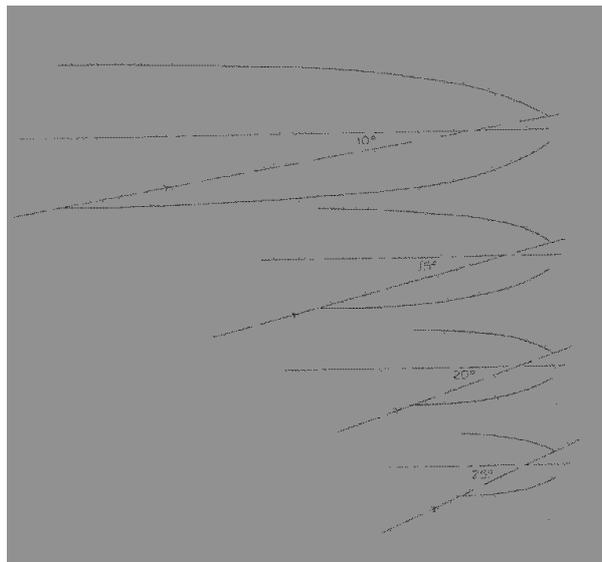


Fig.4.19: Alcune sezioni meridiane di CPC con differenti angoli di collezione; mantenendo fisso il diametro dell'apertura d'uscita, si osserva come cambia la lunghezza L e il diametro dell'apertura d'uscita a seconda dell'angolo di collezione.

La Figura 4.20 mostra come esempio la curva di trasmissione in funzione dell'angolo per un CPC con $\vartheta_{max} = 16^\circ$; è possibile vedere che la curva ha un andamento che approssima la funzione a gradino di CPC ideale. Un CPC 3D si avvicina solo alla situazione di idealità, ma resta comunque il fatto che ha un disegno pratico e la superficie riflettente garantisce che il suo comportamento sia indipendente dalle lunghezze d'onda della radiazione che la colpisce. Il CPC 2D ha grande importanza pratica nelle applicazioni relative all'energia solare, poiché, a differenza di altri collettori a tubo, non richiede un sistema di guida giornaliera per l'inseguimento del sole. Il risultato sorprendente è che il CPC 2D è attualmente un concentratore ideale che raggiunge il valore di C_{max} poiché nessun raggio entro l'angolo di accettazione viene perso (Figura 4.15). Per mostrare questo risultato si dovrebbe essere in grado di trovare un modo per identificare i raggi che vengono respinti dopo multiple riflessioni interne al CPC da quelli che invece vengono trasmessi (Figura 4.21).

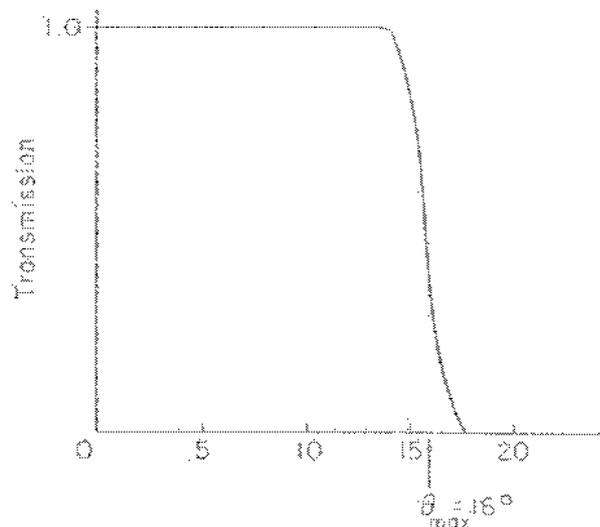


Fig.4.20: Curva della trasmissione in funzione dell'angolo di incidenza per un CPC con angolo di accettazione $\vartheta_{max} = 16^\circ$.

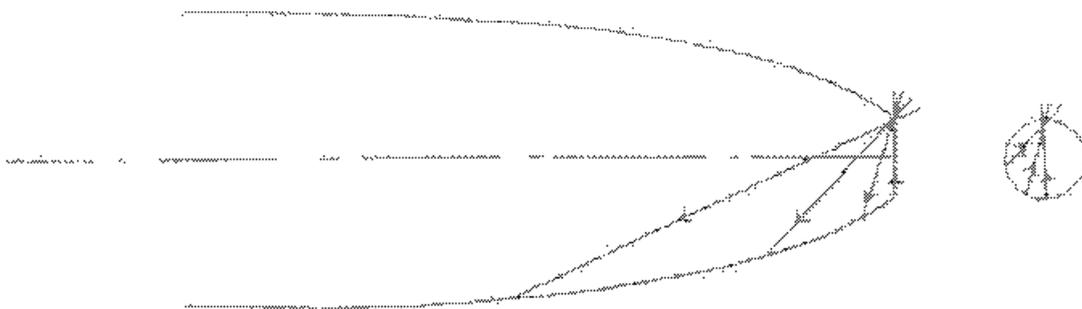


Fig.4.21: Identificazione dei raggi che vengono respinti da un concentratore. I raggi mostrati sono identificati come le proiezioni dei raggi obliqui (si intende cioè quelli fuori dal piano meridiano) attraverso la sezione dell'apertura d'uscita corrispondenti esattamente a ϑ_{max} .

Il fondamento di questa procedura, che è alla base dell'idea dell'ILLUME, prevede la scelta di una certa direzione d'ingresso di trovare quei raggi che tracciati all'indietro hanno quella direzione, ed infine di plottare le loro intersezioni con un piano dell'apertura d'ingresso. I raggi marginali ad esempio devono incidere sul bordo di uscita del CPC perciò ricostruendone il tragitto in direzione inersa essi devono essere ritrovati sul bordo dell'apertura d'ingresso del CPC. Ritornando al CPC 2D, il ray tracing è semplice per quei raggi che non si trovano in un piano perpendicolare alla lunghezza del concentratore. Questo è dovuto al fatto che la normale alla superficie non ha componenti parallele alla lunghezza del CPC e quindi la legge della riflessione $\mathbf{r}'' = \mathbf{r} - 2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r})\mathbf{n}$ può essere applicata solo in due dimensioni. Il coseno direttore di un raggio nella terza dimensione è cioè costante. Questo vuol dire che se la Figura 4.22 mostra un CPC 2D con la sua lunghezza perpendicolare al piano del diagramma, tutti i raggi possono essere tracciati usando solo la loro proiezione in questo piano. Quando si parla di raggio, facendo riferimento al CPC 2D, quindi, si parla anche di proiezione, nel piano del diagramma, di un raggio obliquo. Questo risultato mostra una differenza tra il CPC 2D, ma non ha gradi di libertà in più nel suo disegno in quanto è stato ottenuto dal profilo del CPC 3D per mezzo di una rotazione attorno all'asse di simmetria. Il CPC 3D è quindi una figura dal piano meridiano possano essere trattati nella maniera adeguata.

Questa discussione mostra a sua volta le differenti cause di non idealità delle performance per un sistema imaging e uno nonimaging. I raggi in un concentratore a formazione d'immagine, come può esserlo ad esempio una lente con grande apertura, passano tutti attraverso ogni superficie lo stesso numero di volte (usualmente una), e la non idealità per questo tipo di sistema, è causato dalle aberrazioni geometriche in senso classico. In un CPC, d'altro canto, differenti raggi subiscono un numero diverso di riflessioni prima di emergere (o no) dall'apertura d'uscita. L'effetto di quelle riflessioni che respingono verso l'apertura d'ingresso i raggi, e che ne causa la loro perdita, è il motivo di prestazioni non ideali del CPC. C'è quindi una differenza essenziale tra una lente caratterizzata da grande aberrazione ed un CPC o un altro concentratore non imaging. Un CPC è sistema a simmetria rotazionale, differenti raggi hanno un numero di riflessioni diverse, si potrebbe comunque discutere l'aberrazione della formazione d'immagine da parte di questi raggi, ma non sembra avere senso parlare di formazione d'immagine per raggi che subiscono un numero diverso di riflessioni. Questa è la ragione per cui si continua a mantenere la distinzione tra concentratori a formazione d'immagine e quelli che l'immagine non la formano proprio.

4.3.1 Cenni storici sui CPC

Il CPC è il prototipo di una serie di concentratori nonimaging che approssimano molto l'idealità e raggiungono il rapporto di concentrazione teorico massimo, ed è il risultato delle migliori apportate ai concentratori a cono, per mezzo dell'*edge ray principle*. Le descrizioni del CPC apparvero in letteratura nella metà del 1960 nei più disparati contesti.

L'origine del suo sviluppo risale agli esperimenti di fisica delle alte energie, nei quali si doveva rilevare luce Cerenkov e venne descritto per questo tipo di utilizzo da Hinterberger e Winston (1976). I livelli di luce di soglia per i contatori Cerenkov, specialmente quelli a gas, essendo bassi, hanno reso necessario trovare un modo per ottimizzare la quantità di luce Cerenkov,

prodotta da particelle cariche più veloci della velocità della luce in un certo mezzo, in modo tale che il fotocatodo potesse ricevere una frazione maggiore della luce totale generata.

Baranov (1965) e Melnikov (1966), quasi simultaneamente, descrissero il CPC, ma in geometria 3D, ma nel 1966 il primo suggerì il suo utilizzo come collettore di energia solare. Con questo dispositivo innovativo (rispetto a quelli ad ottica imaging), sarebbe stato possibile concentrare la luce solare per ottenere alte temperature, e rispetto alle convenzionali tecniche di concentrazione non sarebbe stato necessario dotarli di un sistema di tracciatura diurna per l'inseguimento del sole e avrebbero avuto un'efficienza maggiore per l'accettazione della luce diffusa rispetto ai collettori a focalizzazione.

CPC assial-simmetrici furono descritti da Plock (1967), il quale nel 1969 ottenne un brevetto tedesco per varie applicazioni del CPC in fotometria. In altre applicazioni della collezione della luce in ambito della fisica delle alte energie, Hingerberger e Winston (1966; 1968) notarono che la concentrazione raggiungibile dal CPC, aveva il limite $\frac{1}{\sin^2 \vartheta_{max}}$. Solo in seguito, nel 1970, Winston sviluppò esplicitamente la teoria dei CPC, e altre pubblicazioni derivò l'Etendue generalizzato e mostrò come il profilo del CPC approssi la concentrazione teorica massima. Il CPC 3D trovò applicazione anche come collettore di raggi infrarossi (Harper e altri, 1976), dove è stato accoppiato ad una cavità nella quale si intrappolava il flusso concentrato in modo tale che la radiazione riflessa dalla superficie del rivelatore piuttosto che sfuggire dall'apertura della cavità (Figura 4.23).

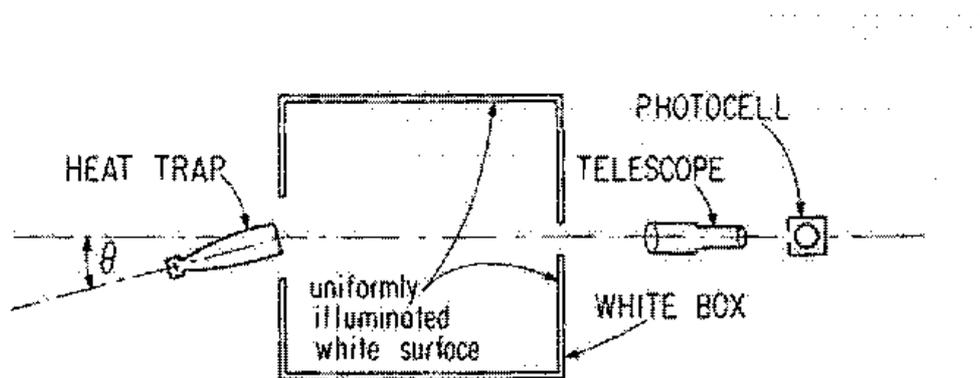


Fig.4.23: Modello ottico schematico. L'apertura del modello di *trappola di calore* è esposta ad illuminazione uniforme proveniente da superfici bianche interne ad una scatola. La luce riflessa all'angolo ϑ è misurata dalla fotocellula.

Questo disegno è stato sviluppato in maniera tale da raggiungere la concentrazione di flusso massimo, poiché nell'ambito dell'astronomia del lontano infrarosso, il rumore intrinseco del detector della radiazione impone un limite basso per la rilevazione del flusso radiante.

Degno di essere citata è anche la scoperta della somiglianza tra la porzione ellissoidale del cono ricettore della retina dell'occhio umano e il disegno di un collettore di luce ideale come ad esempio un sistema ottico nonimaging (Figura 4.24).

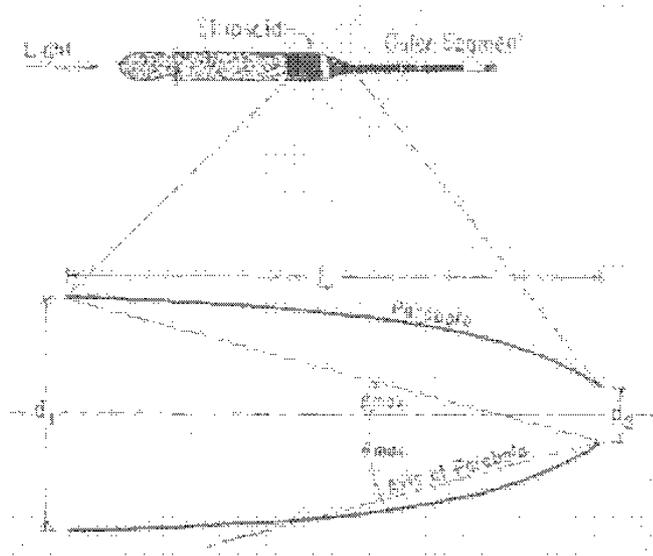


Fig.4.24: In alto è schematizzato il diagramma di un cono ricettore nella retina dell'occhio umano. La parte ellissoidale è quella più scura. Nella parte bassa della figura è rappresentata la costruzione di un collettore di luce ideale.

Questa somiglianza, ad esempio, suggerì l'utilità della formulazione di un modello di geometria ottica dell'ellissoide e della discussione delle proprietà di accettazione direzionali, come un modello in grado di migliorare la nostra conoscenza del meccanismo che contribuisce alla sensibilità direzionale della retina. C'è da fare una precisazione: il cono ricettore della retina differisce da un collettore di luce ideale, in quanto la sua superficie di bordo riflette con efficienza solo i raggi in uno stretto range angolare, poiché esso separa il mezzo interno ad indice di rifrazione n_i più alto, dal mezzo esterno ad indice di rifrazione più basso n_o (in questo caso in fatti il fenomeno che si verifica maggiormente è la riflessione totale interna dei raggi luminosi).

Il CPC 2D fu descritto da Winston nel 1974 e i principi generali del CPC 2d furono riportati in diversi numeri di brevetti U.S (Winston, 1975; 1976; 1977).

4.4 Proprietà del CPC

In questa parte vengono esaminate le proprietà del CPC fondamentale, il cui disegno è stato sviluppato in precedenza. Si vedrà come fare il ray tracing e come i suoi risultati verranno messi in forma di curve di trasmissione in funzione degli angoli di incidenza dei raggi. Si metteranno in luce proprietà generali di queste curve e si dedurranno delle caratteristiche di quei raggi che vengono respinti verso l'apertura d'ingresso dopo aver subito un certo numero di riflessioni.

4.4.1 Equazione della sezione meridiana di un CPC ideale

Primi di scrivere l'equazione della sezione meridiana del CPC assial-simmetrico ideale si ripercorrono i passi necessari per la costruzione pratica del profilo del CPC.

Come primo passo bisognerebbe fissare la lunghezza $2a'$ dell'apertura d'uscita, cioè la distanza tra i fuochi F_1 ed F_2 delle due parabole identiche (si utilizza la seguente convenzione: quella che è a sinistra è considerata la prima parabola, mentre quella di destra come seconda parabola). Queste due parabole vengono disegnate in maniera tale che i loro assi siano perpendicolari al segmento tra i due fuochi, e nel caso in cui la prima parabola è tracciata in modo tale che il fuoco F_2 della seconda parabola è esterno (e viceversa), il CPC non può essere costruito. Una volta scelte le parabole, identiche, con la giusta apertura (è proporzionale all'inverso del fuoco f), cioè che deve essere verificata la relazione $f > a'$, ovvero ognuna, rispettivamente, contiene al suo interno il fuoco dell'altra, si può finalmente procedere con la costruzione del CPC. Per capire quanto questa condizione sia importante per la costruzione del CPC. Per capire quanto questa condizione sia importante per la costruzione del CPC, si supponga per assurdo che le due parabole siano state scelte in maniera tale che i loro profili intersechino rispettivamente il fuoco dell'altra, cioè $f = a'$ (caso limite). Secondo questa condizione, l'equazione $f = a'(1 + \sin \vartheta_{max})$, è soddisfatta da un CPC con un angolo di accettazione $\vartheta_{max} = 0^\circ$.

Si fa il limite $\lim_{\vartheta_{max} \rightarrow 0} L$

Riprendendo l'equazione $L = \frac{a'(1 + \sin \vartheta_{max}) \cos \vartheta_{max}}{\sin^2 \vartheta_{max}}$ diventa

$$\lim_{\vartheta_{max} \rightarrow 0} L = \lim_{\vartheta_{max} \rightarrow 0} \frac{a'(1 + \sin \vartheta_{max}) \cos \vartheta_{max}}{\sin^2 \vartheta_{max}} \sim \lim_{\vartheta_{max} \rightarrow 0} \frac{a'(1 + \vartheta_{max})}{\vartheta_{max}^2} = \infty$$

e lo stesso risultato lo si ottiene per la dimensione dell'apertura d'ingresso del CPC, essendo pari a $a = \frac{a'}{\sin \vartheta_{max}}$.

Ora si può ruotare in senso antiorario (CCW letteralmente *counterclockwise*) la prima parabola attorno ad un asse fittizio uscente dal piano e passante per il suo fuoco F_1 fino a che il suo profilo interseca il fuoco della seconda parabola. Lo stesso viene fatto anche con quest'ultima, ma deve essere ruotata attorno ad un asse uscente dal piano passante per il suo fuoco, in senso orario (CW letteralmente *clockwise*), fino a che il suo profilo non interseca il fuoco della prima parabola. Si conservano gli archi di parabola che si aprono al di sopra del segmento $2a'$ che collega i due fuochi. Bisogna però limitare la lunghezza dei due archi: i due archi, essendo parti di parabole distinte, oltre un certo punto tenderanno a piegarsi l'uno verso l'altro ombreggiandolo. Si *taglia* questo profilo di CPC nel punto nel quale la tangente ai due archi diventa parallela all'asse di simmetria di questo sistema appena costruito. Il CPC avrà allora la lunghezza L date delle equazioni

$$L = \frac{a'(1 + \sin \vartheta_{max}) \cos \vartheta_{max}}{\sin^2 \vartheta_{max}} \text{ oppure } L = L_1 + L_2 = \frac{a}{\tan \vartheta_{max}} + \frac{a'}{\tan \vartheta_{max}} = (a + a') \cot \vartheta_{max}$$

Un CPC ideale, caratterizzato da un angolo di uscita massimo $\vartheta_{out} = \frac{\pi}{2}$, per i raggi che entrano all'angolo di accettazione ϑ_{max} , è quindi fissato da due soli parametri indipendenti, che sono per l'appunto la distanza tra i fuochi delle due parabole, ovvero $2a'$, nonché il diametro

dell'apertura d'uscita del CPC, e la lunghezza focale f della parabola, la quale è determinante per definire l'apertura delle parabole e quindi l'angolo di accettazione del neo CPC.

Una volta che sono stati fissati i due parametri per la costruzione del CPC ideale, le due parabole saranno poste in un certo sistema di assi cartesiani (OXY , si ricorda infatti che si è costruito il profilo del CPC nel piano meridiano) in maniera tale che i loro fuochi distano proprio $2a'$, e con la condizione che $f > a'$; in particolare, per comodità, si fa corrispondere il punto medio del segmento tra i due fuochi all'origine di questo sistema cartesiano.

L'Equazione della prima parabola è:

$$y = \frac{(x + a')^2}{4f} - f$$

Si può modifica questa Equazione ruotando in senso CW, di un angolo ϑ , gli assi cartesiani OXY attorno al punto di fuoco F_1 della prima parabola (tutto ciò è equivalente a ruotare la prima parabola in senso CCW).

Dalla Figura 4.25 si può scrivere il seguente sistema di equazioni che lega tra loro le vecchie coordinate xy a quelle nuove $x'y'$:

$$\begin{cases} x = \frac{(x' + a')}{\cos \vartheta} - a' + y \tan \vartheta \\ y = y' \cos \vartheta - (a' + x') \sin \vartheta \end{cases}$$

il quale una volta sostituita l'espressione della y nella x diventa:

$$\begin{cases} x = x' \cos \vartheta + y' \sin \vartheta + a'(\cos \vartheta - 1) \\ y = y' \cos \vartheta - (a' + x') \sin \vartheta \end{cases}$$

Ora, sostituendo la x e la y fornite dal sistema di Equazioni sopra riportate, è possibile l'equazione della prima parabola esprimendola in termini delle coordinate $x'y'$ del nuovo sistema di assi cartesiani $O'X'Y'$; si ottiene la seguente Equazione per la prima parabola nel nuovo sistema di riferimento:

$$4fy' \cos \vartheta - 4f(a' + x') \sin \vartheta + 4f^2 = (a' + x')^2 \cos^2 \vartheta + y'^2 \sin^2 \vartheta + 2(a' + x')y' \sin \vartheta \cos \vartheta$$

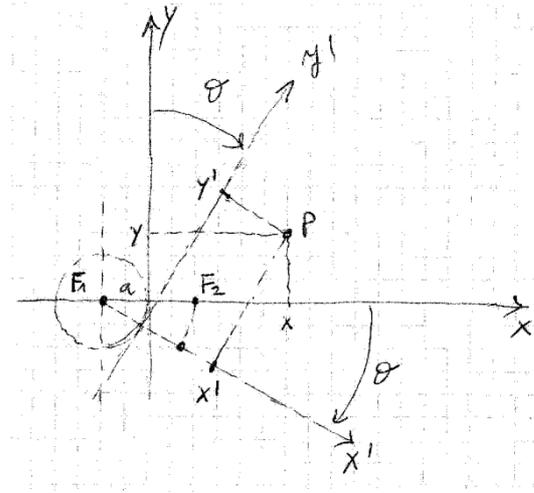


Fig.4.25: Rotazione degli assi OXY in un nuovo sistema di assi cartesiani $O'X'Y'$, per scrivere l'equazione della prima parabola ruotata in senso CCW attorno a F_1 . Lo stesso discorso vale per la seconda parabola. Disegno del prof. A. Parretta.

Si impone ora il passaggio di questa nuova prima parabola nel punto di fuoco F_2 , in questo modo si troverà una condizione sull'angolo ϑ che a sua volta sarà legato all'angolo di accettazione del CPC.

Assumiamo che per $x' = a', y' = 0$ l'Equazione sopra riportata, attraverso qualche passaggio algebrico sotto riportato, diventa

$$\begin{cases} 4a'^2 \cos^2 \vartheta + 8a'f \sin \vartheta - 4f^2 = 0 \\ 8a'f \sin \vartheta - 4a'^2 \sin^2 \vartheta + 4a'^2 - 4f^2 = 0 \\ 4a'^2 \sin^2 \vartheta + 8a'f \sin \vartheta - 4(a'^2 - f^2) = 0 \\ \rightarrow a'^2 \sin^2 \vartheta - 2a'^2 f \sin \vartheta - (a'^2 - f^2) = 0 \end{cases}$$

Si deve risolvere un'equazione di secondo grado in $\sin \vartheta$, che ha come soluzioni:

$$a'^2 \sin^2 \vartheta - 2a'^2 f \sin \vartheta - (a'^2 - f^2) = 0 = \begin{cases} \sin_1 \vartheta = 1 + \frac{f}{a'}, & \text{no} \\ \sin_2 \vartheta = \frac{f}{a} - 1, & \text{si} \end{cases}$$

La prima soluzione non è matematicamente accettabile, poiché si ha la condizione $f > a'$ e la funzione trigonometrica seno è compresa tra ± 1 mentre la seconda soluzione è accettabile e da la condizione

$$\frac{f}{a'} \leq 2$$

la quale abbinata a $f > a' \rightarrow \frac{f}{a} > 1$, fornisce la condizione finale che deve essere soddisfatta per la costruzione del CPC ideale, ovvero

$$1 < \frac{f}{a'} \leq 2$$

Per concludere, preferendo il sistema di assi cartesiani ORZ , rappresentati nella Figura 4.26,

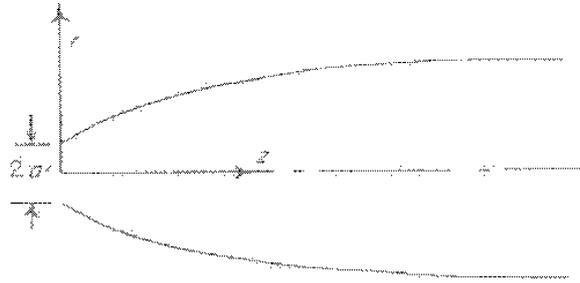


Fig.4.26: Sistema di coordinate per l'equazione in rz del CPC ideale.

si sceglie di riscrivere l'equazione della sezione meridiana del CPC ideale, dotato di un diametro dell'apertura d'uscita pari a $2a'$ ed un angolo di accettazione ϑ_{max} , in termini delle coordinate rz

$$(r \cos \vartheta_{max} + z \sin \vartheta_{max})^2 + 2a'(1 + \sin \vartheta_{max})^2 r - 2a' \cos \vartheta_{max} (1 + \sin \vartheta_{max})^2 z - a'^2 (1 + \sin \vartheta_{max}) (3 + \sin \vartheta_{max}) = 0$$

4.4.2 Curve di trasmissione dei CPC

Per ricavare le proprietà di trasmissione di un CPC, si divide l'apertura d'ingresso in tante griglie di spaziatura uguale pari a $\frac{1}{100}$ del diametro dell'apertura e si tracciano i raggi ad un certo angolo di collezione ϑ in un punto di ogni griglia. La proporzione di questi raggi, i quali vengono trasmessi dal CPC, rispetto al numero totale di raggi inviati, fornisce la trasmissione (accettazione) $T(\vartheta, \vartheta_{max})$ del CPC con angolo massimo di collezione ϑ_{max} . La quantità $T(\vartheta, \vartheta_{max})$ viene plottata in funzione dell'angolo di incidenza ϑ per ottenere la curva di trasmissione in funzione dell'angolo. Alcune di queste curve sono date nella Figura 4.27.

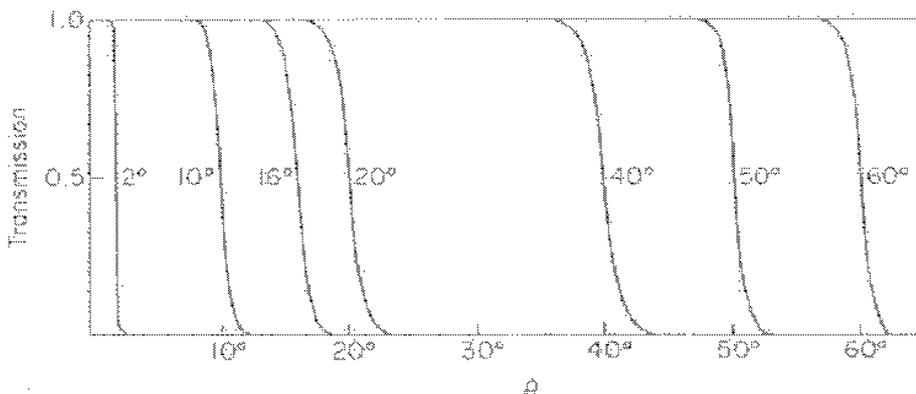


Fig.4.27: Curve di trasmissione in funzione dell'angolo per CPC 3D con ϑ_{max} che varia da 2° a 60°

Si può vedere che tutte approssimano soltanto l'andamento a gradino di un concentratore con rapporto di concentrazione teorico massimo. La causa di questo sta nel fatto che il CPC 3D, come è già stato accennato in precedenza, è vicino dall'essere

ideale. Certi raggi obliqui, anche se ad un angolo inferiore all'angolo di accettazione massimo, subiscono più riflessioni all'interno del CPC 3D da parte della superficie riflettente, per poi essere rigettati di nuovo attraverso l'apertura d'ingresso. Le curve di trasmissione mostrano anche che alcuni raggi che hanno angoli di incidenza maggiori di ϑ_{max} riescono a raggiungere l'apertura di uscita del CPC 3D.

E' interessante plottare il flusso totale trasmesso all'interno dell'angolo di collezione ϑ_{max} . E' chiaramente proporzionale a

$$\int_0^{\vartheta_{max}} T(\vartheta, \vartheta_{max}) \sin 2\vartheta d\vartheta$$

e se si divide per $\int_0^{\vartheta_{max}} \sin 2\vartheta d\vartheta$, si ottiene la frazione trasmessa del flusso incidente all'interno di un cono di semi-angolo ϑ_{max} . Il risultato di questo calcolo è mostrato in Figura 4.28.

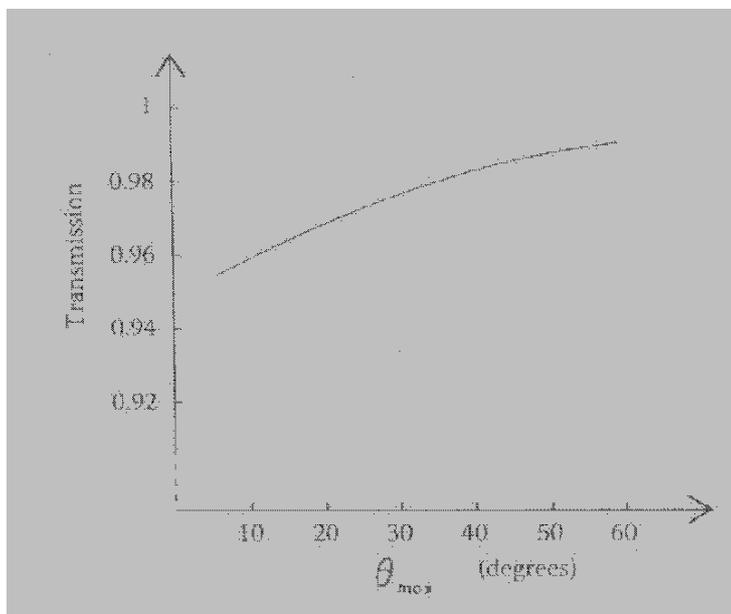


Fig.4.28: Trasmissione totale all'interno dell'angolo ϑ_{max} per un CPC 3D.

In questo diagramma viene rappresentata la proporzione di quanto le prestazioni del CPC 3D cadono rispetto al valore di rapporto di concentrazione teorico massimo in funzione dell'angolo di accettazione. Per esempio, il CPC 3D con $\vartheta_{max} = 10^\circ$ dovrebbe avere il rapporto di concentrazione teorico massimo a $csc^2 10^\circ = 33.2$, ma dal grafico si ricava $33.2 \times 0.96 = 31.8$. La porzione di flusso di energia radiante che viene persa, rispetto al flusso totale che incide sul CPC 3D, è dovuta alla perdita di alcuni raggi obliqui (skew rays), i quali vengono riflessi indietro verso l'apertura d'ingresso del CPC per mezzo di multiple riflessioni.

Ha invece un interesse prettamente teorico vedere come avvengono le perdite di raggi e quindi trovare un'associazione tra le perdite dei raggi e il numero di riflessioni che hanno subito riflessioni con le regioni d'incidenza dei raggi all'interno del CPC. Per mezzo della tracciatura dei raggi ad un fissato angolo di incidenza, si potrebbero quindi plottare le regioni all'apertura d'ingresso mostrando cosa succede ai raggi in ogni regione. Le sezioni che vengono riportate nelle Figure 4.29 e 4.30 mostrano l'apertura d'ingresso vista dall'alto con i

raggi incidenti da sinistra e con pendenza in discesa verso destra. I raggi che entrano nelle zone indicate con n , vengono trasmessi dopo n riflessioni, mentre quelli che incidono nelle zone tratteggiate indicate con Fm sono respinti dopo m riflessioni. Per delineare le diverse zone all'interno del CPC con $\vartheta_{max} = 10^\circ$, si mandino raggi a diversi angoli di incidenza per esempio a $8^\circ, 9^\circ, 9.5^\circ, 10^\circ, 10.5^\circ, 11^\circ, 11.5^\circ$.

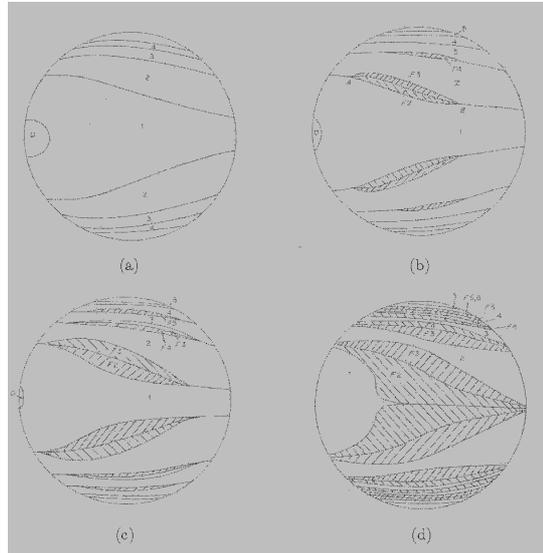


Fig.4.29: Modelli dei raggi accettati e respinti all'apertura di un CPC con angolo di accettazione $\vartheta_{max} = 10^\circ$. L'apertura d'ingresso è vista dall'alto con i raggi incidenti che arrivano da sinistra per poi procedere verso destra. I raggi che entrano nelle aree indicate con n sono trasmessi dopo n riflessioni; quelli che entrano nelle zone tratteggiate Fm tornano indietro dopo m riflessioni. Qui sono riportati i casi di fasci con angoli di incidenza fino all'angolo di accettazione del CPC: (a) 8° ; (b) 9° ;(c) 9.5° ;(d) 10° .

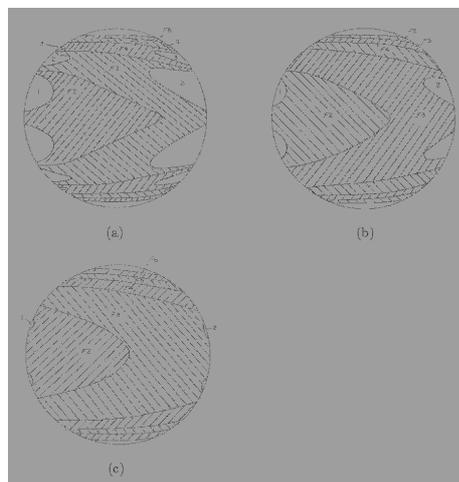


Fig.4.30: Modelli dei raggi accettati e respinti all'apertura di un CPC con angolo di accettazione $\vartheta_{max} = 10^\circ$. Qui sono riportati i casi per fasci con angoli di incidenza oltre l'angolo di accettazione del CPC: (a) 10.5° ; (b) 11° ; (c) 11.5° . E' evidente la differenza di questi diagrammi con quelli nella Figura precedente: in questi casi il fascio viene perso man mano che l'angolo di incidenza dei raggi si allontana oltre l'angolo $\vartheta_{max} = 10^\circ$ del CPC.

In questo modo è possibile vedere come cambiano le zone d'incidenza inferiori all'angolo di accettazione fino ad angoli superiori. I raggi nelle regioni non segnate continueranno a viaggiare in avanti (secondo i diagrammi verso destra) verso l'apertura d'uscita dopo cinque riflessioni. I

bordi tra le regioni sono le immagini distorte dell'apertura d'uscita vista dopo varie riflessioni. Si può evincere dalle varie rappresentazioni che, le regioni di fallimento, ovvero quelle regioni corrispondenti a raggi che tornano indietro, appaiono come uno "splitting" tra queste regioni di bordo. Per esempio, le regioni di fallimento tra 2 o 3 riflessioni per raggi a 9° (Figura 4.29(b)) appaiono nel diagramma come un salto tra regioni per trasmissione dopo 1 o 2 riflessioni. Questo conferma che i raggi che incontrano il bordo dell'apertura d'uscita sono ai bordi delle regioni di fallimento. Dopo ogni salto tra regioni di trasmissione dopo n ed $n + 1$ riflessioni vengono prodotte due regioni di fallimento, ovvero di perdita di raggi, rispettivamente dopo $n + 1$ ed $n + 2$ riflessioni.

Queste regioni possono anche essere delineate per mezzo del ray tracing facendo partire i raggi dal bordo dell'apertura d'uscita e mandandoli, in direzione inversa, verso l'apertura d'ingresso del CPC (Figura 4.31).

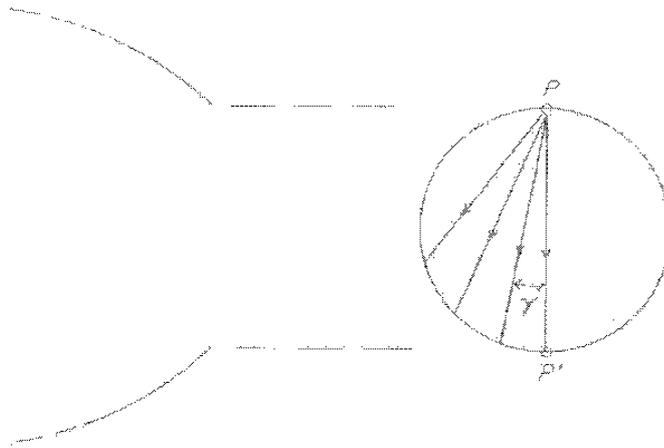


Fig.4.31: Raggi all'apertura d'uscita usati per delineare le regioni di fallimento nella trasmissione dei raggi.

Si tracciano i raggi nel piano dell'apertura d'uscita a partire da un punto P ad un angolo γ rispetto al diametro PP' . Ogni raggio emergerà all'ingresso sotto un certo angolo $\vartheta(\gamma)$ rispetto all'asse del CPC dopo n riflessioni. Il punto all'ingresso dal quale è emerso il raggio sarà un punto dei diagrammi presentati in precedenza dal quale comincia lo split tra raggi trasmessi dopo $n - 1$ ed n riflessioni. Per esempio, per trovare i punti A e B nel diagramma (Figura 4.29(b)) relativo a raggi a 9° si manda un raggio dal bordo dell'uscita ad un angolo γ tale che all'ingresso il raggio stesso abbia un angolo di inclinazione rispetto all'asse pari a $\vartheta(\gamma) = 9^\circ$; si trovano le coordinate del raggio emergente dall'ingresso dopo due riflessioni. Ci saranno due valori di γ rispettivamente ai due punti A e B . Nelle Figure 4.29 e 4.30 le regioni in bianco sono rappresentative di quei raggi che vi entrano quasi tangenziale alla superficie riflettente (interna) del CPC, perciò si può pensare che il loro tragitto sia una spirale lungo il CPC data da più riflessioni. E' possibile usare lo *skew invariant* h per mostrare che i raggi, il cui angolo di incidenza è inferiore all'angolo di accettazione ϑ_{max} , devono essere trasmessi dal CPC. Se si usano i raggi inversi e si prende un raggio $\gamma = \frac{\pi}{2}$ nella Figura 4.31, questo raggio avrà $h = a'$. Quando il raggio viene mandato indietro verso l'apertura d'ingresso, dopo aver subito multiple riflessioni, dovrà avere $h = a' = a \sin \vartheta_{max}$, ovvero emergerà tangente alla superficie del CPC all'angolo massimo di collezione. Qualsiasi altro raggio nella regione bianca, più vicino all'asse o con un angolo ϑ più piccolo, ha uno skew invariant minore e quindi viene trasmesso.

4.5 Il CPC Troncato (CPCT)

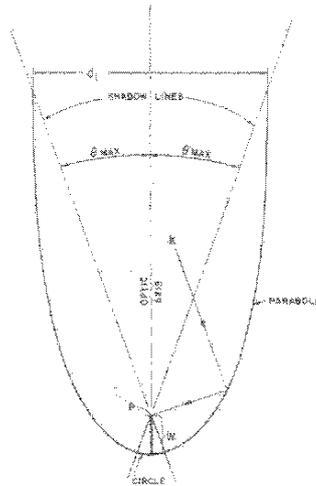


Fig.4.32: Esempio di profilo di un CPC con ricevitore sottile che concentra fino a tre soli ($3x$)

Uno svantaggio del CPC rispetto ad altri sistemi con minor potere di concentrazione è la loro lunghezza rispetto al diametro di apertura di collezione. Questo difetto ha una influenza soprattutto di tipo pratico ed economico per applicazioni su larga scala dei CPC come collettori di energia solare.

Dalla seguente Equazione $L = \frac{a'(1 + \sin \vartheta_{max}) \cos \vartheta_{max}}{\sin^2 \vartheta_{max}}$ la lunghezza L è approssimabile al diametro di apertura di collezione diviso dall'angolo totale di collezione:

$$L \sim \frac{2a}{2\vartheta_{max}}$$

Si veda ad esempio la Figura 4.32, in cui viene rappresentato un CPC che concentra tre soli ($3x$) con ricevitore sottile. L'osservazione della figura permette anche di dire che il concentratore può essere sostanzialmente troncato, cioè se ne riduce la lunghezza con una piccola riduzione in concentrazione, e questa è una soluzione sicuramente più economica.

E' conveniente esprimere le relazioni fondamentali per il CPCTroncato(CPCT) in termini delle coordinate polari (r, ϕ) (Figura 4.33). E' interessante quindi valutare il rapporto della lunghezza del CPCT rispetto all'apertura di collezione. Si trovano le seguenti quantità

$$a_T = \frac{f \sin(\phi_T - \vartheta_{max})}{\sin^2\left(\frac{1}{2}\right) \phi_T} - a'$$

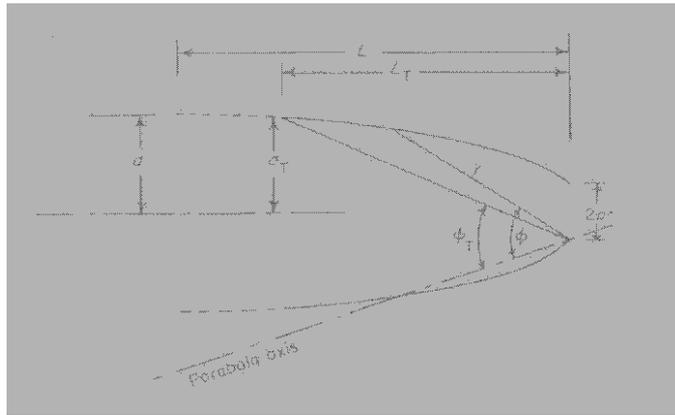


Fig.4.33: Sistema di coordinate polari usate per ricavare gli effetti sulla radiazione del troncamento di un CPC

mentre la lunghezza del CPCT è

$$L_T = \frac{f \cos(\phi_T - \vartheta_{max})}{\sin^2\left(\frac{1}{2}\right) \phi_T}$$

Il rapporto tra la lunghezza del CPCT e il raggio dell'apertura d'ingresso è quindi:

$$\frac{L_T}{a_T} = \frac{(1 + \sin \vartheta_{max}) \cos(\phi_T - \vartheta_{max})}{\sin(\phi_T - \vartheta_{max}) (1 + \sin \vartheta_{max}) - \sin^2\left(\frac{1}{2}\right) \phi_T}$$

Il plot di questa quantità in funzione del rapporto di concentrazione $\frac{a_T}{a}$ per il CPCT (Figura 4.34). E' importante notare che il troncamento riduce la concentrazione, ma non l'accettazione angolare. Nella Figura 4.35 è riportato il numero di riflessioni nel caso del CPC fondamentale e Troncato. Il numero medio di riflessioni mediato sull'accettazione angolare nel caso del CPCT può essere preso come limite inferiore del numero di riflessioni della radiazione.

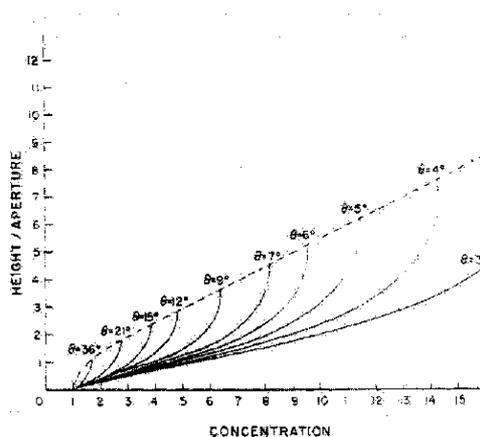


Fig.4.34: Plot del rapporto $\frac{L_T}{a_T}$ in funzione della concentrazione nel caso di CPC e di CPCT.

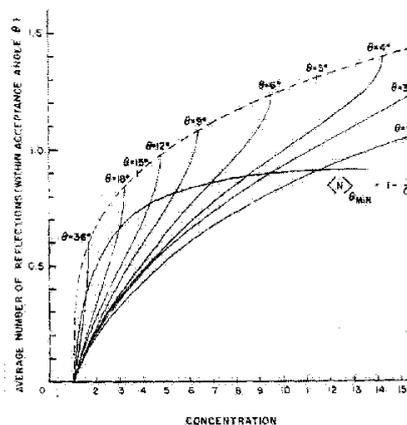


Fig.4.35: Plot del numero di riflessioni per CPC e CPCT mediato su tutta la radiazione che dall'apertura arriva all'assorbitore. Per il CPCT la linea $1 - \frac{1}{C}$ può essere presa come limite inferiore per il numero di riflessioni per la radiazione all'interno dell'angolo di accettazione.

4.6 Il Modulo Rondine®

L'unità ottica che compone il sistema di generazione fotovoltaica Rondine®, sviluppato dalla CPower s.r.l. negli ultimi tre anni, è un dispositivo concentratore di luce solare caratterizzato da una geometria innovativa che deriva dal profilo del CPC 3D. Ogni unità a concentrazione, ad ottica nonimaging, ha una superficie interna riflettente (ottenuta per mezzo della metallizzazione dell'alluminio in alto vuoto di plastica formata per iniezione), e verrà successivamente impacchettata assieme ad altrettante unità, secondo uno schema a matrice, che comporrà per l'appunto il modulo fotovoltaico Rondine®, a media concentrazione (20\25x), che utilizza celle solari al Silicio mono-cristallino (dotate di un'efficienza > 17% sotto 1 sole).

L'idea della forma dell'unità ottica concentrante e del sistema fotovoltaico, è nata dalla volontà di voler raggiungere fattori di concentrazione compresi tra 10 e 150, per mezzo di una realizzazione semplice ed economica, senza avere le problematiche dei concentratori ottici convenzionali (un dispositivo a lenti, ad esempio, può concentrare anche fino a 1000x, ma soffre di perdite ottiche; un concentratore costituito da un disco riflettente, necessita di un sistema di raffreddamento attivo).



Fig.4.36: (a) Un'unità concentrante, ha un lato dell'apertura d'ingresso di 7cm, ed è alto 15cm; (b) prototipo del modulo Rondine®.

Il modulo Rondine® ad esempio si raffredda passivamente, in quanto la matrice di unità concentranti e le celle solari (contenute dentro un box di vetro con aria all'interno) sono posizionate sopra una base in alluminio, il quale è un ottimo metallo conduttore, sia perché per mezzo di esso si verifica il raffreddamento del sistema, sia perché non si logora nel tempo, in quanto l'ossido di alluminio crea una patina di protezione del sistema stesso.

L'ottica concentrante è stata disegnata in maniera tale che sia assicurato un ampio angolo di accettazione (l'angolo di accettazione è circa di $\pm 4^\circ$); in questo modo il modulo Rondine® può essere posto sui tracciatori dei tradizionali pannelli fotovoltaici piani (a due assi, quello alta-azimutale e quello zenitale). Come detto in precedenza, l'unità concentrante ha geometria proveniente da quella del CPC 3D, troncato all'entrata, e tagliato longitudinalmente da quattro piani paralleli all'asse ottico e disposti in modo tale per cui il contorno di entrata (visto frontalmente) delimita un quadrato. L'apertura d'uscita ha la forma di un rettangolo i cui lati sono stati curvati verso l'esterno. La lunghezza del concentratore è stata definita per ottenere solo una riflessione per i raggi entranti paralleli all'asse ottico e colpendi la superficie interna, al fine di ridurre le perdite ottiche dovute alle riflessioni multiple.

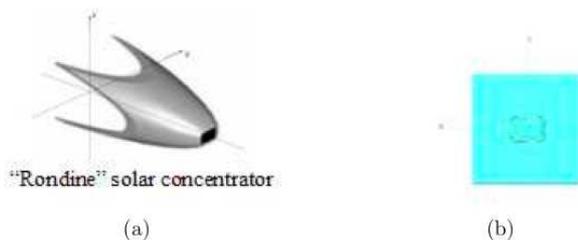


Fig.4.37: (a) Figura della geometria innovativa dell'unità concentrante del modulo Rondine®, vista di lato; (b) rappresentazione della sezione frontale dell'unità concentrante, la luce che incide frontalmente vede quindi la sezione di un quadrato.

L'assenza di un asse di simmetria rotazionale (non si avrà un solo angolo di accettazione, come nel caso di CPC 3D assial-simmetrico, ma uno per il profilo orizzontale e un altro per il profilo verticale) ha un'incidenza fondamentale sul rendimento delle celle solari: il fascio di luce, concentrato, viene adattato alla geometria della cella solare stessa e la distribuzione

dell'irradianza del fascio viene omogeneizzata sulla superficie della cella senza che invece si verifichi un picco unico, molto caldo (la cella si danneggerebbe).

L'ottica concentrante e la sua particolare forma ad ottica nonimaging della superficie, può tollerare errori dell'ordine del mm nel processo di assemblamento del modulo Rondine[®], senza che si verifichi una significativa riduzione dell'efficienza complessiva.



Fig.4.38: Due punti di vista differenti dell'unità concentrante di dimensione ridotta. Ha un lato dell'apertura d'ingresso di circa $4cm$ e la sua altezza è $6cm$.

E' stata sviluppata un'altra unità concentrante analoga a quella descritta fin ora, ma di dimensioni ridotte, come si può notare dalla Figura sopra. In questo modo, con queste unità concentranti di dimensioni più piccole, il calore che si sviluppa durante la concentrazione della luce solare è distribuito meglio all'interno del modulo, comportando una minore condensa sulle pareti a vetro del box.

4.7 Coni e Paraboloidi come concentratori

Il profilo dei coni di luce sono molto più semplici rispetto a quello di un CPC. I paraboloidi di rivoluzione (considerando il fatto che il CPC non è un profilo di rivoluzione) sembrerebbero la scelta più naturale per essere impiegati come concentratori. Per capire i motivi per cui questo non è vero in pratica si riportano alcuni esempi di paragone. In questo modo apparirà chiaro che proprio la forma del CPC è quella che permette di ottenere delle efficienze molto più grandi rispetto ad altre forme di concentratori.

Per fare un confronto significativo si costruisce un cono ed un paraboloide con dimensioni tale per cui il loro rapporto di concentrazione, definito come il rapporto tra l'area dell'apertura d'ingresso con l'area dell'apertura d'uscita, sia pari a quello di un CPC con $\vartheta_{max} = 10^\circ$, ovvero un rapporto di $5.76 a 1$ in diametro. La lunghezza del cono è scelta in maniera tale che il raggio estremo all'angolo ϑ_{max} passi dal bordo dell'apertura d'uscita come viene mostrato nella Figura 4.39.

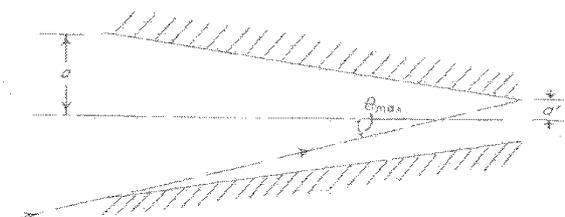


Fig.4.39: Un concentratore a cono con dimensioni tali per cui è comparabile con un CPC.

Nel caso del paraboloide il rapporto di concentrazione e il diametro dell'apertura d'uscita determinano completamente la sua forma come si può vedere nella Figura 4.40

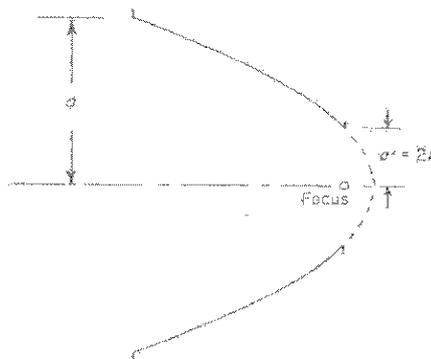


Fig.4.40: Un paraboloide di rivoluzione come concentratore. E' un sistema a formazione d'immagine

Le Figure 4.41 e 4.42 mostrano le curve di trasmissione in funzione dell'angolo nel caso di un cono e di paraboloide rispettivamente.

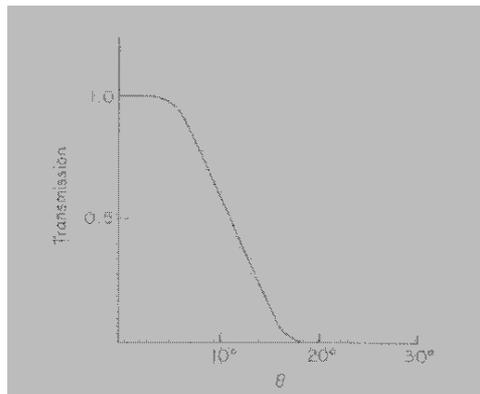


Fig.4.41: Curve di trasmissione in funzione dell'angolo per un cono con $\vartheta_{max} = 10^\circ$

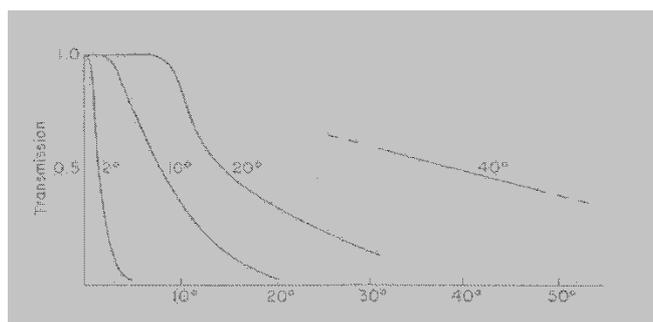


Fig.4.42: Curve di trasmissione in funzione dell'angolo per specchi paraboloidali. I vari grafici sono etichettati con ϑ_{max} dati da $\sin \vartheta_{max} = \frac{a'}{a}$ nella Figura 4.40.

E' evidente che le loro prestazioni, come concentratori, son ben lontane dall'essere ideali. Per esempio, la trasmissione totale per un paraboloide all'interno dell'angolo ϑ_{max} in accordo con

$$\int_0^{\vartheta_{max}} T(\vartheta, \vartheta_{max}) \sin 2\vartheta d\vartheta$$

è attorno a 0.60, per tutti gli angoli mostrati. I coni hanno caratteristiche invece migliori degli specchi paraboloidali, con una trasmissione totale all'interno di ϑ_{max} dell'ordine dell'80%.

Questa è un'ulteriore dimostrazione che i sistemi ad ottica nonimaging, come il cono, usati come concentratori, possono raggiungere rapporti di concentrazione migliori dei sistemi a formazione d'immagine, quale è per l'appunto il paraboloide.

Capitolo 5

Parte Sperimentale

5.1 Metodi di caratterizzazione di concentratori solari

Prima che dei componenti ottici, come i concentratori solari, possano effettivamente essere usati per applicazioni fotovoltaiche, devono essere caratterizzati. Questo significa studiarne ed analizzare le proprietà ottiche una volta che viene investito dalla radiazione solare. Nella realtà, questa procedura, può essere tranquillamente fatta “indoors” in laboratorio, cercando di riproporre una sorgente luminosa, che abbia raggi con la stessa geometria di quelli solari e in particolare modo una deviazione di circa 0.27° . In questo modo è possibile mettere in luce possibili difetti dei componenti, ricavare informazioni sull'efficienza ottica di collezione ed individuare le configurazioni più efficienti per un'applicazione pratica ad esempio nei sistemi fotovoltaici. In laboratorio abbiamo caratterizzato l'unità ottica a concentrazione nonimaging del modulo Rondine[®] di generazione fotovoltaica, che per motivi di comodità chiameremo Rondine proprio come il nome del modulo.

Per caratterizzare piccoli concentratori solari si possono individuare diversi metodi, che possono essere classificati in due gruppi principali: il *metodo diretto* (DM) e il *metodo inverso* (IM). Questa distinzione deriva dal verso in cui i concentratori vengono illuminati, cioè se dall'apertura d'ingresso verso quella d'uscita o viceversa. Convenzionalmente un concentratore è caratterizzato per mezzo della misura della sua efficienza ottica di trasmissione sotto luce collimata che investe l'apertura d'ingresso a differenti orientazioni.

Utilizzando il metodo diretto si ottiene una curva di efficienza di trasmissione che è in funzione dell'angolo di incidenza del fascio luminoso, dalla quale si può ottenere un'efficienza ottica relativa on-axis (cioè in asse) ben definita e l'angolo di accettazione (per convenzione si prende l'angolo che è in corrispondenza del 50% dell'efficienza relativa, ma per applicazioni nel fotovoltaico si preferisce considerare quello in corrispondenza del 90%). Sempre facenti parte del metodo diretto si possono trovare anche altri come per esempio il *metodo diretto integrale* (IDM), usato soprattutto per l'investigazione del comportamento del concentratore investito da luce diffusa (in questo caso il termine *diretto* non è riferito alla componente diretta della luce solare). E infine il *metodo diretto laser* (LM), usato per uno studio ottico locale delle caratteristiche superficiali di un concentratore reale.

E' stato recentemente sviluppato il metodo inverso, un metodo alternativo che, in un arco di tempo inferiore e con costi di apparato inferiori, è in grado di fornire le stesse informazioni del metodo diretto, cioè l'efficienza ottica e l'angolo di accettazione di un concentratore. Questo metodo prevede un irradiazione del concentratore a partire dall'apertura d'uscita verso

quella di ingresso, utilizzando una sorgente uniforme Lambertiana e non polarizzata ed infine un'analisi dell'intensità della luce proiettata dal concentratore su uno schermo piano Lambertiano. In questo modo il profilo della radianza della sorgente emittente, ottenuto a partire dal profilo dell'intensità sullo schermo piano, è equivalente al profilo dell'efficienza di trasmissione del concentratore.

5.1.1 Metodo diretto

Per ottenere informazioni sulle proprietà ottiche di collezione di un concentratore solare la quantità fondamentale è l'efficienza di trasmissione risolta in termini dell'angolo di incidenza della radiazione. Prendiamo un concentratore solare, inizialmente studiato utilizzando il metodo diretto direzionale come mostrato in Figura 5.1, irradiato da un fascio collimato orientato ad un certo angolo ϑ_{in} zenitale e φ_{in} azimutale.

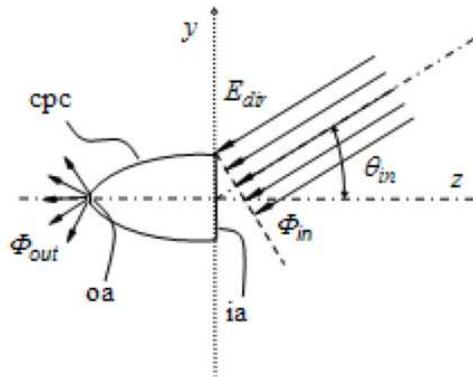


Fig.5.1: Schema del metodo diretto direzionale (DDM)

Secondo le quantità indicate nella Figura 5.1 l'efficienza di trasmissione ottica per un concentratore a simmetria arbitraria è data da:

$$\eta(\vartheta_{in}; \varphi_{in}) = \frac{\Phi_{out}(\vartheta_{in}, \varphi_{in})}{\Phi_{in}(\vartheta_{in}, \varphi_{in})} = \frac{\Phi_{out}(\vartheta_{in}, \varphi_{in})}{E_{dir} \cdot A_{in}(\vartheta_{in}, \varphi_{in})}$$

dove E_{dir} è l'irradianza del fronte d'onda che investe l'apertura d'ingresso, Φ_{in} e Φ_{out} sono rispettivamente il flusso in ingresso e quello in uscita, mentre $A_{in}(\vartheta_{in}, \varphi_{in})$ è l'area d'ingresso proiettata sul fronte d'onda. L'efficienza di trasmissione di un concentratore rappresenta quindi la frazione del flusso trasmesso, rispetto a quello complessivo che lo investe. Nel caso di concentratore per il quale l'efficienza di trasmissione ottica è inferiore all'unità, la frazione mancante di flusso rispetto a quello totale che lo investe non è altro che la somma di un'efficienza d'assorbimento $\alpha_{dir}(\vartheta_{in}, \varphi_{in})$ con un'efficienza di riflessione $\rho_{dir}(\vartheta_{in}, \varphi_{in})$.

E' di fondamentale importanza conoscere quale sezione vede il fascio collimato che investe un concentratore. Il caso semplice è quello in cui il contorno dell'apertura d'ingresso (ia) è contenuto in un piano. La quantità $A_{in}(\vartheta_{in}, \varphi_{in})$ è allora l'area dell'apertura d'ingresso, $A_{in} = A_{in}(0)$, proiettata lungo le direzioni $\vartheta_{in}, \varphi_{in}$

$$A_{in}(\vartheta_{in}, \varphi_{in}) = A_{in}(0) \cdot \cos \vartheta_{in} = A_{in} \cdot \cos \vartheta_{in}$$

Secondo questo caso, Φ_{in} è il flusso che attraversa la sezione dell'apertura d'ingresso contenuta nel piano.

La situazione più generale è quella in cui il contorno dell'apertura d'ingresso non è contenuta in un piano e non è possibile definire l'area dell'apertura d'ingresso: questo è proprio il caso del Rondine[®]. La quantità $A_{in}(\vartheta_{in}, \varphi_{in})$ rappresenta allora la proiezione della superficie interna del concentratore solare, vista dalla luce, su di un piano ortogonale alla direzione $\vartheta_{in}, \varphi_{in}$. Il flusso Φ_{in} viene allora definito come il flusso che intercetta la superficie interna del concentratore. Questa situazione richiede un'elaborazione a parte utilizzando per esempio un software di simulazione ottica come per esempio TracePro[®] per poter calcolare $A_{in}(\vartheta_{in}, \varphi_{in})$: si può imporre come assorbitore perfetto la superficie interna del concentratore solare e, quando questo viene irradiato da un fascio collimato, si può misurare il flusso assorbito dalle pareti del concentratore stesso come funzioni degli angoli ϑ_{in} e φ_{in} .

Si può ricavare l'efficienza di trasmissione del concentratore solare attraverso il metodo integrale diretto, schematizzato in Figura 5.3.

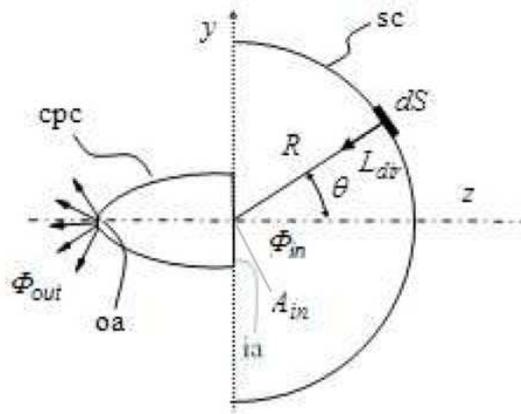


Fig.5.3: Rappresentazione schematica del metodo integrale diretto (IDM).

Da ciò si può presumere che per irradiare un concentratore solare secondo IDM indoors basta utilizzare uno schermo emisferico di raggio R , che emette luce isotropicamente e con radianza costante L_{dir} (bisogna ricordarsi che una sorgente lambertiana è un emettitore a radianza costante in tutte le direzioni). Se il raggio R dell'emisfero emettitore soddisfa la relazione $R \gg \sqrt{A_{in}}$ allora esso è effettivamente sorgente di radiazione con radianza costante in tutte le direzioni in particolare il flusso integrale diretto, differenziale, che investe tutta l'apertura d'ingresso, proveniente da un elemento di superficie dS dell'emisfero emettitore è:

$$d\Phi_{dir}^{in}(\vartheta, \varphi) = L_{dir}A_{in}d\varphi d\vartheta \sin \vartheta \cos \vartheta$$

Il flusso integrale totale che investe il concentratore solare diventa

$$\Phi_{dir}^{in} = \int d\Phi_{dir}^{in} = L_{dir}A_{in} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\vartheta \sin \vartheta \cos \vartheta = \pi L_{dir}A_{in}$$

Questo risultato è equivalente al porre il concentratore sotto luce solare diffusa isotropa, che si può avere in una giornata in cui il cielo è uniformemente coperto di nuvole; infatti la radianza della luce diffusa risulta essere in questo caso costante. Prendendo invece il caso di un cielo sereno la distribuzione della radianza non è costante a causa della r polarizzazione della luce stessa indotta dalle molecole dell'atmosfera. Di conseguenza il flusso totale, trasmesso dal concentratore solare, è proporzionale all'efficienza ottica di trasmissione e nel caso di simmetria arbitraria, è pari a:

$$\Phi_{dir}^{out} = \int d\Phi_{dir}^{out} = \Phi_{dir}^{\tau} = L_{dir}A_{in} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\vartheta \sin \vartheta \cos \vartheta \eta(\vartheta)$$

Ora risulta possibile esplicitare l'efficienza di trasmissione sostituendo le espressioni di Φ_{dir}^{in} e Φ_{dir}^{out} all'interno di $\eta(\vartheta_{in}, \varphi_{in})$, definita prima, che risulta essere:

$$\begin{aligned} \eta_{dir}^{int} &= \frac{\Phi_{dir}^{\tau}}{\Phi_{dir}^{in}} = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\vartheta \sin \vartheta \cos \vartheta \eta_{dir}(\vartheta) \\ &= 2\eta_{dir}(0) \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\vartheta \sin \vartheta \cos \vartheta \eta_{dir}^{rel}(\vartheta) \end{aligned}$$

La differenza dall'unità della frazione di flusso integrale totale trasmesso corrisponde al flusso integrale totale perso, che può essere dovuto all'assorbimento $\alpha_{dir}(\vartheta_{in})$ e alla riflessione $\rho_{dir}(\vartheta_{in})$ da parte delle pareti interne del concentratore. Il flusso integrale totale perso, è fornito quindi da

$$\Phi_{dir}^{\alpha,\rho} = \int d\Phi_{dir}^{\alpha,\rho} = L_{dir}A_{in} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\vartheta \sin \vartheta \cos \vartheta [1 - \eta(\vartheta)]$$

Studiando le radianze dei flussi in ingresso e in uscita dal concentratore, in particolare quello ideale cioè quando $\alpha_{dir}(\vartheta_{in}) = 0$, possiamo notare che questo è caratterizzato da un flusso in uscita uniforme e lambertiano e la sua radianza è

$$\begin{aligned} L_{dir}^S &= \frac{\Phi_{dir}^{\tau}}{\pi A_{out}} = \frac{2L_{dir}A_{in}}{A_{out}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\vartheta \sin \vartheta \cos \vartheta \eta(\vartheta) \\ &= \dots 2L_{dir}C_{geo} \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\vartheta \sin \vartheta \cos \vartheta \eta(\vartheta) \end{aligned}$$

dove C_{geo} è il rapporto di concentrazione geometrica. Un concentratore non ideale, cioè quando $\alpha_{dir}(\vartheta_{in}) \neq 0$, a causa dell'assorbimento da parte delle sue pareti interne, ha un flusso in uscita che non è né uniforme né lambertiano. La radianza media in uscita è data da:

$$\begin{aligned} \bar{L}_{dir}^{S(\infty)} &= \frac{\Phi_{dir}^{\tau(\infty)}}{\pi A_{out}} = 2L_{dir}C_{geo} \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\vartheta \sin \vartheta \cos \vartheta \eta_{\infty}(\vartheta) \\ &= \dots 2L_{dir}C_{geo} \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\vartheta \sin \vartheta \cos \vartheta [1 - \alpha(\vartheta) - \rho(\vartheta)] \end{aligned}$$

In generale si ha che:

$$\bar{L}_{dir}^{S(\alpha)} \leq L_{dir}^S$$

Si può introdurre a questo punto una nuova quantità definita come il rapporto tra la radianza in uscita del concentratore non ideale e quella in ingresso:

$$\begin{aligned} \lambda_{dir(\alpha)} &= \frac{\bar{L}_{dir}^{S(\alpha)}}{L_{dir}^S} \\ &= 2C_{geo} \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\vartheta \sin \vartheta \cos \vartheta \eta_\alpha(\vartheta) = C_{geo} \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\vartheta \sin \vartheta \cos \vartheta [1 - \alpha(\vartheta) - \rho(\vartheta)] \end{aligned}$$

Dalle precedenti equazioni si trova la seguente relazione:

$$\lambda_{dir(\alpha)} = \frac{\bar{L}_{dir}^{S(\alpha)}}{L_{dir}^S} = \eta_{dir}^{int} C_{geo} = \frac{\Phi_{dir}^\tau A_{in}}{\Phi_{dir}^{in} A_{out}} = \frac{\bar{E}_{out} A_{out} A_{in}}{E_{in} A_{in} A_{out}} = \frac{\bar{E}_{out}}{E_{in}}$$

che può essere considerata un rapporto di concentrazione ottica per il caso di irradiazione integrale diretto di un concentratore solare; la sua forma è analoga a quella che con cui si è soliti definire il rapporto di concentrazione ottico di un concentratore solare investito da un fascio di luce collimato

$$C_{opt} = \frac{E_{out}}{E_{in}} = \eta_{dir} C_{geo} \frac{\Phi_{out}}{\Phi_{in}} \frac{A_{in}}{A_{out}}$$

5.2 Caratterizzazione diretta sperimentale del Rondine®

La configurazione sperimentale per la caratterizzazione ottica del Rondine di prima generazione (Rondine gen1) è stata predisposta in maniera tale che fosse possibile in laboratorio una sorgente luminosa che simulasse il Sole. Per creare la sorgente si è scelto di utilizzare una coppia di sfere integratrici poste in serie: la prima è stata usata per inserirvi una lampada e per illuminare la seconda in maniera uniforme grazie all'integrazione della luce. L'apertura d'uscita della seconda sfera può essere considerata una valida sorgente lambertiana. Il diametro D_s di questa apertura d'uscita corrisponde alle dimensioni del Sole simulato, perciò dovrà essere tale da soddisfare la condizione sulle dimensioni angolari della sorgente, questo lo si può ottenere semplicemente attraverso la trigonometria: se ci si immagina un triangolo rettangolo il cui cateto corto è il raggio dell'apertura d'uscita della seconda sfera (raggio del Sole) mentre la distanza tra l'apertura d'uscita e lo specchio, f , è il cateto lungo con al vertice la posizione dello specchio (distanza Terra-Sole). Il rapporto tra i due cateti corrisponde alla tangente dell'angolo formato tra il cateto lungo e l'ipotenusa di questo triangolo rettangolo, che ripropone la deviazione angolare dei raggi solari pari a 0.27° .

$$D_s = 2f \tan(0.27^\circ)$$

Il sistema della coppia di sfere è stato affiancato ad un sistema di raffreddamento, a causa del fatto che la sorgente in uscita dall'apertura di SI3 è emessa da una lampada il cui valore avrebbe altrimenti danneggiato le sfere integratrici fatte di materiale plastico. Per mezzo di uno specchio parabolico off-axis, l'immagine dell'apertura d'uscita della coppia di sfere integratrici viene focalizzata verso l'apertura d'ingresso del concentratore.

Lo specchio parabolico utilizzato per queste misure sperimentali ha un diametro $D \sim 31\text{cm}$ e una focale f di 1.5m . L'apertura d'uscita con un diametro pari a 1.5cm , che soddisfa la relazione precedente, è stata posizionata nel fuoco dello specchio ($f = 1.5\text{m}$). Con questa configurazione la simulazione del sistema Terra-Sole è più veritiera: il rapporto tra il diametro dell'apertura d'uscita e la distanza focale dello specchio è $\sim \frac{1}{100}$ proprio come il rapporto tra il diametro del Sole ($1.4 \cdot 10^6\text{km}$) e la distanza Terra-Sole ($150 \cdot 10^6\text{km}$) è pari a $\frac{1.4 \cdot 10^6\text{km}}{150 \cdot 10^6\text{km}} \sim \frac{1}{100}$. Fondamentali per le misure sperimentali di caratterizzazione la disponibilità di un luxmetro, di un lock-in amplifier abbinato al chopper ottico, di celle solari, sfere integratrici prodotte in laboratorio e di una CCD.

Successivamente all'assemblamento del sistema è stato fondamentale procedere con un suo allineamento orizzontale e verticale per assicurare che il fascio luminoso, una volta investito il centro dello specchio, fosse collimato verso il centro del Rondine. Oltre a questo il fascio stesso è stato caratterizzato per mezzo di una CCD (Hamamatsu 1394 C8484-05G01) per valutare il grado di omogeneità dell'intensità in corrispondenza della sezione dell'apertura d'ingresso del concentratore.

La parte relativa alla caratterizzazione vera e propria del Rondine è stata suddivisa in più blocchi. Per prima cosa si è iniziato con la caratterizzazione del sistema **Rondine + sfera integratrice + cella solare** per misurare il comportamento ottico del concentratore da solo, senza il ricevitore (la cella solare). Questo modo si presuppone che la sfera integratrice abbia un comportamento ideale anche se questo non è sempre vero. Secondo si sono svolte misure sul sistema **Rondine + cella solare** con lo scopo di caratterizzare il comportamento dell'unità concentrante in condizioni reali, quelle riferite al suo posizionamento nel modulo Rondine®. In questo non rispecchia esattamente quello utilizzato nel modulo: si è limitati ad appoggiare una cella incapsulata sulla porta d'uscita del Rondine. Nel modulo la cella è incapsulata con un vetrino dotato di antiriflesso e appoggiato sull'apertura d'uscita. In tal modo la cella risulta lievemente arretrata rispetto all'apertura d'uscita nel modulo. Ci si aspetta una risposta diversa dalla configurazione sperimentale precedente per effetto della non idealità della cella e questo effetto è stato verificato andando a misurare il comportamento della sola cella solare investita dalla luce del fascio. È stata presa in considerazione un'altra motivazione per giustificare la differenza tra le due configurazioni sperimentali, ovvero l'effetto sulla cella solare della concentrazione del fascio luminoso da parte dell'unità concentrante.

5.2.1 Sistema sperimentale e suo allineamento

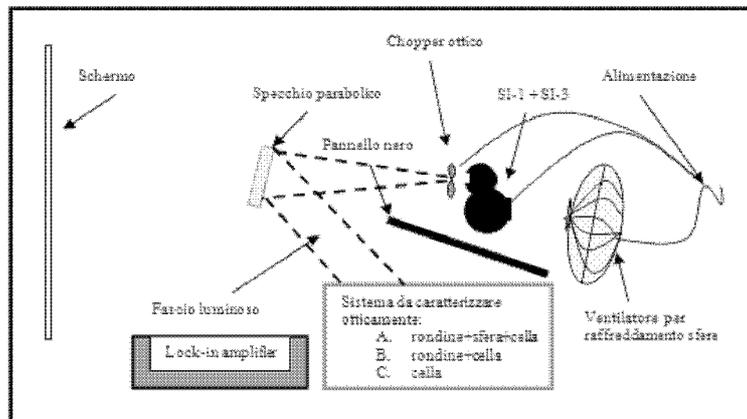


Fig.5.9: Rappresentazione schematica del sistema sperimentale usato per la caratterizzazione del Rondine. Visione dall'alto del sistema (non è in scala)

Per creare la sorgente luminosa bisogna prendere una coppia di sfere integratrici in serie, nominate per convenzione rispettivamente SI-1 e SI-3. La prima è la sfera più grande con diametro $D_{SI-1} \sim 25\text{cm}$ e l'unica finestra aperta di cui è dotata (l'altra finestra presente sulla sua superficie è chiusa perché è avvitata alla SI-3) è stata chiusa accuratamente per mezzo di un portalampada in plastica nera, nel quale è stata inserita una lampada Philips fluorescente (da 23W equivalenti a 130 W erogati; codice della lampada: 23W CDL 865). La SI-3 di diametro $D_{SI-3} \sim 15\text{cm}$ è la sfera in cui vi è praticato il foro, il cui diametro simula la dimensione lineare del Sole. Per sfruttare al meglio lo spazio disponibile sul tavolo di laboratorio, si è fissata la sorgente lungo un lato lungo del tavolo lasciando dietro di essa lo spazio per il ventilatore, che ha costituito il sistema di raffreddamento, e tutti i cavi di alimentazione. La sorgente è stata posta nel fuoco dello specchio parabolico, acquistato presso la ditta Marcon Costruzioni Ottico Meccaniche. Quest'ultimo è stato invece posizionato di fronte alla sorgente lievemente off-axis per poter indirizzare il fascio che lo investe all'interno del concentratore. Lo specchio è stato inizialmente fissato con la massima cura su un cavalletto in legno; era disponibile inoltre un grado di libertà verticale, nel senso che era possibile adattare l'altezza dello specchio rispetto al piano del suo centro ($h \sim 37\text{cm}$), in modo tale da poter procedere con il posizionamento della coppia di sfere integratrici avendo cura di far coincidere l'altezza del centro dell'apertura d'uscita di SI-3 con quella del centro dello specchio.

Per assicurare la stabilità meccanica della sorgente si è usato un sostegno a tubo cavo con un diametro sufficientemente grande da poter fare da "vaso" alle sfere. Si è tagliato un tubo in due pezzi distinti e con altezze diverse ottenendo sostegni per le due sfere affinché fossero orizzontali rispetto al piano del tavolo e che il centro dello specchio e il centro dell'apertura d'uscita di SI-3 all'altezza di $h \sim 37\text{cm}$ risultassero allineati.



Fig.5.10: SI-1 e SI-3 sui due appoggi ottenuti da un tubo cavo posizionate di fronte allo specchio parabolico; l'apertura d'uscita di SI-3 guarda lo specchio. Dalla foto nello specchio è visibile anche il Rondine già posizionato.

Una volta che si è posizionata la coppia di sfere su questi appoggi è stato necessario fissarle ulteriormente ad un'asta verticale, in modo tale che rimanessero stabili sui rispettivi appoggi, che la lampada all'interno di SI-1 non creasse un contrappeso, ed infine che la sezione dell'apertura d'uscita fosse perpendicolare al piano del tavolo e guardasse dritto verso il centro dello specchio. Per agevolare questo fissaggio si sono spostate le basi d'appoggio, che solo successivamente sono state fissate (Figura 5.10). Si è controllato l'omogeneità dell'intensità del flusso sullo specchio, data anche la sua posizione off-axis, e per farlo si è utilizzato un *luxmetro* della KONICA MINOLTA; una volta accesa la lampada assieme al ventilatore (tutte queste misure sono state fatte in regime di buio, in quanto le lampade fluorescenti del laboratorio e la luce esterna sarebbero state sorgenti ulteriori di "rumore") si è atteso un tempo sufficiente alla stabilizzazione della temperatura, si sono rilevati i lux con il suddetto strumento in diversi punti dello specchio, partendo dal centro fino a controllare i punti vicini al suo bordo. È stato appurato che lo specchio veniva investito dal fascio in modo apprezzabilmente uniforme, nel senso che non si sono riscontrate zone della superficie speculare nelle quali i lux fossero molto più alti rispetto ad altre. Si potè notare che i lux che investivano lo specchio erano molto bassi, inferiore all'unità (i lux di una stanza illuminata a giorno oscillano tra i valori di 500 e 600), perciò il segnale che sarebbe arrivato al concentratore sarebbe stato troppo basso per poter essere rilevato con la sola cella solare cioè al concentratore sarebbe giunto un flusso luminoso ben inferiore ad 1 Sole.

Per poter riuscire a fare le misure di corrente si è utilizzato un lock-in amplifier (letteralmente *agganciatore di frequenze*; quello utilizzato in laboratorio è il modello 5210 della *Kandel Electronics, Inc*) per poter amplificare il segnale e di un chopper ottico posizionato di fronte alla sorgente (si intende di fronte all'apertura d'uscita della SI-3). Utilizzando uno schermo di legno, dipinto di nero in laboratorio posto tra la sorgente e la posizione del concentratore, per impedire che quest'ultimo potesse intercettare i raggi provenienti direttamente dalla sorgente (Figura 5.11).



Fig.5.11: Coppia delle sfere integratrici; lo schermo nero separa la sorgente e il concentratore

La posizione del concentratore doveva essere tale per cui la direzione normale alla superficie dello specchio parabolico puntasse verso il centro della sezione della sua apertura d'ingresso.

Per avere un sostegno mobile per la sfera con il Rondine si è usufruito di una slitta posizionata su delle rotaie lunghe (sono state fissate al piano solo in seguito all'allineamento del sistema) orientate in direzione dello specchio. Tuttavia prima di posizionare il Rondine si è prima allineato il sistema utilizzando un laser verde (laser He-Ne $\lambda = 543,4nm$) posizionato con il tubo parallelo alla direzione delle rotaie. Una volta acceso il laser si è indirizzato il fascio verso il centro dello specchio (prendendo un foglio traslucido, le cui dimensioni si potevano adattare a quelle dello specchio, si sono tracciate le diagonali e lo si è usato come riferimento del centro dello specchio ponendoglielo davanti) in maniera tale da trovare la posizione finale dello stesso che mandava il fascio dritto all'interno della sfera SI-3. Si è verificato allo stesso tempo che il fascio laser fosse effettivamente orizzontale. Per poterlo verificare si è preso come riferimento un'asta verticale fissata su una slitta che veniva fatta muovere lungo le rotaie. Inizialmente l'asta è stata posizionata in prossimità del laser in maniera tale che intercettasse il fascio, si è segnato questo punto sull'asta e man mano che questa veniva spostata lungo le rotaie, verso lo specchio, lo si adattava cercando di re-intercettare il punto di riferimento segnato in principio, garantendo quindi la sua orizzontalità. Dopo aver allineato il sistema e fissato definitivamente la posizione in altezza dello specchio, si incominciò a fare le misure sperimentali vere e proprie.

Si è posizionato il lock-in amplifier vicino alle rotaie, il chopper ottico di fronte all'apertura d'uscita della SI-3 (il chopper ottico è stato appoggiato e fissato su un sostegno a soffietto per poterlo posizionare di

fronte all'apertura d'uscita di SI-3, cosicché le sue eliche potessero tagliare il fascio di luce con una frequenza di circa 600Hz).

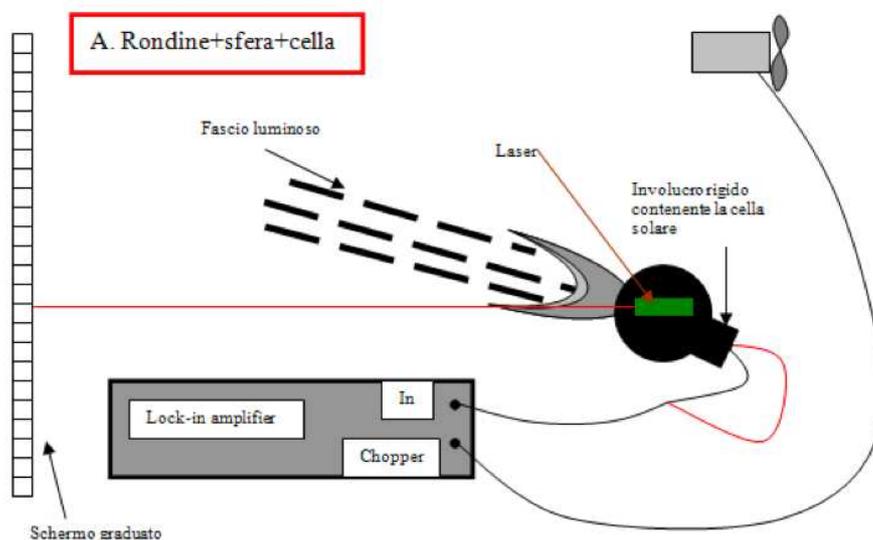


Fig.5.12: Rappresentazione schematica del sistema che viene caratterizzato otticamente (la figura non è in scala).

Si proceda ora con lo studio del sistema **Rondine + sfera + cella**.

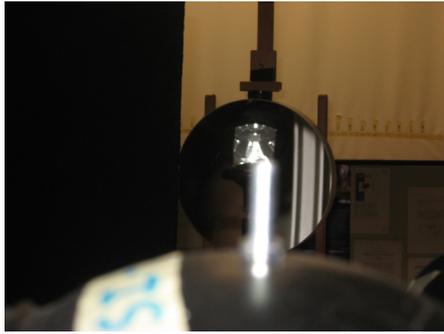
Si è prodotto in laboratorio una sfera integratrice per poter caratterizzare il Rondine in condizioni ideali: dopo essersi procurati un globo in plastica (*diametro* = 12cm) che si apriva a “conchiglia” si è praticata una finestra circolare di *diametro* = 3,4cm in modo tale da riuscire ad incastrare l'apertura di uscita del Rondine nella sfera. Il foro, dal quale sarebbe uscito il segnale da rilevare, è stato fatto con un *diametro* = 2,9cm. Queste finestre sono state fatte nell'officina meccanica del Dipartimento di Fisica per mezzo di una fresa verticale e sono state fatte allineate tra loro. L'allineamento dei due fori ha comportato la necessità di produrre una paletta in plastica costituita dalla parte alta di forma circolare e con un diametro superiore a quello di entrambi i fori da porre al centro della sfera per schermare i fori stessi l'uno dall'altro. In questo modo si è evitato che la luce potesse uscire direttamente dalla finestra di uscita senza subire integrazione. Tuttavia la paletta costituisce causa di ombra per la luce quando entra nella sfera poco inclinata rispetto all'asse ottico.

In seguito si è reso necessario grattare il suo interno con carta vetrata P240 in modo tale che ci fosse una buona aderenza dei rivestimenti sulle pareti, poi si è spruzzato uno strato di smalto ad acqua di colore bianco opaco (Easycolor BIANCO OPACO RAL 9010) all'interno e sulla superficie esterna del globo. Una volta asciutto è stato ricoperto da uno strato di smalto ad effetto cromatura (Easycolor CROMO ARGENTO) per riflettere verso l'interno la luce che altrimenti sarebbe andata dispersa verso l'esterno attraverso le pareti. L'ultimo passaggio, solo per la parte esterna della sfera, è stata la copertura dello strato cromato con smalto acrilato nero opaco (Easycolor NERO OPACO RAL 9005), per evitare che le pareti riflettenti della sfera potessero diventare sorgenti spurie di luce. L'interno, invece, è stato poi rivestito con una dozzina di strati, solo quando quelli precedenti erano ben asciutti, di una soluzione densa ottenuta disciogliendo $BaSO_4$ in una soluzione acquosa di colla vinilica ($50 \frac{g}{l}$). Lo stesso

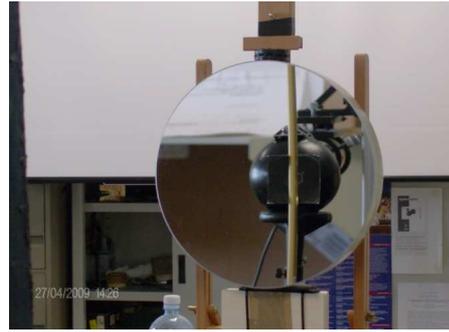
trattamento di verniciatura è stato fatto alla paletta, la quale una volta asciutta, è stata fissata al centro della sfera, per mezzo di colla Attack, su un elemento di superficie dal quale è stato raschiato via il rivestimento in $BaSO_4$.

Si è incastrata l'apertura d'uscita del Rondine nella finestra più grande della sfera integratrice, in maniera tale che fissando la sfera su un asse verticale il lato lungo dell'apertura d'uscita del Rondine risultasse essere parallelo al piano del tavolo. Si è fissato con adesivo isolante nero il Rondine alla sfera proprio in corrispondenza della finestra (in questo modo è stata oscurata questa zona della sfera eliminando una possibile causa di perdita di luce, una volta accesa la lampada).

Prima di sistemare la cella solare (cella solare poli-cristallina in Silicio con efficienza circa del 24% caratterizzata da dimensioni $2\text{cm} \times 2\text{cm}$ prodotta dalla UNSW in Australia) all'apertura d'uscita della sfera integratrice è stato verificato che una volta investita da una sorgente luminosa fornisse un segnale in tensione di circa $0.5V$, valore tipico per una cella solare al Silicio policristallino poco dipendente dall'intensità dell'illuminazione). Si è fissata la cella solare in un tappo, rivestito anch'esso da diversi strati della vernice usata per il rivestimento della sfera, lasciando fuori i cavi del polo positivo e negativo; si è posizionata la cella in corrispondenza della finestra d'uscita in modo che fosse ben centrata con il centro del foro. Il tutto è stato fissato nuovamente con nastro adesivo nero isolante. I due cavetti della cella, cioè il polo positivo e negativo, sono stati connessi al cavo che avrebbe trasferito il segnale di flusso che ha raggiunto il rilevatore all'ingresso dell'agganciato di frequenza (canale A nel blocco della SENSITIVITY del pannello frontale del lock-in amplifier). Il segnale di riferimento in frequenza al quale si sarebbe agganciato il lock-in amplifier proveniva dal chopper ottico ed è stato mandato all'ingresso REF-IN dell'agganciato di frequenza. La sfera con il Rondine è stata fissata su un sostegno dotato di tubo, che è stato infilata in un'asta verticale avvitata su una basetta che poteva slittare a sua volta su una slitta di piccole dimensioni dotata pure lei di rotaie, con direzione ortogonale a quelle che si trovavano sul piano, posizionata lungo le rotaie fissate al tavolo. Si poteva avere la possibilità di alzare o abbassare il tubo allentando o stringendo una vite rispetto all'altra, queste possibilità di movimento si sono sfruttate per allineare il Rondine con il centro dello specchio cioè con il fascio che l'avrebbe investito una volta accesa la sorgente luminosa. Questa posizione avrebbe fornito l'efficienza di trasmissione relativa del Rondine all'angolo $\vartheta = 0^\circ$, ovvero del fascio collimato che entra nel Rondine con direzione parallela al suo asse ottico. In questa posizione era possibile vedere riflesso nel centro dello specchio, in corrispondenza dell'apertura d'uscita di SI-3, il profilo quadrato della sezione dell'apertura del Rondine come mostrato in Figura 5.13.



(b)



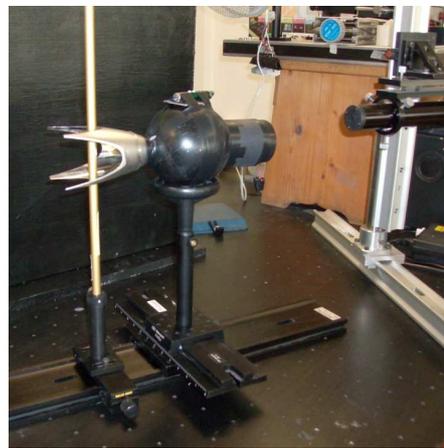
(a)

Fig.5.13: (a) Il Rondine in posizione $\vartheta = 0^\circ$ è stato allineato dapprima verticalmente guardando lo specchio dalla parte della sorgente mettendo l'occhio a fianco della SI-3 alla stessa altezza della finestra d'uscita; (b) allineamento orizzontale è stato fatto invece mettendo l'occhio sulla verticale dell'apertura d'uscita della SI-3 e posizionando l'immagine del Rondine sull'asse verticale dello specchio

Ruotando il Rondine, sarebbe stato investito dal fascio a vari angoli di incidenza rispetto all'asse ottico. I valori del flusso raccolto dalla cella e con il lock-in amplifier hanno fornito la curva di efficienza relativa di trasmissione ottica in funzione dell'angolo di incidenza. La coppia di rotaie ha fornito sia il grado di libertà orizzontale che quello verticale che sono stati entrambi utilizzati per l'allineamento del Rondine con il fascio collimato. In questo caso si è fatto riferimento ad un'asta verticale fissata su uno slittino, facendolo scorrere lungo le rotaie lo si è portato in prossimità dell'apertura d'ingresso del Rondine in questo modo si è potuto controllare che fosse orizzontale al piano. Si è posizionato il Rondine nella posizione di zero e si è sistemata l'asta di riferimento proprio in corrispondenza del bordo a metà della lunghezza del profilo dell'apertura d'ingresso del concentratore (Figura 5.14).



(a)



(b)

Fig.5.14: (a) Posizionamento dell'asta di riferimento in corrispondenza del bordo del profilo dell'apertura d'ingresso del Rondine a metà della lunghezza del lato dell'apertura; (b) visione complessiva della modalità di allineamento.

Questa operazione è stata ripetuta per ogni rotazione: nel caso in cui il profilo dell'asta non stava al centro della lunghezza del profilo dell'apertura d'ingresso del Rondine si sfruttava lo slittamento trasversale cercando la posizione in cui l'asta si adattava bene al suo centro. Tuttavia queste rotazioni non sono state quantificate poiché il sostegno a coppa del Rondine non era dotato di una base goniometrica. Per la posizione di zero non si richiedeva un riferimento graduato poiché è stato imposto cioè corrispondeva alla posizione angolare in cui il

Rondine avrebbe ricevuto alla sua apertura d'ingresso il massimo flusso possibile. Per poter costruire la curva d'efficienza si è dovuto conoscere gli angoli associati alle rotazioni fatte quindi si è posizionato sopra la sfera integratrice un laser, con il suo asse parallelo all'asse ottico del Rondine come si può vedere in Figura 5.15.



Fig.5.15

Il laser è stato puntato perpendicolarmente ad uno schermo bianco e a partire da questo punto lo si è fissato sulla sfera integratrice, mentre il Rondine era allineato nella direzione di 0° : questo punto indicato dal laser è stato segnato sullo schermo e a partire da esso si è graduato una linea orizzontale incrementando la posizione di 5cm alla volta verso destra per valori di ϑ positivi e verso sinistra per valori negativi. La distanza tra il punto di zero e ogni altro punto diverso da questo è stato etichettato con $x_{i\text{-letta}}$; una volta che si è misurata la distanza tra lo schermo e l'asse del laser ($d = 306\text{cm}$) con semplice trigonometria è facile ottenere gli angoli in gradi associati ad ogni rotazione ($\tan \vartheta_i = \frac{x_{i\text{-letta}}}{d}$).

Adesso si può procedere con la caratterizzazione di questo sistema dopo aver acceso tutte le apparecchiature; il luxmetro è stato posizionato in prossimità dell'apertura d'uscita della SI-3 per controllare durante l'intervallo di tempo di presa dati, l'intensità del flusso luminoso fosse rimasto costante. Dopo un'ora dall'accensione del sistema si è cominciato la preso dati del Rondine nel punto $x = 0\text{cm}$, corrispondente a $\vartheta = 0^\circ$; osservando i valori che visualizzava il display del lock-in amplifier si è deciso di settare le opzioni del suo pannello frontale nel modo seguente:

sensitivity $I(\text{corrente}): 10^8 \frac{\text{V}}{\text{A}}$

scale $10\mu\text{V}$

filters FLAT MAN

time constant 10τ

slope 12dB

dyn res NORM

display/lights XYV

Il segnale in corrente letto sul display a cristalli liquidi del lock-in amplifier è risultato essere molto instabile in contrasto alla stabilità dei valori di lux della sorgente. Se si fosse preso un unico valore di corrente sarebbe stato troppo restrittivo, perciò si è optato per segnare un valore minimo ed uno massimo; per avere la certezza assoluta che questi valori fossero quelli effettivi e non fittizi è stato necessario attendere intervalli di tempo lunghi, circa $10 \div 30$ minuti, per ogni angolo di incidenza considerato in maniera tale che il segnale visualizzato passasse sullo stesso valore minimo e sullo stesso valore massimo almeno 3 volte (per convenzione optata in laboratorio). Quindi per ogni rotazione si sono presi i valori minimo e massimo in corrente ($sign_{MIN}$ e $sign_{MAX}$) visualizzati sul display dell'agganciato di frequenza, i lux alla sorgente, la x_{letta} sullo schermo. Si è anche dovuto ricorrere anche alla calibrazione del lock-in amplifier: cioè si è individuato in corrispondenza di ogni rotazione la base-line (o livello di buio) cioè il segnale in corrente fornito dal rivelatore mentre si interrompeva il fascio di luce con un pannello (circa a metà della distanza tra lo specchio e l'apertura del concentratore). La base-line è stata usata per correggere i dati rilevati. Infine raccolti tutti i dati si sono poi inseriti all'interno del software OriginPro® per estrarre la curva dell'efficienza di trasmissione ottica relativa.

Per ottenere tutto ciò si sono seguiti i seguenti passaggi:

- 1- Ricavare gli angoli in gradi associati ad ogni x_{letta} sullo schermo;
- 2- Calcolare il valore medio del segnale in corrente a partire dal valore massimo e minimo $\left(SIGN = \frac{sign_{MIN} + sign_{MAX}}{2} \right)$
- 3- Calcolare l'errore sul valore del segnale $\left(\Delta SIGN = \frac{sign_{MIN} - sign_{MAX}}{2} \right)$;
- 4- Simmetrizzare i valori del segnale, rispetto a 0° , e sottrarre la base-line;
- 5- Normalizzare i valori di segnale all'unità avendo fatto misure relative ($SIGN_{norm}$);
- 6- Correggere i valori di segnale normalizzati dividendoli per il $\cos \vartheta_i$ ($SIGN_{corr}$), per tenere conto della proiezione della sezione dell'apertura d'ingresso del Rondine sul fronte d'onda della luce che lo investe (questa correzione in realtà ha sollevato delle perplessità sulla sua validità, in quanto si spiega bene quando il profilo dell'apertura d'ingresso giace nel piano, ma se il Rondine viene pensato nel modulo, affiancato a tante altre unità, proprio grazie al suo particolare profilo, la suddetta correzione può essere considerata approssimativamente buona)
- 7- Costruire il plot di $SIGN_{corr}$ vs ϑ_i , corrisponde alla curva dell'efficienza di trasmissione ottica relativa del concentratore in funzione dell'angolo di incidenza della luce.

Adesso si riportano il plot che si sono ottenuti, solo però sul lato più lungo che è anche quello più sfruttato nel modulo Rondine® per il tracking orizzontale del Sole.

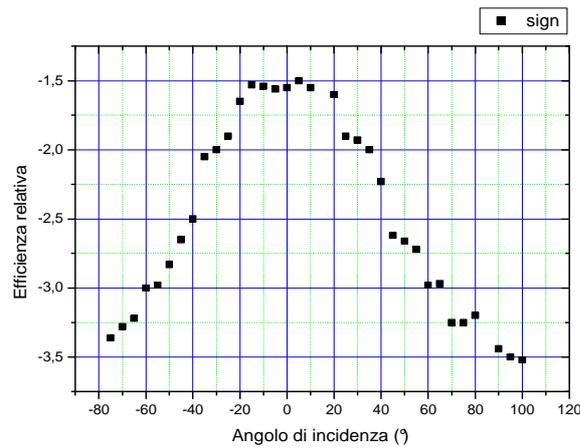


Fig.5.16: Plot dell'efficienza relativa in funzione dell'angolo di incidenza ϑ_i . Esprimere il comportamento del solo Rondine senza dover considerare l'effetto del ricevitore (nell'assunzione che la sfera integratrice sia ideale).

Dal plot si sono ottenuti i seguenti angoli di accettazione: $\vartheta(90\%) = 4.2^\circ$ e $\vartheta(50\%) = 8.9^\circ$

Il passo successivo è quello di studiare la configurazione **Rondine + cella** in cui nella Figura 5.17 è raffigurato il sistema che deve essere caratterizzato.

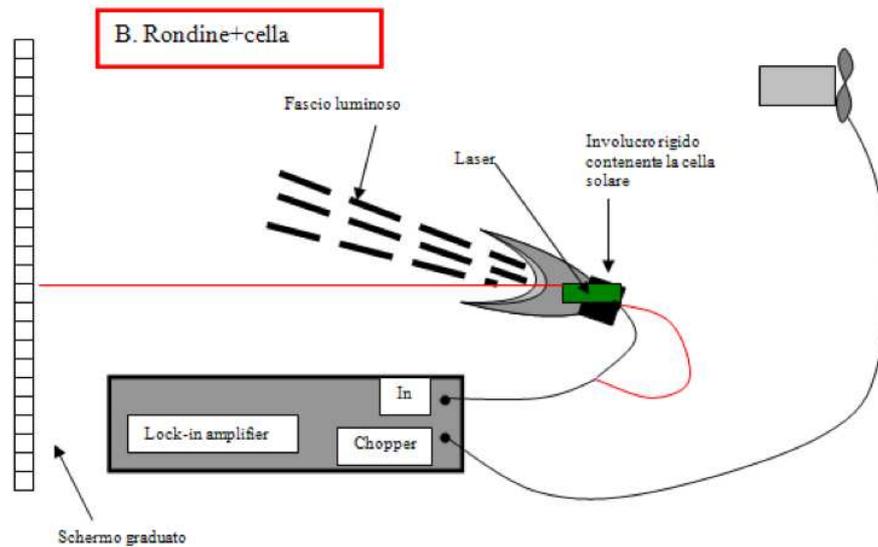


Fig.5.17: Rappresentazione schematica del sistema che viene caratterizzato otticamente. La figura non è in scala

Gli strumenti e le modalità di misura sono state spiegate precedentemente, il Rondine gen1 è stato estratto dalla sfera per essere caratterizzato con una cella (la stessa usata nel modulo, ma non incapsulata) sistemata proprio direttamente in corrispondenza della sua apertura d'uscita. Si è fissata la cella solare (poli-cristallina in Silicio ad alta efficienza con dimensioni $1.6\text{cm} \times 1.2\text{cm}$) all'apertura d'uscita del Rondine cercando di centrare bene la superficie sensibile della stessa, avendo dimensioni simili a quelle dell'apertura d'uscita del

concentratore si poteva rischiare di perdere parte della superficie sensibile a causa dell'ombra causata dai contatti elettrici della cella stessa. Si sono connessi i cavetti al cavo d'ingresso al canale A dell'agganciato di frequenza, poi si è fissato il Rondine assieme al rivelatore su un sostegno dotato di tre ganci a molla, che era a sua volta fissato sullo slittino sulle rotaie, con il lato lungo della sua apertura d'uscita parallelo al piano del tavolo. Si è sistemato il sostegno del Rondine fino a che il suo centro fosse ad una altezza dal piano pari a $h = 37\text{cm}$ poi lo si è riallineato e posto nella posizione di zero, si è fissato il laser su questo sostegno facendo coincidere i loro assi e in modo tale che il laser puntasse il suo fascio perpendicolarmente allo schermo (distanza laser-schermo è $d = 305\text{cm}$). Questo nuovo punto di zero è stato segnato sullo schermo e si è creata una nuova scale orizzontale graduata in cui ogni punto era distante circa 5cm . E' invece rimasta pressoché la stessa l'impostazione del lock-in amplifier del caso precedente, si è semplicemente cambiato il valore della SENSITIVITY che lo si è spostato da $10^8 \frac{V}{A}$ a $10^6 \frac{V}{A}$. Anche per i tempi di rilevamento e la sistemazione dei dati si sono seguite le modalità del caso precedente. La curva di efficienza (Figura 5.18) è risultata molto meno rumorosa di quella nella Figura 5.16 a causa del segnale decisamente più alto letto nel lock-in. Ci si attendeva un plot dell'efficienza relativa in funzione dell'angolo di incidenza sicuramente diversa da quella ottenuta dalla caratterizzazione del Rondine + sfera + cella. Dal plot si sono ottenuti i seguenti angoli di accettazione: $\vartheta(90\%) = 2.9^\circ$ e $\vartheta(50\%) = 7.0^\circ$.

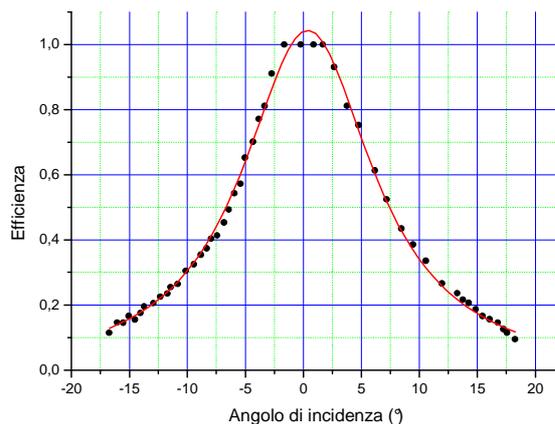


Fig.5.18: Plot dell'efficienza relativa in funzione dell'angolo di incidenza ϑ_i . Il Rondine è caratterizzato in condizioni reali, nel senso che bisogna tener conto del rivelatore.

Questo plot si è ristretto molto rispetto al caso precedente, entrambi gli angoli di accettazione sono inferiori di circa 2° rispetto agli angoli di accettazione del Rondine con la sfera. Si è supposto che il motivo di ciò fossero le perdite ottiche della cella diverse ai vari angoli ϑ in virtù di una diversa distribuzione angolare dei raggi nella cella. Per confermare tale ipotesi si è proceduto ad effettuare nuove misure sulla cella solare nuda con lo scopo di estrarre la curva di corrente caratteristica relativa $I_{SC}(\vartheta)$ in funzione dell'angolo di incidenza. Sulla base di ciò, per poter spiegare la differenza non trascurabile tra i precedenti plot, ci si dovrebbe aspettare un profilo $I_{SC}(\vartheta)$ abbastanza stretto rispetto al profilo della funzione $\cos \vartheta$.

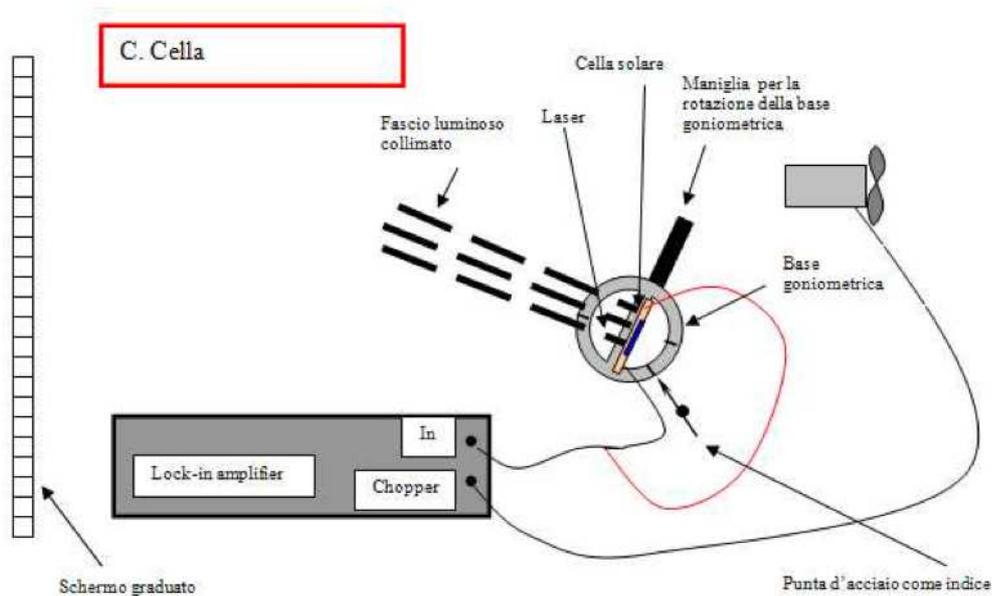


Fig.5.19: Rappresentazione schematica del sistema che viene caratterizzato otticamente nel terzo caso. La figura non è in scala.

In questa ultima parte verranno mostrate le misure fatte sulla sola cella, in questo caso sulla slitta si è fissato un'asta con al suo apice una base goniometrica dotata di maniglia grazie alla quale era possibile farla ruotare attorno all'asse verticale dell'asta stessa. La cella precedente è stata recuperata e fissata su questa base goniometrica in modo tale che la superficie sensibile fosse perpendicolare al piano e che fosse appoggiata sul suo lato lungo (Figura 5.20).

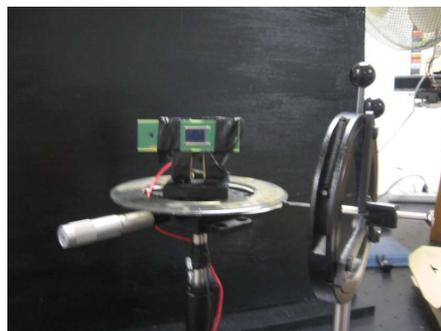


Fig.5.20: Foto della base goniometrica utilizzata per la caratterizzazione della cella solare.

Si è sistemata la cella alla stessa altezza del centro dello specchio e collegati i suoi cavetti al cavo per l'ingresso del segnale al canale A del lock-in amplifier. Per fare le misure si è posizionato la base goniometrica ad un angolo qualsiasi (ϑ_{letto}), indicato dalla punta, e una volta segnato il valore della corrente si incrementa la posizione precedente di 5° (è stata fatta un'escursione angolare totale di circa 180° per individuare la base-line). In questo caso si è riportato il valore di SENSITIVITY da $10^6 \frac{V}{A}$ ad un valore di $10^8 \frac{V}{A}$, per il semplice fatto che il segnale risultava troppo basso e il lock-in amplifier andava in *overload* (OVL). I dati raccolti sono stati trattati come nei casi precedenti, con il punto di 0° associato ad un fascio che incide perpendicolarmente sulla cella; con questo riferimento si

è convertito gli angoli letti sulla base goniometrica negli angoli di incidenza effettivi del fascio sulla cella.

Il plot finale è quello nella Figura 5.21. La risposta in corrente della cella è stata poi confrontata con la funzione $\cos \vartheta$ (Figura 5.21(b)).

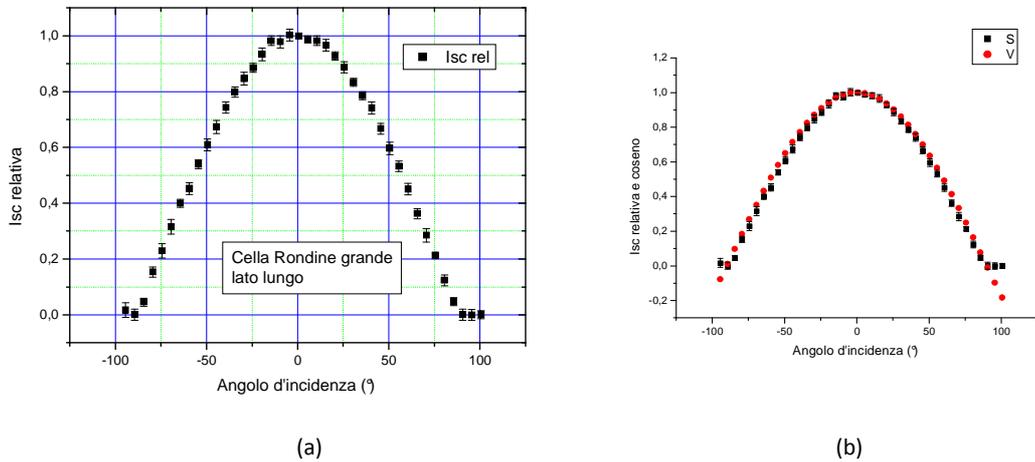


Fig.5.21: (a)Plot di I_{SC} relativa in funzione dell'angolo di incidenza ϑ_i ; (b)plot di confronto tra i risultati sperimentali e l'andamento del $\cos \vartheta$.

Il risultato che si deduce dai plot nella Figura 5.21(b) non è sufficiente per spiegare il restringimento del plot in Figura 5.18.

5.3 Caratterizzazione diretta del Rondine® modello gen2

Per la caratterizzazione del Rondine® modello gen2 con il metodo diretto si è proceduto nello stesso modo che si è usato con il modello gen1. Il modello di seconda generazione denominato gen2 ha dimensioni dimezzate rispetto a quello di prima generazione caratterizzato in precedenza, ma conserva lo stesso rapporto di concentrazione ottica del primo pari ad $C = 25x$ (Figura 5.27).



Fig.5.27: Immagini del Rondine d seconda generazione gen2.

In questo caso al posto della lampadina posta all'interno della sfera integratrice si è usato un Led in cui era possibile variare l'intensità. Si è deciso di impostarlo con un'intensità pari ad $i = 250mA$ e con V pari a $V = 3.12 V$ fissandolo ad un'altezza pari $h = 37cm$ per riuscire ad allineare il fascio. Dopodiché si è posizionato il Rondine in modo tale che fosse parallelo all'asse ottico, posizione in cui era possibile vedere riflesso nel centro dello specchio il profilo quadrato della sezione d'apertura del Rondine. In questa posizione si sarebbe preso il valore dell'efficienza all'angolo $\vartheta = 0$. Per quanto riguardano le impostazioni riguardanti il lock-in amplifier si sono usate le stesse usate per i casi riguardanti la caratterizzazione del Rondine gen1, ma si è variato il valore della *sensitivity*, che infatti si è spostato da $10^6 \frac{V}{A}$ a $10^8 \frac{V}{A}$.

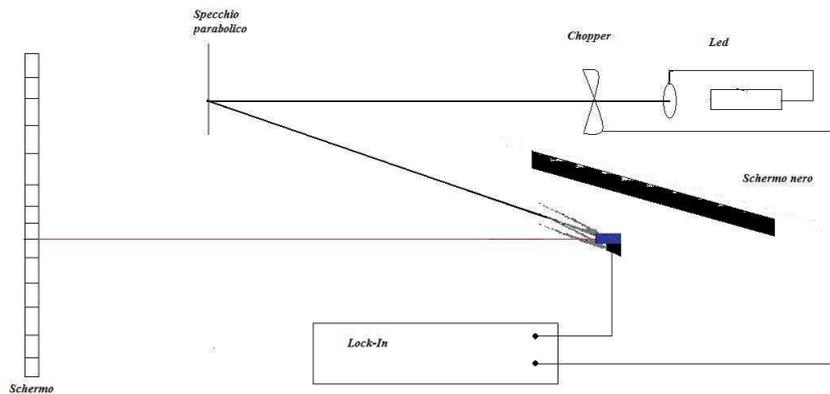


Fig.5.28: Rappresentazione schematica del sistema che viene caratterizzato. Rappresentazione non in scala.

Alle loro rispettive entrate si sono collegati i cavi per il Rondine e per l'alternatore di frequenze al lock-in amplifier. Posto ad una distanza di $d = 3.5m$ dal Rondine vi era uno schermo bianco su cui erano segnate le varie posizioni delle rotazioni. Infatti, segnata la posizione iniziale 0, ci si spostava di $5cm$ a destra e a sinistra da suddetta posizione. In questo modo tra il Rondine e lo schermo si creava un triangolo rettangolo, conoscendo cateto e ipotenusa si poteva trovare l'angolo. Infatti grazie alla relazione:

$$\frac{x_i}{d} = \tan \vartheta_i$$

dove x_i rappresentano le varie posizioni sullo schermo. Conoscendo queste due grandezze risultava facile conoscere l'angolo

$$\vartheta_i = \tan^{-1} \frac{x_i}{d}$$

In questo modo si riusciva a ricavare la curva dell'efficienza in funzione dell'angolo (Figura 5.29)

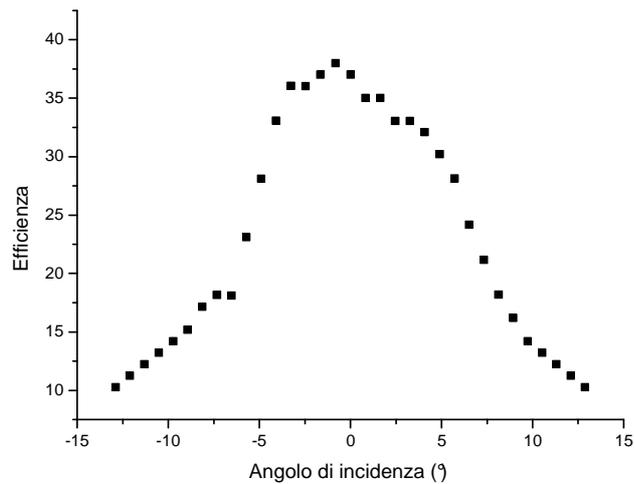


Fig.5.29: Curva dell'efficienza del Rondine di seconda generazione gen2.

5.4 Conclusioni

Il lavoro di tesi è stato dedicato prevalentemente alla caratterizzazione ottica di due tipi di concentratori ad ottica nonimaging: il primo concentratore di prima generazione (gen1), che non è più utilizzato nella produzione dei moduli Rondine della CPower S.r.l, è stato il primo prototipo realizzato e ha avuto gran successo nella sua applicazione in alcuni sistemi a concentrazione dimostrativi con una potenza dell'ordine di $4 \div 5 kW$, il secondo concentratore di seconda generazione (gen2), invece, di dimensioni dimezzate, ma con lo stesso rapporto di concentrazione del primo. Questo lavoro sperimentale ha comportato l'applicazione del metodo diretto indoor, che per quanto riguarda il primo concentratore, è stato applicato per la prima volta con componenti come le sfere integratrici e specchio parabolico dotati di gran precisione. I dati sperimentali sono stati poi confrontati con le simulazioni fatte attraverso il software TracePro® effettuate su un modello CAD del Rondine gen1 recuperate da lavori precedenti per verificare che le misure fossero congruenti. In questo modo si è potuto verificare che sia la metodologia di misura che la qualità degli strumenti e componenti erano idonei per ottenere risultati accurati. Per quanto riguarda la prima parte, cioè la caratterizzazione del Rondine gen1, si è provveduto a fare misure sia sul lato lungo che sul lato corto a causa del fatto che la geometria del concentratore non era simmetrica. Tuttavia in questo lavoro si sono riportati esclusivamente i risultati ottenuti per il lato lungo, in quanto era lato maggiormente interessato dal Sole per la sua escursione rispetto al modulo installato sull'inseguitore solare. Per ogni curva di efficienza ottica si sono estratti gli angoli di accettazione $\vartheta_{acc}(90\%)$ e $\vartheta_{acc}(50\%)$.

Ringraziamenti

Per prima cosa desidero ringraziare il professore Parretta per la sua disponibilità dimostrata in questi mesi di lavoro. Desidero inoltre ringraziare i miei amici Linda, Francesco, Marica e Alessandro per la pazienza. Per ultimo vorrei ringraziare anche i miei genitori, mia sorella e miei nonni.

Bibliografia

- [1] Welford, R. Winston, *The optics of nonimaging concentrators, light and solar energy*, Academic Press Inc., (1978)
- [2] J.C. Chavez, *Introduction to nonimaging optics*, Optical science and engineering series, 134
- [3] J. Minano, P. Benitez, R. Winston, *Nonimaging Optics*, Elsevier books
- [4] F.A. Jenkins, Harvey E. White, *Fundamentals of optics*, 4. ed, McGraw-Hill, (1976)
- [5] J.J. O'Gallagher, *Nonimaging Optics in solar energy*, Morgan and Claypool publishers
- [6] M.V. Klein, *Optics*, John Wiley and Sons, (1970)
- [7] A. Parretta, *Theoretical aspects of light collection in solar concentrators (Theory of "Direct Method")*
- [8] A. Parretta, A. Antonini, M. Stefancich, V. Franceschini, G. Martinelli, M. Armani, *Characterization of CPC solar concentrators by laser method*
- [9] A. Parretta, A. Antonini, G. Martinelli, E. Milan, C. Privato, L. Zampierolo, *Methods of characterization of solar concentrators*
- [10] A. Parretta, A. Antonini, G. Martinelli, E. Milan, C. Privato, L. Zampierolo, *Methods of characterization of solar concentrators*
- [11] R. Winston, *Principles of solar concentrators of a novel design*, (1974)
- [12] R. Winston, H. Hinterberger, *Principles of cylindrical concentrators for solar energy*, (1974)
- [13] A. Rabl, R. Winston, *Ideal concentrators for finite sources and restricted exit angles*, APPLIED OPTICS, Vol.15, No 11, (1976)
- [14] A. Antonini, M.A. Buttuti, P. Di. Benedetto, D. Uderzo, P. Zurru, A. Parretta, N. Biaggio, *Rondine PV concentrators: field results and innovations*
- [15] A. Antonini, M.A. Buttuti, P. Di. Benedetto, D. Uderzo, P. Zurru, A. Parretta, N. Biaggio, E. Milan, M. Stefancich, M. Armani, *Rondine® PV concentrators: field results and developments*, (2009)
- [16] Carlo Zamparelli *Storia, scienza e leggenda degli specchi ustori di Archimede*, 2 ed., (2007)